



HAL
open science

Emission en infrarouge moyen des poussières dans les galaxies spirales : liens avec la formation d'étoiles et avec la dynamique des galaxies barrées

Helene Roussel

► To cite this version:

Helene Roussel. Emission en infrarouge moyen des poussières dans les galaxies spirales : liens avec la formation d'étoiles et avec la dynamique des galaxies barrées. Astrophysique [astro-ph]. Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 2001. Français. NNT : . tel-00122948

HAL Id: tel-00122948

<https://theses.hal.science/tel-00122948>

Submitted on 6 Jan 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.

Thèse

présentée pour obtenir le titre de

Docteur de l'Université Louis Pasteur de Strasbourg
spécialité : Astrophysique

par Hélène Roussel

— . —

Emission en infrarouge moyen des poussières
dans les galaxies spirales :
liens avec la formation d'étoiles
et avec la dynamique des galaxies barrées

— . —

jury composé de :

Mme Evangelia Athanassoula	rapporteurs
Mr Olivier Bienaymé	
Mr George Helou	
Mme Agnès Acker	présidente du jury
Mr Laurent Vigroux	directeurs de thèse
Mr Alain Blanchard	

laboratoire d'accueil :

Service d'Astrophysique du CEA
C.E. Saclay
91191 Gif sur Yvette cedex

Depuis le fameux big bang
Ça tourne ça tourne
De l'atome à l'étoile
A la façon d'un big band
Ça tourne ça tourne
Ça tourne au quart de poil
[...]
Au dancing des galaxies
Ça tourne ça tourne
Oh ! la belle boule de bal !
Il n'y a guère qu'ici
Qu'ça tourne, ça tourne
Ça tourne toujours mal
[...]

Claude Nougaro

Merci à Laurent Vigroux de m'avoir judicieusement fait confiance pour cette thèse, en me donnant accès à un ensemble de données d'un intérêt inestimable (grâce au travail de préparation de toute l'équipe ISOCAM) et, malgré ses multiples occupations, d'avoir ménagé une petite partie de son temps pour me guider et m'aider. Marc Sauvage mérite également ma reconnaissance pour avoir été un co-directeur de thèse enthousiaste et très pédagogue.

Merci aux membres du jury d'avoir manifesté de l'intérêt pour ma thèse et d'avoir été au rendez-vous de la soutenance, malgré les emplois du temps très serrés.

Rachida Sadat et Alain Blanchard m'ont les premiers donné un avant-goût du travail de recherche. Je leur suis redevable de m'avoir poussée à publier les résultats de stage et d'y avoir grandement contribué, en continuant à travailler avec moi au cours de la thèse.

J'ai aussi bénéficié de l'attention qu'Albert Bosma a portée à mon travail, de sa connaissance approfondie des galaxies et de ses marques d'encouragement.

Que Doris Neumann, Yaël Fuchs et ses légendaires Strudels, le transfuge Thomas Douvion, Elena Belsole, Jean-Paul Mbelek, Pascal Gallais, Françoise Gaulier, Lydie Koch-Miramond, Suzanne Madden, David Landriu, qui m'a accueillie au début de la thèse, et d'autres, soient remerciés de leur amitié et de la sympathique atmosphère qui les entoure, qui rend le travail tellement plus agréable. Je n'oublie pas nos secrétaires et bibliothécaire dévouées, Yolande Guillaume, Geneviève Thierry, Elisabeth Rainot et Dominique Monvoisin.

Je garderai aussi un souvenir ému du personnel de sécurité du CEA et des suaves annonces par haut-parleur tombant délicatement du ciel...

Table des matières

I	Introduction	1
II	La poussière dans les galaxies	3
II.1	Rôles de la phase poussiéreuse	3
II.2	Signatures observationnelles	5
II.2.1	Absorption et rougissement	5
II.2.2	Rayonnement infrarouge	7
II.3	Formation et destruction des grains de poussière	11
II.4	Apports d'IRAS à l'étude des galaxies spirales normales	12
II.5	Centres galactiques observés en infrarouge	15
III	Les galaxies spirales barrées	17
III.1	Un bref historique	17
III.2	Aspects morphologiques	20
III.3	Dynamique du gaz	23
III.4	Simulations des barres incluant le gaz et la formation d'étoiles	26
III.5	Importance des barres pour l'évolution des galaxies isolées	28
IV	Echantillon de galaxies	31
IV.1	Programmes d'observation	31
IV.2	Publication : Atlas	32
IV.3	Supplément à l'Atlas publié : les galaxies des programmes <i>Sf_glx</i> et <i>Irgal</i>	73
V	Formation d'étoiles et rayonnement de la poussière	101
V.1	Morphologie comparée en infrarouge moyen et en H α	101
V.2	Dans les disques	115
V.2.1	Publication	116
V.3	Précisions sur les conséquences pour l'infrarouge lointain	133
V.4	Dans les régions circumnucléaires	135
VI	Activité de formation d'étoiles au centre des galaxies barrées	145
VI.1	Publication	145
VI.2	Taille et brillance des régions centrales	169
VII	Conclusions et poursuite envisageable	175
A	Traitement des données et photométrie	179
B	Publication : Composante baryonique des amas de galaxies	195
C	Liste de publications	219

Chapitre I

Introduction

Le rayonnement infrarouge des galaxies constitue une part essentielle de leur bilan énergétique, contribuant pour environ un tiers dans les galaxies normales, et dominant la puissance bolométrique dans certaines galaxies dont l'activité de formation stellaire, ou liée à un noyau de Seyfert, est suralimentée par des interactions violentes avec d'autres galaxies. Ce fait est suffisant à motiver l'intérêt porté aux sondages de galaxies réalisés en infrarouge, car les populations sélectionnées sont différentes de celles sélectionnées par leur émission stellaire.

Le contenu en poussière des galaxies est en principe fortement couplé à leur évolution chimique. La poussière existe néanmoins en abondance même dans des galaxies très sous-métalliques (Thuan et al. 1999). Les grains se forment dans les éjections de masse des étoiles évoluées et croissent dans les nuages moléculaires où se condensent les nouvelles étoiles. Du fait que les grains de poussière absorbent préférentiellement les photons de plus courtes longueurs d'onde, ils sont chauffés efficacement par les étoiles les plus massives du voisinage. C'est ce qui permet d'utiliser l'émission infrarouge comme indicateur de formation d'étoiles, en tirant profit du phénomène d'extinction au lieu d'avoir à corriger ses effets sur l'émission stellaire et nébulaire. Cependant, en tant que traceur indirect, sa validité dans différents types de galaxies ne va pas de soi et doit être examinée soigneusement. Si, dans le cas d'un sursaut de formation d'étoiles généralisé à l'ensemble de la galaxie, l'intérêt d'estimer le taux de formation stellaire par le rayonnement infrarouge fait peu de doute, le cas des galaxies "normales" (ne montrant pas d'activité très intense, stellaire ou de type Seyfert) est plus problématique. C'est l'un des objets de cette thèse d'étudier à nouveau la question avec, relativement aux observations du satellite IRAS, l'avantage de la résolution angulaire et de l'information spectroscopique. Les observations analysées ici, réalisées par la caméra ISOCAM, couvrent l'infrarouge moyen de 5 à 18 μm , un domaine spectral habituellement associé en grande partie aux cirrus dans les galaxies spirales normales, c'est à dire à des nuages interstellaires diffus chauffés par un rayonnement peu énergétique, caractéristique de populations stellaires évoluées. Nous allons voir comment les nouvelles observations modifient cette vue.

Les galaxies barrées, dont c'est l'un des objectifs de cette thèse d'examiner l'activité de formation d'étoiles, ont suscité beaucoup d'intérêt ces dernières années pour plusieurs raisons. Les simulations numériques et les observations ont montré qu'une perturbation barrée se développe très facilement dans les disques galactiques et que la plupart des galaxies spirales de l'univers proche sont effectivement barrées ; les galaxies barrées ne peuvent donc plus être considérées seulement comme une intéressante curiosité dynamique. La réponse du milieu interstellaire à

un potentiel gravitationnel barré induit une évolution lente mais irréversible, car le gaz tend à couler vers le centre. Cela fait qu'une barre est un facteur d'évolution important pour les galaxies isolées ou n'interagissant pas fortement avec leur environnement. L'intérêt d'observer leur activité de formation d'étoiles par le biais du rayonnement de la poussière est double : nous évitons les effets d'extinction dans les zones de forte densité de gaz et de poussière (en particulier dans les zones de choc de la barre, et dans les régions circumnucléaires), et nous pouvons faire progresser notre compréhension de l'excitation des grains de poussière dans les galaxies, de façon générale. De précieuses informations ont été apportées par des observations au sol des régions centrales de galaxies barrées, mais nécessairement limitées à des sources très brillantes (Telesco et al. 1993). Par ailleurs, les observations d'IRAS, qui a réalisé un relevé complet du ciel dans quatre bandes infrarouges, ne permettaient pas d'obtenir une information spatiale sauf dans les galaxies les plus proches. Nous avons ici la possibilité d'examiner la morphologie de l'émission en infrarouge moyen d'un grand nombre de galaxies, de séparer spatialement des zones où dominant différentes phases de poussière et différents régimes d'excitation, et ainsi d'obtenir plus de détails concernant les effets de la dynamique barrée sur la distribution et l'intensité de la formation d'étoiles.

Cette thèse comporte deux parties introductives, l'une sur la composante de poussière des galaxies et l'autre sur les aspects morphologiques et dynamiques des galaxies barrées, une partie présentant l'échantillon analysé et les cartes en infrarouge moyen, une partie sur l'estimation des taux de formation d'étoiles reposant sur l'émission de la poussière, et une partie sur la comparaison de l'activité des galaxies barrées et non barrées, détaillant les propriétés des régions circumnucléaires. Les publications sont incluses à l'intérieur des chapitres dans la suite logique du discours, et suivies de résultats supplémentaires.

Chapitre II

La poussière dans les galaxies

II.1 Rôles de la phase poussiéreuse

La poussière ne constitue qu'une très petite fraction de la masse visible des galaxies : environ un centième de la masse gazeuse atomique et moléculaire, elle-même de l'ordre d'un dixième de la masse stellaire pour les galaxies spirales. Nous n'allons étudier qu'une partie de la population de poussières, celle qui rayonne dans l'infrarouge moyen entre 5 et 18 μm . Dans l'échantillon étudié ici, on peut estimer que la puissance émise dans la bande 12–18 μm est de l'ordre de 2 à 6% de la puissance infrarouge totale émise entre 8 et 1000 μm (en utilisant pour estimer cette dernière quantité les flux IRAS et la formule de calcul de Sanders & Mirabel 1996). Pour la bande 5–8.5 μm , cette fraction varie de 2 à 16%. Cependant, les observations en infrarouge moyen permettent de sonder des phases de la poussière différentes de celles qui rayonnent dans l'infrarouge lointain et submillimétrique (qui constituent l'essentiel de la masse poussiéreuse), comme nous le verrons plus loin. Malgré son caractère négligeable pour la dynamique des galaxies, la poussière est une composante galactique essentielle et de grand intérêt pour plusieurs raisons :

- Elle absorbe et diffuse une partie du rayonnement des étoiles et du gaz chaud situés en arrière-plan, de manière sélective en fonction de la longueur d'onde. Les photons de plus grande énergie étant préférentiellement absorbés, la distribution spectrale d'énergie observée se trouve modifiée de telle sorte que toutes les couleurs sont rougies. L'extinction moyenne le long de la ligne de visée des régions HII des disques galactiques est élevée. Par exemple, van der Hulst et al. (1988) a estimé l'extinction en direction d'une quarantaine de régions HII géantes de M51 en comparant les flux de la raie de recombinaison H α avec une estimation de la composante thermique des flux radio à 6 cm (rayonnement de freinage des électrons libres). Malgré les incertitudes substantielles dues à la séparation des rayonnements thermique et synchrotron, les résultats indiquent de façon concluante une extinction moyenne en bande V de 1.8 mag, contre environ 1.3 mag par les décrets de Balmer (qui tendent à sous-estimer l'extinction). L'extinction est de plus localement fortement inhomogène, dépendant de la quantité de poussière, de sa composition et de sa distribution géométrique, toujours complexe et difficile à modéliser, par rapport aux sources qu'elle atténue. La poussière se trouve en abondance là où le gaz est également le plus dense, dans les nuages moléculaires qui apparaissent en optique comme des nébulosités obscures ; ces nuages ont une structure extrêmement complexe, fractale sur de nombreux ordres d'échelle

(Falgarone et al. 1991), ce qui implique une forte variation spatiale de l’extinction. Du fait de l’existence de la poussière, notre vue des galaxies est donc déformée en optique et encore plus dans l’ultraviolet lointain qui est une signature directe des étoiles jeunes massives. Les grains de poussière dont la taille est supérieure à la longueur d’onde de la lumière incidente en diffusent également une partie, et c’est ce phénomène qui est à l’origine des nébuleuses par réflexion.

- Comme la poussière est intimement mêlée au gaz interstellaire, qui est la composante dissipative des galaxies – c’est à dire capable, au contraire des étoiles, d’évacuer par rayonnement son énergie cinétique – la poussière ressent de la même manière les ondes de densité (spirales ou barres) et la compression consécutive aux chocs à grande échelle formés au passage de ces ondes. Les zones de densité élevée de gaz moléculaire le long des bras spiraux et des barres sont ainsi signalées par des bandes de poussière provoquant une absorption très contrastée dans les images optiques. Ces bandes de poussière fournissent donc un précieux traceur indirect de la dynamique des galaxies spirales.
- Des grains de forme allongée, en présence d’un champ magnétique régulier, s’alignent dans une direction privilégiée et induisent une polarisation linéaire de la lumière, parce que les ondes polarisées parallèlement à l’orientation des grains sont plus éteintes que celles polarisées perpendiculairement. Ainsi, à cause de la poussière, observer une direction de polarisation dominante permet de remonter aux lignes de champ magnétique, qui dans les cas où elles sont gelées dans le gaz, donnent des indications sur les flots de gaz et la dynamique interne des galaxies.
- L’énergie absorbée est réémise dans l’infrarouge à des longueurs d’onde comprises entre $3\ \mu\text{m}$ et $1\ \text{mm}$ selon la nature, la taille et la température des grains de poussière. Pour des galaxies spirales normales comme celles de l’échantillon analysé ici, ne présentant ni un taux de formation d’étoiles très élevé ni un noyau de Seyfert très actif, la luminosité infrarouge totale est de l’ordre d’un tiers de la luminosité stellaire (Soifer & Neugebauer 1991). C’est donc une composante importante du bilan énergétique des galaxies, et ce d’autant plus que l’activité, stellaire ou non, augmente : pour les galaxies lumineuses et ultralumineuses en infrarouge, qui connaissent une activité intense, c’est l’émission de la poussière qui domine la luminosité bolométrique (alors que la puissance émise en optique augmente d’un facteur 4, celle émise en infrarouge augmente par 3 ordres de grandeur : Sanders & Mirabel 1996).
- Dans les milieux denses, elle forme une protection efficace contre les photons ultraviolets et optiques et permet l’existence de condensations moléculaires très froides, qui donneront éventuellement naissance à des étoiles. L’évolution chimique et dynamique des nuages moléculaires est couplée à cet écrantage du rayonnement (de Boisanger & Chièze 1991).
- La poussière joue un rôle de catalyseur dans la chimie du milieu interstellaire : des atomes et des molécules sont adsorbés à la surface des grains, où ils peuvent être piégés ou migrer jusqu’à rencontrer un autre composé adsorbé avec lequel ils réagissent avant d’être libérés. C’est en particulier le mécanisme de formation de l’hydrogène moléculaire. D’autres molécules se forment par photolyse et recombinaison des constituants du manteau de glaces des grains.

- Les grains de poussière participent sans doute de façon efficace au chauffage du gaz interstellaire diffus (Watson 1972). L’ionisation des atomes à la surface des grains par le rayonnement ultraviolet lointain des étoiles s’accompagne d’une libération d’énergie sous la forme d’énergie cinétique des électrons ; de plus, la réaction de formation de l’hydrogène moléculaire sur les grains est fortement exothermique, ce qui permet de libérer les molécules nouvellement formées avec une grande énergie cinétique. Le refroidissement du milieu interstellaire diffus s’opère par collisions entre électrons libres et ions, au cours desquelles une partie de l’énergie cinétique des électrons sert à exciter un niveau de structure fine de l’ion et est évacuée par rayonnement. d’Hendecourt & Léger (1987) et Puget & Léger (1989) ont proposé que le type de poussière qui domine l’émission dans l’infrarouge moyen, sous forme de bandes larges (des macro-molécules de structure planaire dans leur modèle), fournissent un chauffage photo-électrique plus efficace que les grains de poussière classiques, du fait même de leur structure. Ils ont également proposé un test observationnel, qui est la recherche d’une corrélation entre la puissance rayonnée par la raie de [CII] à $158\ \mu\text{m}$, qui est un des plus importants agents de refroidissement du milieu interstellaire atomique, et la puissance rayonnée dans les bandes en infrarouge moyen, qui est égale à la puissance absorbée par la poussière, principalement dans l’ultraviolet. Ce test a été récemment appliqué par Helou et al. (2000) avec succès.

II.2 Signatures observationnelles

II.2.1 Absorption et rougissement

L’observation d’une étoile de type spectral connu à de nombreuses longueurs d’onde permet de déterminer la loi d’extinction sur sa ligne de visée, en comparant la distribution d’énergie observée à un spectre synthétique ou au spectre d’une étoile peu rougie de type identique. Un paramètre essentiel, qui dépend de la nature de la poussière (composition chimique et distribution en taille), est le rapport de l’extinction absolue dans une bande sur l’extinction relative entre deux bandes, par exemple $R_V = A(V)/E(B - V)$, où $A(V)$ est l’extinction dans la bande V et $E(B - V)$ l’excès de couleur entre les bandes B et V, c’est à dire le rougissement. Dans le milieu interstellaire diffus, R_V est de l’ordre de 3.1, tandis que sur les lignes de visée des étoiles enfouies dans un nuage dense ou possédant une enveloppe circumstellaire épaisse, il atteint en général des valeurs plus élevées. Schématiquement, un paramètre R_V plus élevé, c’est à dire une moindre sélectivité de l’extinction en fonction de la longueur d’onde, peut être dû à une distribution en taille favorisant les plus gros grains ; les grains croissent plus facilement par coalescence dans les milieux denses et froids, ce qui explique qu’on observe des rapports R_V plus grands en direction des étoiles enfouies ou à enveloppe circumstellaire dense.

La figure II.1 montre trois exemples de courbes d’extinction. Les courbes d’extinction sont très semblables dans la partie proche-infrarouge et optique du spectre, mais peuvent changer drastiquement dans la partie ultraviolette selon la ligne de visée. L’extinction ne varie pas de façon monotone en fonction de la longueur d’onde : il existe des signatures spectrales particulières. La plus importante est la large bande autour de 220 nm, qui est attribuée à des composés carbonés de petite taille, sans que leur nature soit élucidée. Dans le domaine optique, il existe une série de bandes d’absorption fines et peu profondes, appelées bandes interstellaires diffuses,

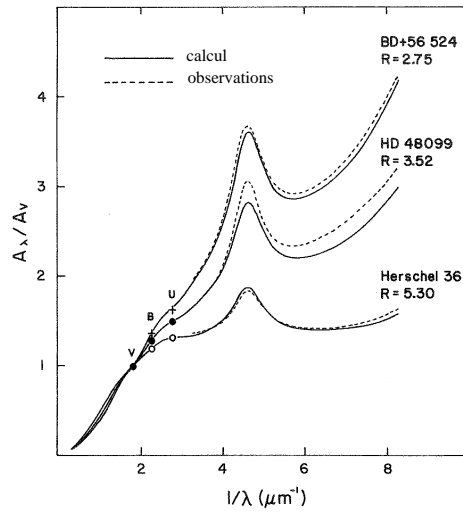


Figure II.1: (extraite de Cardelli et al. 1989). Lois d'extinction sur les lignes de visée de trois étoiles, représentées par des polynômes en $1/\lambda$ sur différents domaines spectraux, dont l'unique paramètre libre est R_V .

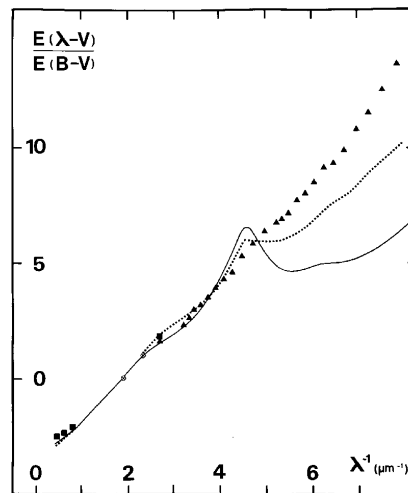


Figure II.2: (extraite de Bouchet et al. 1985). Lois d'extinction moyennes de la Galaxie (ligne continue), du Grand Nuage de Magellan (pointillés) et du Petit Nuage de Magellan (carrés et triangles).

dont l'origine reste inconnue. Enfin, dans l'infrarouge proche et moyen, la glace recouvrant les grains de poussière dans les nuages moléculaires produit une absorption à $3.1 \mu\text{m}$, et les grains de silicates amorphes des bandes larges à 9.7 et $18 \mu\text{m}$. Witt et al. (1984) ont montré que les variations dans l'intensité de la bande d'absorption à 220 nm et dans la pente de la montée en ultraviolet lointain semblent se produire indépendamment l'une de l'autre, suggérant que deux composantes distinctes de poussière sont responsables de ces signatures.

Les courbes d'extinction moyennes sont également très différentes d'une galaxie à l'autre, selon la métallicité et les conditions physiques des grains. Les lois d'extinction les mieux connues

sont celles de notre Galaxie et des Grand et Petit Nuages de Magellan (Fig. II.2), dont les métallicités sont en moyenne 1/4 et 1/10 de la métallicité solaire. Les différences les plus marquées sont l'intensité de la bande à 220 nm et la pente de la courbe dans l'ultraviolet lointain. Ces lois d'extinction sont malgré tout déduites de l'observation d'un très petit nombre d'étoiles, alors que la loi d'extinction peut varier fortement en fonction de la ligne de visée.

Lorsqu'on observe des régions étendues non résolues en objets individuels, comme un ensemble de régions HII et le milieu interstellaire environnant, la géométrie compliquée des distributions relatives de la poussière et des étoiles, ainsi que de possibles gradients spatiaux des propriétés physiques de la poussière associés aux variations de densité de gaz et d'énergie, font que la manipulation de l'extinction est extrêmement délicate. Des rayonnements à une même longueur d'onde mais provenant de régions différentes, comme par exemple une raie nébulaire et le continuum stellaire sous-jacent, ne sont pas affectés par la même absorption. De plus, en supposant que l'on considère uniquement des rayonnements de même origine spatiale, comme différentes raies de recombinaison de l'hydrogène, l'extinction affectant un couple de raies à des petites longueurs d'onde paraîtra toujours plus petite que si l'on utilise une plus grande gamme de longueurs d'onde, parce que les régions les plus éteintes le seront dans les deux raies et contribueront très peu au flux émergent dans une raie comme dans l'autre. Pour des régions étendues, on ne peut donc pas déterminer une loi d'extinction, mais plutôt une loi d'atténuation effective, qui combine les effets de l'absorption, de la diffusion et les effets géométriques de distribution de la poussière et des étoiles. L'absorption peut être très élevée sans que la distribution spectrale d'énergie soit significativement rougie (Witt et al. 1992). C'est la raison pour laquelle Calzetti et al. (1994) dérivent, pour une moyenne de 39 starbursts circumnucléaires et galaxies bleues compactes, des "lois d'extinction" très grises.

II.2.2 Rayonnement infrarouge

L'énergie absorbée par les grains est principalement réémise dans le domaine infrarouge, à des longueurs d'onde comprises entre environ $3\ \mu\text{m}$ et 1 mm. Une "émission rouge étendue", consistant en une très large bande entre environ 6000 et 8000 Å, non attribuable à un mécanisme de diffusion (Schmidt et al. 1980) est aussi observée dans une grande variété de sites, en particulier des nébuleuses par diffusion, des nébuleuses planétaires, des région HII et des nuages interstellaires diffus. Des nano-cristaux de silicium sont un bon candidat pour cette émission (Ledoux et al. 1998 ; Gordon et al. 2000).

L'émission en infrarouge lointain, c'est à dire pour $\lambda \geq 60\text{--}100\ \mu\text{m}$, est produite par des grains de poussière à l'équilibre thermique dans le champ de rayonnement qui baigne le milieu interstellaire. L'émissivité dans l'infrarouge lointain est usuellement décrite par une loi en λ^{-n} , où n vaut entre 1 et 2. L'exposant n est assez mal déterminé, mais Reach et al. (1995) suggèrent pour rendre compte des observations de la Galaxie par FIRAS, le spectromètre en infrarouge lointain ($100\ \mu\text{m}$ à 4.5 mm) qui était à bord de COBE, une loi d'émissivité un peu plus complexe, équivalente à λ^{-1} pour $\lambda \ll 200\ \mu\text{m}$ et λ^{-2} pour $\lambda \gg 200\ \mu\text{m}$. Lorsque le spectre infrarouge des galaxies au-delà de $100\text{--}200\ \mu\text{m}$ est suffisamment bien contraint, il est en général incompatible avec une composante de poussière à une seule température et implique que de grandes quantités de poussière froide existent ($T \simeq 10\text{--}20\ \text{K}$) et dominant en masse la composante de poussière

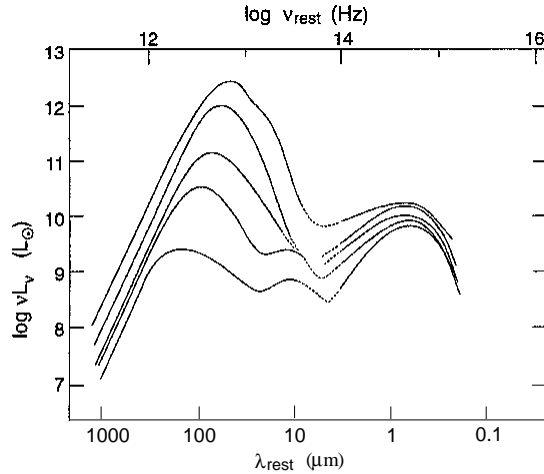


Figure II.3: (extraite de Sanders & Mirabel 1996). Distributions spectrales d'énergie moyennes de galaxies sélectionnées par leur flux à $60 \mu\text{m}$. Elles illustrent la prédominance de la partie infrarouge par rapport au reste du spectre lorsque la luminosité à $60 \mu\text{m}$ augmente. Cette évolution s'accompagne d'un déplacement du pic d'énergie vers des longueurs d'onde plus courtes : la température moyenne de la composante de poussière "tiède" augmente.

"tiède" (typiquement $T \simeq 30 - 40 \text{ K}$), seule visible par IRAS à $\lambda \leq 100 \mu\text{m}$. C'est par exemple la conclusion la plus probable à laquelle arrivent Kwan & Xie (1992) en utilisant des données à $350 \mu\text{m}$ et $760 \mu\text{m}$ en plus des données d'IRAS à 60 et $100 \mu\text{m}$. Les observations de la Galaxie par FIRAS (Reach et al. 1995) et des galaxies NGC 891 et NGC 3079 avec SCUBA (à 450 et $850 \mu\text{m}$), ces dernières combinées avec les mesures d'IRAS à 60 et $100 \mu\text{m}$ (Alton et al. 1998b ; Stevens & Gear 2000), montrent également la présence de grandes quantités de poussière froide. Trehwella et al. (2000) ont obtenu des observations spectroscopiques entre 50 et $200 \mu\text{m}$ de cinq galaxies spirales (dont M 51, M 83 et NGC 6946, qui font partie de notre échantillon), qui confirment clairement ce résultat.

Le pic d'énergie de l'émission de la poussière dans les galaxies normales se situe entre 100 et $200 \mu\text{m}$. Dans la majorité des galaxies sélectionnées en optique, la puissance infrarouge totale est de l'ordre d'un tiers de la puissance observée en optique et en ultraviolet, ce qui signifie que la plus grande partie du rayonnement des étoiles nous parvient sans être éteint. Le satellite IRAS a cependant révélé l'existence d'une classe de galaxies lumineuses et ultralumineuses en infrarouge (voir la revue de Sanders & Mirabel 1996) dans lesquelles la puissance absorbée et réémise par la poussière dépasse celle qui s'échappe sans être absorbée. Un ensemble de distributions spectrales d'énergie est montrée en Fig. II.3. Ces galaxies très lumineuses en infrarouge sont pour la plupart en interaction ou en cours de fusion avec un compagnon, et sont rares dans l'univers local. Leur fréquence augmente en remontant dans le temps.

Dans l'infrarouge moyen en-dessous de $15 \mu\text{m}$, l'émission des galaxies spirales est généralement dominée par des bandes larges à 3.3 , 6.2 , 7.7 , 8.6 , 11.3 et $12.7 \mu\text{m}$, attribuées à des composés carbonés de très petite taille. Ces bandes sont présentes presque partout dans le milieu interstellaire, à la surface des nuages moléculaires, autour des régions HII, dans les nébuleuses par diffusion, aussi bien dans les nuages diffus à haute latitude Galactique (Lemke et al. 1998), et sont aussi détectées dans les nébuleuses planétaires (Cohen et al. 1986), les enveloppes de certaines étoiles évoluées et les enveloppes circumstellaires ou disques d'étoiles pré-séquence

principale. Le fait que leur spectre d'émission reste quasiment identique dans des champs de rayonnement d'intensité très variable (même forme spectrale et rapports d'intensité des bandes remarquablement stables) implique que les particules à l'origine de cette émission ne sont pas à l'équilibre thermique avec le champ de rayonnement, mais chauffées de façon transitoire par l'absorption d'un seul photon, et qu'elles se désexcitent rapidement avant l'arrivée d'un nouveau photon.

Le postulat de l'existence de grains de poussière de très petite taille hors-équilibre et la prédiction de leur continuum d'émission sont antérieurs à leur observation effective (par exemple, Aannestad & Kenyon 1979 et les références incluses). Pour un grain de faible capacité calorifique, qui passe l'essentiel de son temps à basse température entre deux absorptions de photons, la température effective est beaucoup plus élevée que la température d'équilibre correspondant à la densité de rayonnement ambiante, et le grain rayonne à des longueurs d'onde plus petites que s'il était à l'équilibre, d'où un excès d'émission en infrarouge moyen. Une émission aux alentours de $10\ \mu\text{m}$ correspond à des fluctuations de température de quelques centaines de Kelvin.

C'est l'interprétation retenue par Sellgren (1984) pour expliquer ses observations du continuum entre 1.25 et $4.8\ \mu\text{m}$ de nébuleuses par diffusion. Le chauffage peut être fourni non seulement par le rayonnement stellaire, mais aussi par des réactions chimiques exothermiques à la surface du grain (Allen & Robinson 1975), comme par exemple la combinaison de deux atomes d'hydrogène, ou encore par des collisions avec des atomes d'hydrogène (ce dernier cas de figure est invoqué par Papoular 2000 pour l'excitation des porteurs des bandes d'émission entre 3 et $13\ \mu\text{m}$ dans la galaxie M 31).

Cohen et al. (1986) ont montré que la fraction du flux infrarouge entre 7 et $140\ \mu\text{m}$ provenant des bandes d'émission, dans un ensemble de nébuleuses planétaires, est corrélée avec le rapport d'abondance C/O. Ce résultat était l'attribution des bandes à des composés carbonés. L'identification la plus populaire des porteurs de ces bandes les associe à des transitions entre des niveaux de vibration des liaisons C-H et C-C dans des macro-molécules aromatiques hydrogénées de quelques dizaines d'atomes (Léger & Puget 1984). Elles sont appelées PAH, pour *polycyclic aromatic hydrocarbons*. Cependant, la constance du spectre des bandes dans des champs de rayonnement ultraviolet variant par plus de trois ordres de grandeur contredit le modèle des PAH, qui prévoit que les changements de degré d'ionisation ont des conséquences radicales sur les rapports d'intensité des bandes (Uchida et al. 2000). De plus, le fait que ces bandes ne soient pas résolues en sous-composantes même à la plus haute résolution spectrale accessible, et qu'elles soient très larges avec des ailes étendues, favorise des particules de plusieurs centaines plutôt que quelques dizaines d'atomes (Boulanger et al. 1998).

Des modèles alternatifs existent. Papoular et al. (1989) proposent des grains de charbon présentant une structure partiellement cristalline aux plus petites échelles, incluant des empilements de cycles aromatiques auxquels sont attachés des groupes fonctionnels qui seraient responsables de l'émission des bandes infrarouges. Il faut noter que l'idée originelle d'associer les bandes infrarouges à des groupes fonctionnels attachés à des grains carbonés provient de Duley & Williams (1981). D'autres identifications sont faites avec divers composés carbonés hydrogénés et oxygénés, très semblables aux précédents mais dont la structure diffère dans les détails (Borghesi et al. 1987 ; Sakata et al. 1987). Jones & d'Hendecourt (2000) ont récemment

proposé comme responsable des bandes d'émission infrarouges la structure de surface des nano-diamants, qui comporte des cycles aromatiques, les cœurs de ces mêmes grains étant identifiables aux "très petits grains", qui émettent un continuum thermique au-delà de $10 \mu\text{m}$ (voir ci-après).

Dans le modèle de Mathis et al. (1977), la loi d'extinction du milieu interstellaire diffus est reproduite par un mélange égal en masse de grains de graphite et de silicates amorphes, leur distribution en taille étant approchée par une loi de puissance, $dN/dr \propto r^{-3.5}$, où le rayon équivalent r varie de quelques dizaines à environ 3000 \AA . La bande d'absorption à 220 nm est attribuée à des petits grains de graphite ($r < 150 \text{ \AA}$). Cependant, ce modèle, dans lequel les grains sont à l'équilibre thermique dans le champ de rayonnement interstellaire à des températures de l'ordre de 20 K , ne rend pas compte de l'émission infrarouge en-deçà de $60 \mu\text{m}$. Il est nécessaire, pour l'expliquer, d'étendre la distribution en taille jusqu'à quelques Angström.

Au-delà de $10 \mu\text{m}$ et en-deçà de $60 \mu\text{m}$, un continuum est en effet visible, largement en excès de celui extrapolé des flux à 60 et $100 \mu\text{m}$ dans l'hypothèse de grains à l'équilibre thermique. Ce continuum en infrarouge moyen est attribué à des petits grains carbonés dont le régime thermodynamique occupe toute la zone intermédiaire entre le chauffage purement impulsif et l'équilibre thermique, c'est à dire que les grains peuvent se refroidir partiellement ou totalement dans l'intervalle séparant l'arrivée de deux photons. Pour rendre compte à la fois de la loi d'extinction moyenne et du spectre d'émission de la poussière dans le milieu interstellaire diffus, Désert et al. (1990) proposent un modèle faisant intervenir trois composantes de poussière : porteurs aromatiques des bandes d'émission (de rayon inférieur à 10 \AA), très petits grains de structure 3-dimensionnelle et non pas planaire comme les composés aromatiques (de rayon compris entre environ 10 et 150 \AA), et gros grains à l'équilibre thermique ($r > 150 \text{ \AA}$). Chacune de ces composantes est responsable dans ce modèle d'une partie distincte des spectres d'absorption et d'émission (Fig. II.4).

Cependant, Uchida et al. (2000) remarquent que le rapport F_{12}/F_{FIR} est remarquablement constant dans les nébuleuses par diffusion, pour des étoiles excitatrices de températures très

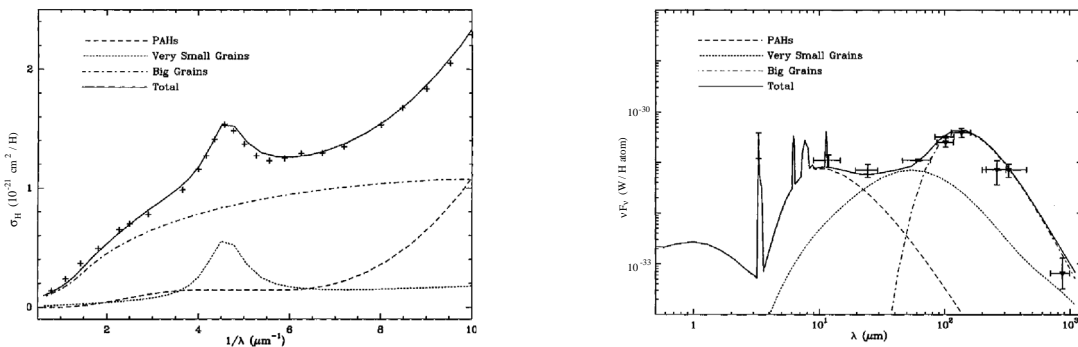


Figure II.4: (extraite de Désert et al. 1990). **à gauche :** Reproduction de la loi d'extinction moyenne (croix) avec trois composantes de poussière (avec $R_V = 3.1$ et $N_H/E(B - V) = 5.8 \cdot 10^{21} \text{ H.cm}^{-2}$). **à droite :** Reproduction du spectre d'émission du milieu interstellaire diffus (croix) par les mêmes composantes. Les barres horizontales représentent la largeur des filtres photométriques.

variables et donc des rayonnements de duretés très différentes. Cela implique que le matériel responsable de l'émission à $12\ \mu\text{m}$ suit une loi d'extinction couplée à celle du reste de la poussière qui émet dans l'infrarouge lointain. Nous verrons plus loin que l'émission à 7 et $15\ \mu\text{m}$ est aussi étroitement corrélée à l'émission en infrarouge lointain dans les galaxies.

Un autre type de poussière produit une émission d'avant-plan qui constitue la majeure partie du fond diffus en infrarouge moyen, d'intensité parfois comparable à celle des galaxies étudiées ici : la poussière interplanétaire qui produit la lumière zodiacale par diffusion de photons optiques et réémet dans l'infrarouge l'énergie absorbée. Ses sources de production sont principalement les comètes et astéroïdes, mais une petite partie provient également de poussière interstellaire entrant dans le système solaire. Le spectre de la poussière zodiacale est facilement reconnaissable et nous verrons plus loin comment le soustraire.

Enfin, les étoiles géantes froides peuvent aussi contribuer à l'émission en infrarouge moyen. Dans l'échantillon étudié ici, cette contribution est négligeable sauf dans quelques cas isolés. Elle n'est détectable dans les galaxies que lorsque le taux de formation d'étoiles est très faible. En principe, le spectre d'émission peut aussi être absorbé par des grains de silicates à 9.7 et $18\ \mu\text{m}$. Cependant, cette absorption, pour être détectable, requiert des profondeurs optiques très grandes, qui ne sont rencontrées à grande échelle dans aucune des galaxies normales qui constituent notre échantillon.

II.3 Formation et destruction des grains de poussière

Les grains de poussière sont composés des éléments métalliques les plus abondants, en plus de l'hydrogène : carbone, azote, oxygène, fer, magnésium, aluminium, silicium. Ces éléments montrent une déficience dans le milieu interstellaire par rapport aux abondances solaires parce qu'une partie importante en est bloquée dans les grains. Les observations d'extinction et des abondances en phase gazeuse impliquent que la majeure partie du silicium et environ les deux tiers du carbone du milieu interstellaire se trouvent dans les grains de poussière.

L'extinction dans le visible est explicable par des grains de silicates de l'ordre de $1000\ \text{Å}$ de rayon, constitués d'un noyau recouvert d'un manteau de glace contenant de nombreuses impuretés (ce manteau existe dans les nuages moléculaires seulement). Ce type de grains provoque des bandes d'absorption à 9.7 et $18\ \mu\text{m}$ (silicates) et $3.1\ \mu\text{m}$ (glace).

La poussière est produite dans les vents et les enveloppes froides des étoiles évoluées riches en carbone, en oxygène et en autres éléments synthétisés en fin de vie de l'étoile (géantes et supergéantes rouges, nébuleuses planétaires, vents des étoiles Wolf-Rayet, mais aussi novæ et supernovæ), où les ejecta métalliques s'associent en molécules qui réagissent et s'aggrègent pour former des grains primaires, hydrocarbonés ou silicates. Les silicates sont probablement formés principalement par les supernovæ et les étoiles massives évoluées riches en oxygène, qui sont les producteurs dominants de silicium (Douvion 2000). Quant au carbone, c'est le premier élément métallique à être synthétisé dans les étoiles, par combustion de l'hélium, et on s'attend donc à une contribution importante des géantes de faible masse à la formation des poussières carbonées.

Les grains subissent des transformations sous l'effet du rayonnement local et ceux qui ne sont

pas détruits sont progressivement dispersés dans le milieu interstellaire, portés par le vent de l'étoile parente. La poussière se sublime dans des champs de rayonnement ultraviolet intense. Les grains peuvent également être fragmentés, érodés ou partiellement vaporisés et leur distribution en taille modifiée au passage d'un choc. Ils sont pour une bonne part détruits dans les chocs de supernovæ de plusieurs centaines de km.s^{-1} .

Les petits grains sont portés transitoirement à des températures de 100–1000 K. L'énergie qu'ils reçoivent par l'absorption d'un seul photon augmente significativement leur énergie interne. Par conséquent, dans les champs de rayonnement intense, seuls les plus gros grains survivent : les porteurs des bandes d'émission sont d'abord détruits avant les autres grains.

L'efficacité de destruction des grains, après qu'ils aient été formés par les étoiles, implique qu'ils se régénèrent dans le milieu interstellaire, où ils croissent par condensation de la phase gazeuse à leur surface et surtout par coalescence entre grains et accrétion d'un manteau de glaces (eau, méthane, ammoniac, etc.) dans les nuages moléculaires. Lorsque les grains sont par la suite exposés à un champ de rayonnement plus intense, ils continuent à évoluer par des réactions photochimiques en surface, formant des composés organiques plus résistants que les glaces (Greenberg 1986).

II.4 Apports d'IRAS à l'étude des galaxies spirales normales

Le satellite IRAS a effectué un relevé du ciel presque complet dans quatre bandes photométriques larges centrées à 12, 25, 60 et 100 μm . Les flux totaux de plus de dix mille galaxies ont été mesurés dans ces bandes. Je discute brièvement quelques résultats en rapport avec les thèmes abordés ici.

Les couleurs infrarouges des galaxies se distribuent à l'intérieur d'une bande large où les variations du rapport F_{12}/F_{25} sont inverses de celles du rapport F_{60}/F_{100} (Helou 1986 ; Fig. II.5). Des galaxies qui forment très peu d'étoiles occupent la zone du diagramme à basse couleur F_{60}/F_{100} et à rapport F_{12}/F_{25} élevé. Une augmentation de l'activité de formation d'étoiles a pour effet un déplacement dans le diagramme vers la zone supérieure gauche. La position d'une galaxie dans ce diagramme est classiquement interprétée comme résultant du mélange dans des proportions variables de deux composantes de poussière : l'une située à proximité des régions HII et chauffée par les étoiles massives, l'autre distribuée dans le milieu interstellaire neutre diffus et chauffée principalement par des étoiles de types tardifs (composante appelée "cirrus"). Dans le modèle proposé par Helou (1986), les couleurs des galaxies sont reproduites à l'aide de deux paramètres : la fraction de l'émission provenant des cirrus (supposés de couleurs infrarouges constantes, celles de l'extrémité inférieure droite du diagramme) et l'intensité du rayonnement dans les régions actives.

L'utilisation de l'émission dans l'infrarouge lointain (60–100 μm) en tant qu'indicateur du taux de formation stellaire est controversée. Il est malgré tout assez généralement accepté que l'infrarouge lointain ne peut remplir le rôle de traceur quantitatif de la formation stellaire que dans les galaxies formant des étoiles à un taux très soutenu (galaxies starbursts), parce que la composante de poussière du type cirrus est censée représenter la majeure partie de l'émission infrarouge des galaxies spirales peu actives. Lonsdale-Persson & Helou (1987), par exemple,

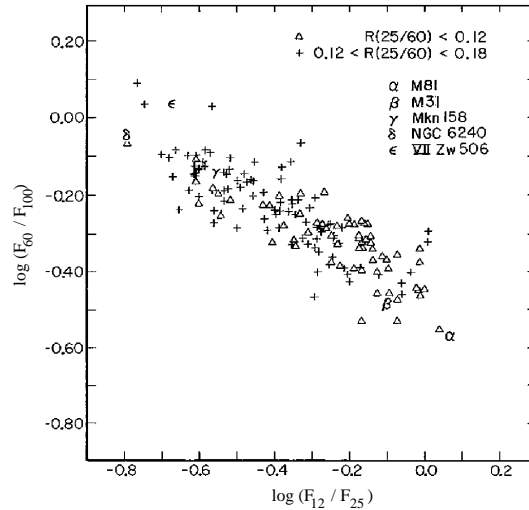


Figure II.5: (extraite de Helou 1986). Diagramme à deux couleurs en infrarouge de galaxies ne contenant pas de noyau actif. Les points α et β identifient deux galaxies spirales anémiques, δ une galaxie starburst, γ une naine bleue compacte et ϵ un système en interaction.

attribuent des fractions de 40 à 80% de l'émission infrarouge totale de ce type de galaxies à la composante de cirrus ; cependant, le modèle utilisé est très simplifié, supposant deux populations de grains à des températures fixes. La distinction entre la composante de cirrus et la composante active est arbitraire, en ce sens qu'elle reflète surtout des différences dans la distribution spectrale d'énergie du rayonnement de chauffage, et de ce fait dépend de la distance de la poussière aux étoiles massives. Loin des sites de formation d'étoiles, le chauffage est estimé fourni par des photons optiques provenant des populations stellaires évoluées. Uchida et al. (1998) ont montré la nécessité d'une contribution importante du rayonnement optique au chauffage des porteurs des bandes aromatiques dans une nébuleuse par diffusion illuminée par des étoiles émettant peu de photons ultraviolets. Ce n'est que lorsque l'activité de formation d'étoiles est généralisée à l'ensemble de la galaxie qu'il est certain que le chauffage des grains soit essentiellement dû au rayonnement ultraviolet des étoiles jeunes.

La raie de recombinaison $H\alpha$ est usuellement utilisée comme traceur des étoiles plus massives que $10 M_{\odot}$ dans les galaxies, moyennant certaines hypothèses sur les conditions de densité et de température dans les régions HII (Kennicutt 1998a). Sauvage & Thuan (1992) ont montré que dans un échantillon de galaxies spirales sélectionnées optiquement, moins actives que des galaxies sélectionnées en infrarouge, la relation entre les luminosités en infrarouge lointain et en $H\alpha$ est non-linéaire ($L_{\text{FIR}} \propto L_{\text{H}\alpha}^{1.45}$). De plus, l'excès infrarouge, c'est à dire l'excès du rapport $L_{\text{FIR}}/L_{\text{H}\alpha}$ relativement à la valeur attendue si l'émission infrarouge était uniquement alimentée par les étoiles jeunes, varie le long de la séquence spirale de Hubble, comme indiqué par la figure II.6. Cette progression s'interprète le plus naturellement comme une contribution croissante de la poussière de type cirrus à l'émission infrarouge, en moyenne, des types morphologiques tardifs aux types précoces. Nous y reviendrons ultérieurement.

La grande base de données produite par IRAS a également servi à des études statistiques de l'influence de la morphologie barrée sur l'émission infrarouge des galaxies. Comme discuté dans le chapitre suivant, l'existence d'une barre peut être un moyen efficace d'amener de grandes quan-

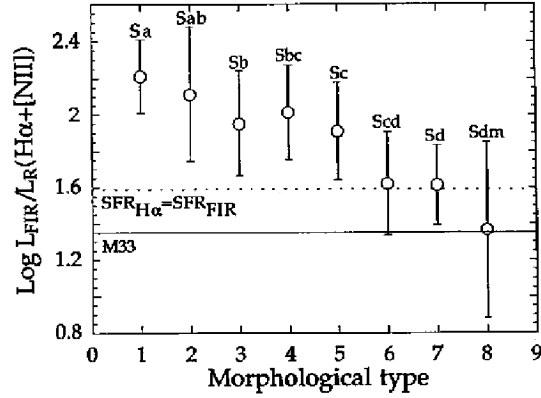


Figure II.6: (extraite de Sauvage & Thuan 1992). Rapport moyen des luminosités en infrarouge lointain et dans les raies voisines $\text{H}\alpha$ et $[\text{NII}]$, en fonction du type morphologique, d'un échantillon de 135 galaxies. Le rapport de la raie $\text{H}\alpha$ aux raies $[\text{NII}]$, qui ne sont pas séparées dans des observations à basse résolution spectroscopique, est assez stable dans les disques de galaxies (Kennicutt & Kent 1983). Les barres d'erreur représentent la dispersion à 1σ à l'intérieur de chaque type. La ligne continue indique la valeur mesurée dans les sites de formations d'étoiles de la galaxie Scd M33 où la poussière est la plus chaude, et la ligne pointillée la valeur résultant de la combinaison de deux calibrations pour les taux de formation d'étoiles, l'une en termes de luminosité $\text{H}\alpha$ et la deuxième en termes de luminosité infrarouge.

tités de gaz au centre d'une galaxie, ce qui favorise le déclenchement d'une formation d'étoiles intense. Hawarden et al. (1986) ont inspecté les couleurs infrarouges d'un large échantillon de galaxies spirales sélectionnées optiquement et détectées dans les quatre bandes d'IRAS, ne contenant pas de noyau actif. Ils trouvent qu'une fraction importante des galaxies fortement barrées, ainsi que quelques galaxies faiblement barrées, ont un excès d'émission dans la bande à $25\ \mu\text{m}$, relativement à l'émission à 12 et $100\ \mu\text{m}$, par rapport aux couleurs observées dans les galaxies non barrées. Comme des rapports F_{25}/F_{12} élevés sont caractéristiques de poussière chaude dans des régions de formation d'étoiles, l'excès à $25\ \mu\text{m}$ des galaxies barrées est attribuable à une contribution accrue des sites de formation d'étoiles à l'émission infrarouge totale. L'échantillon utilisé par Hawarden et al. (1986) devant satisfaire la contrainte d'une détection dans toutes les bandes d'IRAS, il est biaisé vers des rapports de luminosités infrarouge sur optique plus grands qu'un échantillon sélectionné purement sur des critères optiques. Huang et al. (1996) ont reconsidéré la question en comparant trois échantillons sélectionnés de manières différentes, l'un composé de galaxies brillantes à $60\ \mu\text{m}$, le deuxième similaire à l'échantillon utilisé par Hawarden et al. (1986), et le dernier limité en distance uniquement (échantillon provenant de Isobe & Feigelson 1992). Ils arrivent à la conclusion que seules les galaxies fortement barrées de types précoces (entre S0/a et Sbc), et de luminosité infrarouge relative à la luminosité bleue ($L_{\text{FIR}}/L_{\text{B}}$) supérieure à un seuil d'environ 0.3, sont sujettes à des excès d'émission à $25\ \mu\text{m}$. Contrairement à Hawarden et al. (1986), Huang et al. (1996) n'observent pas de différence entre les catégories de galaxies non barrées et faiblement barrées.

II.5 Centres galactiques observés en infrarouge

Les télescopes au sol permettent d'atteindre une bien meilleure résolution angulaire en infrarouge et en particulier d'observer les régions centrales des galaxies. Devereux (1987) a combiné des mesures à $10\ \mu\text{m}$ dans une petite ouverture placée sur des noyaux galactiques avec les mesures à $12\ \mu\text{m}$ d'IRAS et a ainsi démontré que la couleur F_{25}/F_{12} est corrélée avec le degré de compacité de l'émission à $10\ \mu\text{m}$. Il confirme de plus que les galaxies les plus actives (c'est à dire avec un excès de couleur et de compacité) sont barrées et de type précoce, et leur noyau est classifié comme noyau HII ou noyau de Seyfert.

Telesco et al. (1993) ont cartographié les centres de galaxies starbursts brillantes en infrarouge dans un filtre large à $10.8\ \mu\text{m}$, avec une résolution angulaire de l'ordre de $4''$. Les morphologies sont diverses, montrant des pics intenses dans le noyau en absence de résonance interne de Lindblad, des anneaux ou des concentrations extranucléaires asymétriques si des résonances existent. Par ailleurs, ces sources centrales brillantes en infrarouge sont liées à des concentrations de gaz moléculaire, qui sont toutefois en général plus étendues. Un autre résultat important de Telesco et al. (1993) est que le chauffage collisionnel de la poussière dans les chocs de supernovæ, par des collisions avec le gaz, est négligeable devant le chauffage radiatif. Le fait que la poussière émettant à $10.8\ \mu\text{m}$ soit chauffée par des étoiles massives dans les starbursts circumnucléaires est attesté par la bonne corrélation existant entre la luminosité à $10.8\ \mu\text{m}$ et la luminosité dans la raie de recombinaison $\text{Br}\gamma$ à $2.17\ \mu\text{m}$, qui subit une extinction modérée.

Cependant, ils attribuent l'existence de gradients de la couleur $F_{19.2}/F_{10.8}$ dans certains centres de galaxies à sursaut de formation d'étoiles, décroissante du centre vers la périphérie, à l'effet suivant : une augmentation de $F_{19.2}/F_{10.8}$ étant due selon eux à une baisse de température de la poussière (c'est le comportement d'un corps noir), ils l'interprètent comme l'indice de la destruction des très petits grains émettant en infrarouge moyen, par le champ de rayonnement ultraviolet intense au cœur du starburst. L'information spectroscopique obtenue avec les instruments à bord d'ISO conduit à une interprétation opposée : lorsque l'intensité du champ de rayonnement augmente, le continuum des petits grains se déplace vers les courtes longueurs d'onde, mais n'est visible qu'au-delà de $10\ \mu\text{m}$ dans le filtre large centré à $10.8\ \mu\text{m}$ (parce que les grains ne peuvent pas atteindre des températures supérieures à leur température de sublimation), et augmente plus vite à 19.2 qu'à $10.8\ \mu\text{m}$. De 6 à $13\ \mu\text{m}$, on observe toujours dans les starbursts une deuxième sorte de poussière, les bandes d'émission aromatiques (par exemple Genzel et al. 1998 ; Laurent et al. 2000). Des couleurs $F_{19.2}/F_{10.8}$ plus élevées dans les centres que dans les zones circumnucléaires indiquent donc bien un champ de rayonnement plus intense, mais sans disparition des petits grains, et une "température" moyenne de ces grains plus élevée.

Chapitre III

Les galaxies spirales barrées

III.1 Un bref historique

Les galaxies barrées ont été distinguées des galaxies spirales ordinaires pour la première fois en 1918 par H.D. Curtis, avant même que les galaxies ne soient identifiées à des systèmes stellaires similaires et extérieurs à la Voie lactée.

Les “nébuleuses blanches” (c’est la désignation des galaxies avant qu’elles ne soient reconnues comme telles) ont été observées dès le dix-huitième siècle. A cette époque, seules des spéculations philosophiques sur leur nature étaient possibles, telle l’hypothèse des univers-îles. Il est remarquable que cette théorie, bien avant que des preuves observationnelles puissent être apportées, ait postulé la finitude de notre Galaxie et l’existence de systèmes stellaires semblables isolés les uns des autres. Des catalogues de nébuleuses et amas stellaires, mélangeant les sources Galactiques et les galaxies externes, ont vu le jour aux dix-huitième et dix-neuvième siècles. Le catalogue NGC (New General Catalogue of nebulae and clusters of stars) et ses suppléments IC (Index Catalogues), compilés par J.L.E. Dreyer en 1888-1908, sont toujours intensivement utilisés aujourd’hui. La structure spirale dans les nébuleuses a été découverte dès 1845 par Lord Rosse.

Le début du siècle, jusqu’en 1924, a été marqué par une vive controverse sur la nature des nébuleuses blanches, due à l’indétermination de leurs distances : faisaient-elles partie de la Voie lactée, auquel cas elles n’étaient pas constituées d’étoiles mais étaient de vraies nébulosités, ou bien étaient-elles des objets extérieurs, rejoignant l’idée d’univers-îles ? La découverte de novæ dans plusieurs nébuleuses ne permit pas de trancher le débat, car s’y mêlaient des supernovæ beaucoup plus lumineuses, maintenant reconnues comme une classe d’objets distincte. L’identification des sources ponctuelles observées dans les galaxies les plus proches à des étoiles, renforcée par des observations spectroscopiques, n’étaient pas toujours prises au sérieux parce que ces sources présentaient un aspect plus nébulaire que les étoiles connues. Le problème fut résolu en 1924 par E. Hubble, par la découverte dans plusieurs nébuleuses d’étoiles de la classe des céphéides, dont la relation période de variabilité-luminosité, établie par Henrietta Leavitt pour les céphéides des Nuages de Magellan, permet d’estimer les distances.

Les galaxies présentent une très grande variété de structures et chacune peut être considérée comme unique. Cependant, le besoin de définir des éléments morphologiques caractéristiques et de simplifier cette complexité s’est très vite fait sentir. La classification proposée par E. Hubble,

notamment, dans laquelle les galaxies sont ordonnées selon une séquence allant de types dits précoces vers des types dits tardifs, groupe commodément les galaxies dans le but de lier leurs formes à des propriétés physiques et à une possible séquence d'évolution. Il est d'ailleurs à noter que si évolution il y a le long de la séquence morphologique, les idées actuelles indiquent qu'elle suit plus certainement une séquence inversée, des types tardifs vers les types précoces. Plusieurs systèmes de classification existent, mais le plus utilisé est certainement celui de E. Hubble, révisé et étendu par lui-même, G. de Vaucouleurs, et d'autres. Du fait de son caractère de simplicité, il permet de négliger des détails qui n'ont pas forcément une grande signification physique ou dynamique. Cependant, il ne décrit pas les galaxies "particulières" (galaxies en interaction, galaxies amorphes, galaxies cD au centre des amas, galaxies naines, etc.), et ne rend pas compte de la nature et de la force des ondes spirales (bras réguliers, multiples ou filamentaires, massifs ou fins).

Van den Bergh (1976) a distingué une nouvelle classe de galaxies spirales appelées anémiques, définie comme une séquence parallèle à celle des spirales normales, intermédiaire entre celles-ci et les galaxies lenticulaires (Fig. III.1). Dans le système de van den Bergh (1976), les lenticulaires ne sont pas en effet des objets de transition entre les elliptiques et les spirales, tels que les a définis E. Hubble, mais des analogues des spirales, classées de S0a à S0c, en accord avec la constatation que les galaxies classées lenticulaires ont des rapports bulbe sur disque très variables. Les différences entre les trois séquences sont attribuées à des variations de richesse en gaz et de formation d'étoiles. Van den Bergh (1976) fait le lien entre la fréquence des galaxies lenticulaires et anémiques avec le type d'environnement (champ ou amas). Le meilleur moyen de quantifier l'anémie d'une galaxie, reconnue comme telle à partir de photographies en bande bleue, est d'ailleurs certainement de mesurer la déficience en gaz HI, qui affecte des galaxies en interaction avec le gaz intra-amas.

Dans le système de Hubble, le type d'une galaxie spirale (de S0/a à Sdm) est défini par trois critères, subjectifs en l'absence de quantification :

- le rapport de taille du bulbe et du disque (croissant des types tardifs vers les types précoces).
- l'enroulement des bras spiraux sur eux-mêmes (idem).
- le degré de résolution des bras en étoiles et régions HII (croissant des types précoces vers les

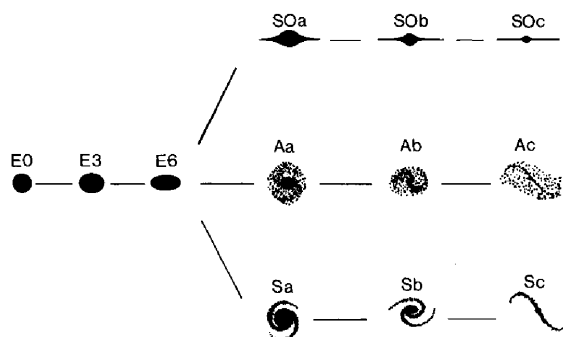


Figure III.1: (extraite de van den Bergh 1976). Schéma de la classification proposée par van den Bergh (1976). S0 est le symbole des galaxies lenticulaires, A des galaxies anémiques et S des spirales classiques.

types tardifs).

Dans la pratique, le troisième critère prime fortement sur les deux autres (nous y reviendrons), et Sandage (1961) note que les galaxies Sa ont un bulbe de taille très variable, souvent aussi petit que dans les galaxies plus tardives, le premier critère de classification n'étant pas nécessairement en accord avec les deux suivants. Freeman (1970) a montré que le rapport de la luminosité bleue du bulbe sur la luminosité totale et le rapport de taille du bulbe et du disque ne sont que très faiblement corrélés avec le type morphologique de de Vaucouleurs. Seigar & James (1998), par exemple, ont confirmé qu'il n'existe pas de relation univoque entre le rapport massique bulbe sur disque et le type morphologique, en utilisant des observations en infrarouge proche de manière à quantifier la masse stellaire.

Malgré la subjectivité de la classification, la séquence de Hubble rend compte dans les grandes lignes d'une séquence de propriétés physiques (notamment quantité de gaz HI et type dominant de populations stellaires). Il est vrai aussi que de plus en plus d'études récentes tendent à montrer qu'il peut exister une formation stellaire importante au centre des galaxies précoces (Hameed & Devereux 1999). La séquence morphologique ne semble pas être interprétable en termes de formation d'étoiles globale (à la fois dans le disque et les régions centrales), mais plutôt en termes de formation d'étoiles dans le disque uniquement.

Les barres ont pris une place de plus en plus importante dans la classification au cours des années. On a d'abord réalisé qu'il existe une continuité entre galaxies ordinaires et barrées : les barres sont de taille et de forme très variables. C'est ce qui a incité G. de Vaucouleurs à introduire des séquences intermédiaires entre celle des spirales ordinaires et celle des spirales fortement barrées. Un grand nombre de galaxies modérément barrées sont classées comme ordinaires dans Sandage (1961) et Sandage & Bedke (1994), mais reconnues comme barrées dans le RC3 (de Vaucouleurs et al. 1991). Par ailleurs, la morphologie d'une galaxie dépend fortement de la longueur d'onde à laquelle elle est observée, à cause de variations dans le type des populations stellaires et dans l'extinction. En effet, les étoiles évoluées, qui constituent l'essentiel de la masse stellaire, forment une distribution dense et lisse, qui définit le potentiel gravitationnel et en particulier celui d'une barre ; les étoiles jeunes ont une distribution plus fragmentaire, en amas, concentrée dans les zones de compression du gaz par les ondes de densité, et leur morphologie est plus déformée par l'absorption due à la poussière. Ainsi, la fréquence de détection des barres augmente du bleu au rouge et à l'infrarouge proche.

La morphologie barrée n'est donc pas une déviation à la "normalité" que constitueraient les galaxies dépourvues de barre. En effet, elle est observée dans une proportion qui varie entre un tiers et plus de deux tiers des galaxies spirales selon la force de la barre. En sélectionnant dans le catalogue RC3 (Third Reference Catalogue of Bright Galaxies, de Vaucouleurs et al. 1991) les spirales dont l'ellipticité des isophotes externes ne dépasse pas 0.5 (ce qui garantit que leur inclinaison sur la ligne de visée est faible) et dont la magnitude bleue totale est plus petite que 14, afin de réduire la fréquence des classifications morphologiques incertaines, on obtient cette distribution : 36% sont fortement barrées et 32% montrent une distorsion barrée moins prononcée (classes respectives SB et SAB). Ces chiffres représentent en fait des limites inférieures, car les types morphologiques imprécis ont été affectés à la classe des spirales non barrées (SA), et des observables mieux choisies que la lumière bleue (par exemple le rayonnement en infrarouge proche, qui est un meilleur indicateur de la masse stellaire totale, ou bien l'émission du gaz

moléculaire) permettraient de détecter davantage de barres, y compris les barres nucléaires.

En parallèle, les études de la dynamique des galaxies ont montré qu'une structure barrée a tendance à se former spontanément dans la plupart des disques, ce qui implique une grande fréquence de barres effectivement observée. Un disque est stabilisé contre la formation d'une barre par un halo massif à l'intérieur des limites du disque (un halo rend le disque plus faiblement auto-gravitant, et donc plus stable : Ostriker & Peebles 1973), et une faible perturbation est empêchée de croître par un bulbe compact (qui fait que la courbe de rotation monte rapidement au centre, et qu'une résonance interne de Lindblad se développe : Sellwood 1989). Dans les années 60, on trouve l'hypothèse que le gaz est éjecté le long de la barre, du centre vers l'extérieur, alimentant les bras spiraux (de Vaucouleurs 1962 ; Freeman 1965), sur la base d'observations cinématiques incomplètes par spectroscopie à fente. Huntley (1978) a modélisé le mouvement du gaz dans la galaxie barrée NGC 5383 par des simulations hydrodynamiques et obtenu des trajectoires elliptiques, qui procurent un meilleur ajustement aux observations cinématiques que d'autres modèles non coplanaires. Roberts et al. (1979), à partir de nouvelles simulations hydrodynamiques, ont montré qu'en réponse à une barre, des chocs se développent du côté aval de la barre et, à cause de sa nature dissipative, le gaz dérive lentement vers le centre à chaque révolution ; ils insistent sur le fait que même une barre de faible amplitude est capable de perturber fortement la composante gazeuse.

III.2 Aspects morphologiques

Une barre est une structure allongée au centre des galaxies, plus ou moins en forme de cigare ou d'ovale, aux extrémités de laquelle se connectent les bras spiraux. Elle est en général plus aisément observable dans le rayonnement des étoiles vieilles qu'en lumière bleue, mais certaines barres nucléaires sont mises en évidence par la distribution et la cinématique du gaz. Trois exemples de galaxies spirales barrées, différant dans la manière dont les bras se développent à partir de la barre, sont montrés dans la figure III.2. Le type (s) désigne des bras spiraux partant des extrémités de la barre, le type (r) un anneau interne, les bras partant tangentiellement à l'anneau, et le type (rs) une structure de transition.

Prendergast (1983) note que plus la barre est forte, plus l'angle entre la barre et les bras est marqué : les deux structures sont dans la continuité l'une de l'autre dans le cas d'une barre faible, et quasiment perpendiculaires dans le cas d'une barre forte. La notion de force de la barre est dynamique, mais elle est le plus souvent estimée à partir de la seule morphologie pour des raisons de simplicité. La force d'une barre est notamment supposée reliée au rapport de taille de son axe majeur et de son axe mineur, ou à son extension par rapport à la taille du disque (voir par exemple Martin 1995), solutions qui ne sont pas entièrement satisfaisantes. L'efficacité d'une barre pour provoquer des transferts radiaux de masse est plutôt déterminée par le contraste entre la perturbation du potentiel gravitationnel, et la partie du potentiel à symétrie axiale. L'estimation de ces quantités dépend de l'estimation des masses stellaires. Buta & Block (2001) ont défini une manière satisfaisante du point de vue dynamique de quantifier la force de la barre à partir d'images en infrarouge proche, et trouvent que leur paramètre est corrélé avec les classes A, AB et B de G. de Vaucouleurs, cependant avec un chevauchement non négligeable de ces trois classes.

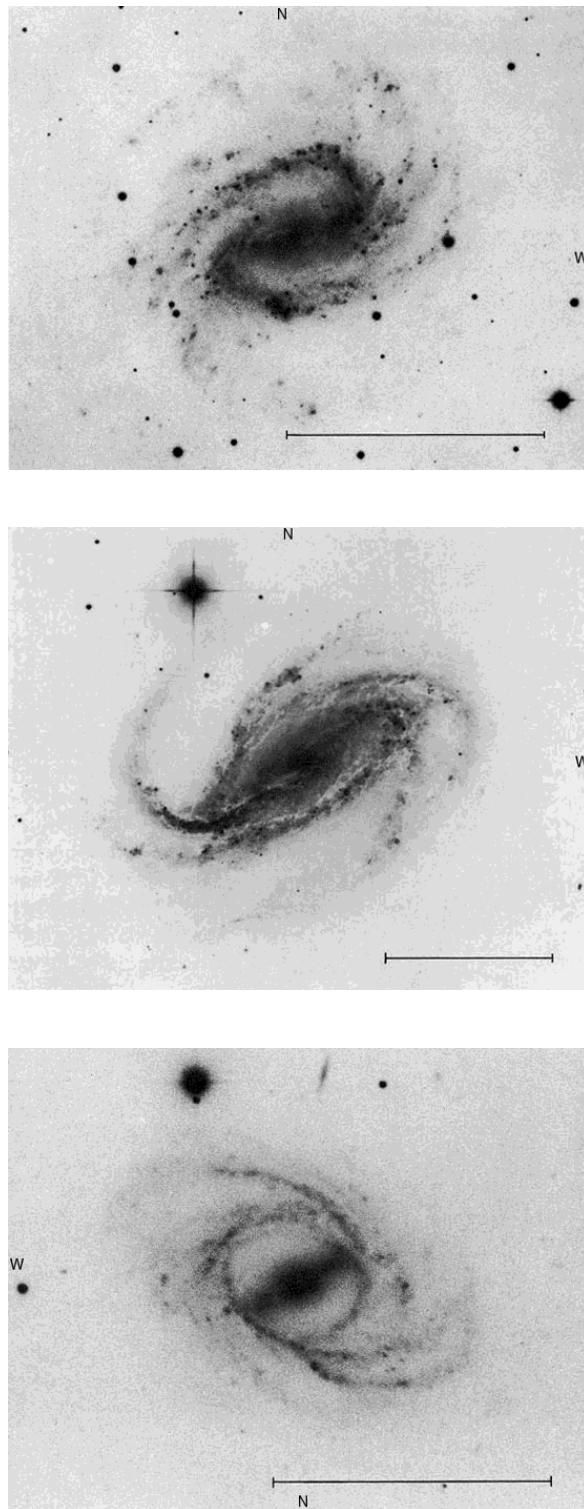


Figure III.2: (source : A.R. Sandage et G.A. Tammann, *A revised Shapley-Ames Catalogue*, Carnegie Institution of Washington). Trois galaxies de même type de Hubble avec des structures barre-bras différentes. De haut en bas : NGC 4304 (*SB(s)bc*), NGC 613 (*SB(rs)bc*) et NGC 2523 (*SB(r)bc*).

Le contenu en gaz et en étoiles jeunes des barres dépend fortement du type morphologique. Les barres des galaxies spirales tardives sont souvent bien délimitées par l'émission dans la raie $H\alpha$, tandis que cette émission se réduit le plus souvent dans les barres des spirales précoces à de rares complexes brillants entourés par une structure diffuse (García-Barreto et al. 1996). Sandage (1961) note aussi que la barre est résolue en régions brillantes dans les galaxies de type SBc, contrairement à celles de types SBa et SBb. Des exemples de cartes $H\alpha$ montrant cela pour quelques galaxies de l'échantillon que j'ai étudié sont incluses dans le chapitre V, et comparées aux cartes en infrarouge moyen.

D'après leurs simulations numériques incluant la formation d'étoiles (le modèle, qui est décrit dans Friedli & Benz 1995, part d'une configuration initiale axisymétrique, le gaz étant distribué dans un disque homogène), Martin & Friedli (1997) remarquent que les barres remplies de régions HII semblent dépourvues de résonances internes de Lindblad (c'est à dire qu'elles n'abritent pas de concentration de masse importante dans les régions nucléaires), et sont probablement plus jeunes que les barres dans lesquelles la formation d'étoiles ne se produit qu'au centre. L'évolution générale de la formation d'étoiles dans les barres serait donc la suivante : distribution initiale tout le long de la barre (similaire à celle de la formation d'étoiles dans les bras spiraux) ; puis début d'une concentration circumnucléaire ; puis épuisement de la formation d'étoiles le long de la barre et renforcement de la concentration circumnucléaire.

La longueur des barres, normalisée par la taille du disque, semble conditionner la distinction entre les classes SAB et SB (il y a du moins un bon accord entre ces deux propriétés pour les galaxies de notre échantillon). Les bras ont aussi tendance à se connecter aux barres longues à angle droit, et aux barres courtes de façon continue. La longueur des barres est de plus anti-corrélée à leur rapport d'axes (Martinet & Friedli 1997), et c'est en première approximation une mesure de leur aptitude à collecter le gaz du disque. Elle tend à augmenter avec la taille des bulbes (Athanasoula & Martinet 1980 ; Martin 1995). Cependant, comme rappelé précédemment, le rapport de taille ou de masse du bulbe et du disque n'est que faiblement relié au type morphologique. Par ailleurs, Seigar & James (1998) ont défini un paramètre des barres (mesuré sur des images en infrarouge proche) qu'ils appellent l'angle équivalent, par analogie avec la largeur équivalente des raies spectrales, et qui est un estimateur de la force des barres plus précis que leur longueur normalisée. Ils trouvent que des barres faibles se rencontrent dans tout l'intervalle de rapport bulbe sur disque de leur échantillon de galaxies, mais que les barres fortes tendent à être liées à des rapports bulbe sur disque relativement élevés.

Comme dans les bras spiraux, des bandes de poussière sont souvent visibles le long des barres, et révèlent des zones de grande densité du gaz interstellaire. Elles ont des formes caractéristiques, qui découlent de la dynamique du gaz, et qui sont bien reproduites par les simulations hydrodynamiques d'Athanasoula (1992b) (voir ci-dessous). Des arcs de poussière perpendiculaires aux bandes principales peuvent aussi exister (particulièrement bien visibles dans NGC 1097).

Les barres sont des ondes de densité de symétrie d'angle π , qui tournent en bloc avec une vitesse angulaire caractéristique, et s'identifient à des ondes spirales de grande amplitude. Elles génèrent en effet une structure spirale bien développée et régulière (avec deux bras dominants), qui peut aussi être induite par des interactions de marée. Les simulations de Combes & Gerin (1985), par exemple, où les nuages moléculaires sont traités comme des particules à collisions inélastiques, montrent la réponse spirale du gaz à une barre. A l'inverse, une

substantielle fraction des galaxies ordinaires isolées ont une structure spirale filamentaire, faite de fragments de bras multiples d'aspect chaotique, créés par une instabilité vis à vis d'ondes de symétries d'ordres plus élevés.

III.3 Dynamique du gaz

La réponse du gaz à une barre dépend beaucoup des résonances de l'onde barrée avec le potentiel non perturbé. Leur existence et leur emplacement peuvent être déduits d'observations cinématiques du gaz. La moyenne azimuthale de la courbe de rotation observée donne une estimation de la courbe de rotation qui serait observée en l'absence de perturbation, déterminée par la composante axisymétrique du potentiel. La phase de l'onde barrée peut s'écrire $\omega t - m\theta = m[\Omega_b - \Omega(r)]t$ où le nombre d'onde m est égal à 2, $\Omega(r)$ désigne la courbe de rotation angulaire axisymétrique et Ω_b la vitesse angulaire de l'onde. Dans un référentiel où la barre est au repos, les étoiles tournent à la vitesse $\Omega(r) - \Omega_b$, retrouvant la même configuration à une fréquence $m[\Omega(r) - \Omega_b] / (2\pi)$, et décrivent de petites oscillations autour de la composante circulaire de leur trajectoire, les épicycles, à la vitesse angulaire $\kappa(r) = 2\Omega(r) \sqrt{1 + 0.5 \frac{d \ln \Omega}{d \ln r}}$. Les résonances sont définies par

$$m[\Omega(r) - \Omega_b] = l \kappa(r) \quad (\text{III.1})$$

où l est un entier (Athanasoula 1984). $\Omega(r) = \Omega_b$ correspond à la corotation ($l = 0$) et $l = \pm 1$ aux résonances de Lindblad (interne pour le signe + et externe pour le signe -). La figure III.3 est une illustration schématique de deux cas de figure avec ou sans résonance interne de Lindblad. Lorsque la concentration de masse au centre de la galaxie augmente, la courbe de rotation croît plus rapidement, ce qui facilite la présence d'une résonance interne de Lindblad.

L'élongation des structures stellaire et gazeuse, due à la forme quasi-elliptique de la principale famille d'orbites périodiques, est la signature d'une perturbation de grande amplitude du potentiel gravitationnel axisymétrique du disque. La vitesse de rotation de l'onde barrée est plus petite que celle du gaz, et les deux vitesses sont égales à un rayon de résonance (corotation) situé au-delà des extrémités de la barre. Cette perturbation peut apparaître spontanément dans un disque dynamiquement "tiède", c'est à dire dont la dispersion de vitesse σ des étoiles est faible ; cela revient à dire que le paramètre de stabilité de Toomre, $Q = \frac{\sigma \kappa}{\pi G \mu}$, où μ est la densité surfacique de masse, est un peu supérieur à 1, garantissant la stabilité contre l'effondrement radial, mais autorisant la croissance de perturbations. Elle peut également être induite par interaction de marée avec une galaxie compagnon, car on a remarqué une plus grande proportion de galaxies barrées dans les systèmes binaires que dans le champ ou les amas, du moins pour les types précoces (Elmegreen et al. 1990).

A des résonances entre l'onde de densité et le potentiel non perturbé peuvent être associées des signatures morphologiques : des anneaux (ou pseudo-anneaux s'ils sont constitués par des bras spiraux très enroulés) de forme elliptique, qui sont supposés être situés à proximité de la résonance interne de Lindblad 2/1 pour les anneaux nucléaires, de la corotation (plus précisément de la résonance ultraharmonique 4/1) pour les anneaux internes, ou de la résonance externe de Lindblad pour les anneaux externes, dans l'ordre croissant de la distance au centre. Les anneaux

nucléaires sont souvent très inhomogènes et principalement formés d’une collection de régions HII géantes. Ils sont d’ailleurs plus facilement observables dans les traceurs du gaz que dans le rayonnement stellaire.

Au franchissement de chaque résonance, l’orientation des orbites périodiques dominantes et de l’éventuel anneau correspondant change : elle est alternativement parallèle ou perpendiculaire à la barre (parallèle entre la résonance interne de Lindblad si elle existe, ou le centre sinon, et la corotation). La formation d’anneaux dans les galaxies barrées est bien comprise : ils résultent du piégeage et de l’accumulation de gaz qui a migré dans le disque par perte de moment angulaire, dû au couple gravitationnel exercé par la barre. Les anneaux circumnucléaires semblent se trouver exclusivement dans les types précoces (avant SBbc), c’est à dire dans des galaxies ayant vraisemblablement une densité centrale de masse suffisante pour induire des résonances internes de Lindblad.

Des anneaux peuvent aussi être présents dans des galaxies apparemment non barrées (à moins qu’elles n’aient une faible distorsion ovale non détectée), mais il pourrait s’agir dans ce cas d’une survivance à une barre détruite (Athanasoula 1996).

Les lentilles, fréquemment observées dans les spirales barrées précoces, qui sont des structures ovales à bord tranché et dont la densité de luminosité interne est relativement uniforme (dont quelques exemplaires observés en infrarouge moyen sont visibles dans l’Atlas, par exemple NGC 1672 et NGC 1097), pourraient résulter de la dissipation partielle de la barre par une concentration de masse centrale (Combes 1996). Leur origine est cependant controversée.

La barre est soutenue par une famille principale d’orbites stellaires périodiques appelée x_1 , dont l’élongation est parallèle à l’axe majeur de la barre. Lorsque des résonances internes de Lindblad existent, des orbites périodiques x_2 , d’élongation parallèle à l’axe mineur de la barre,

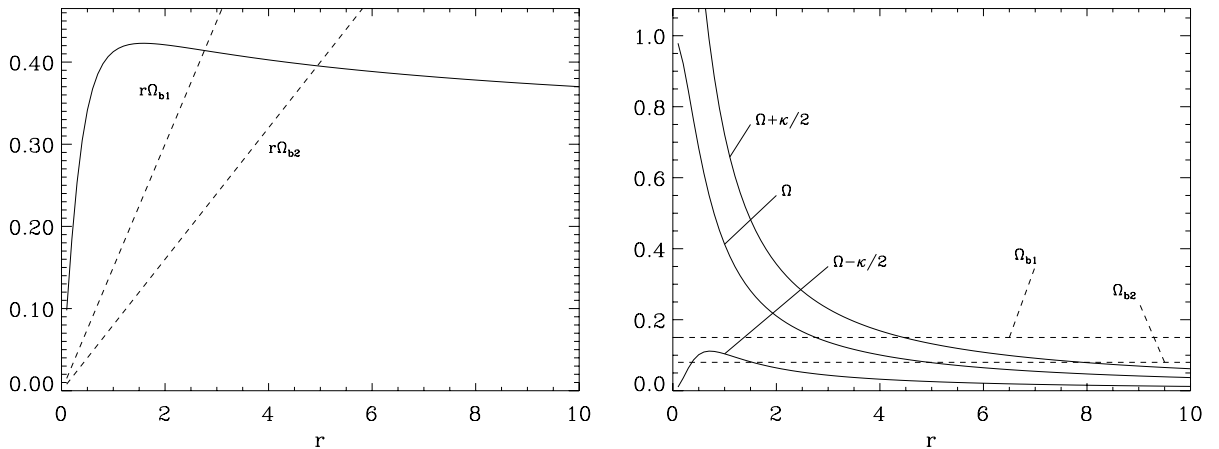


Figure III.3: Exemple de courbe de rotation et de résonances. **à gauche :** Vitesse linéaire du gaz (trait continu) et de deux réalisations différentes d’une barre (tirets). **à droite :** Vitesse angulaire moyenne Ω , fonctions $\Omega - \kappa/2$ et $\Omega + \kappa/2$ et leurs intersections avec la vitesse angulaire de la barre Ω_b . Dans le cas Ω_{b1} , il n’y a pas de résonance interne de Lindblad ; dans le cas Ω_{b2} , il en existe deux.

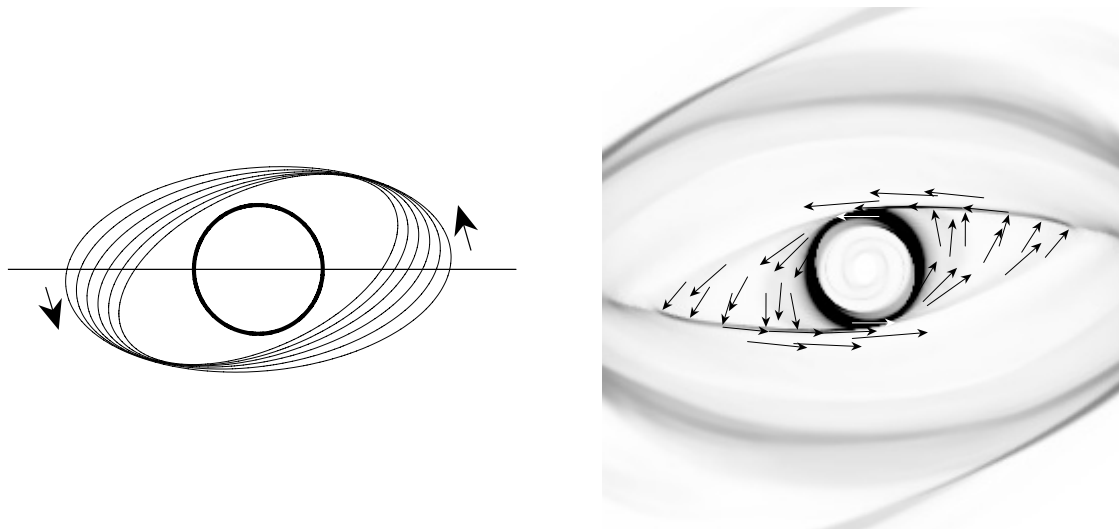


Figure III.4: (extraite de Regan et al. 1999). **à gauche :** Schéma des orbites du gaz lorsqu'il est traité non comme un fluide mais comme un ensemble de nuages dissipant de l'énergie uniquement dans les collisions entre eux. **à droite :** Champ de vitesse du gaz dans le référentiel de la barre d'un modèle hydrodynamique. La densité de gaz est représentée en niveaux de gris. Les fines bandes horizontales, qui correspondent aux bandes de poussière, sont l'emplacement de chocs.

se développent au centre (Athanasoula 1992a). Le gaz ne suit pas ces orbites périodiques à cause de sa nature dissipative. Du fait de son déphasage avec le potentiel (sa vitesse de rotation est plus grande que celle de la barre), il subit un couple gravitationnel et circule sur des orbites elliptiques passant graduellement de la forme des orbites x_1 à celle des orbites x_2 , de la partie externe vers la partie interne de la barre. Du côté de la barre en aval de l'axe majeur (c'est à dire le côté qui voit arriver le gaz venant de l'apocentre des orbites x_1 et qui le voit partir vers le péricentre, "leading side" en anglais), le gaz circulant sur différentes trajectoires se rejoint (il y a surpeuplement d'orbites, "orbit crowding"), et des chocs se développent à grande échelle. La figure III.4 montre une représentation du champ de vitesse du gaz et des bandes de choc dans un modèle particulier.

Aux bandes de choc sont associées les bandes d'absorption souvent remarquables dans les images optiques de galaxies barrées, qui manifestent la brutale augmentation de densité du gaz au passage des chocs. Athanasoula (1992b) a montré comment la forme de ces bandes de poussière dépend du potentiel et de l'existence des résonances internes de Lindblad. La présence de ces dernières est nécessaire pour expliquer le développement de bandes de choc décalées par rapport à l'axe majeur du côté aval. Lorsque la concentration de masse centrale est trop petite ou que la vitesse angulaire de la barre est trop grande pour qu'une résonance interne de Lindblad existe, les trajectoires du gaz ont la même orientation que les orbites x_1 , et les bandes de choc sont soit confondues avec l'axe majeur de la barre, soit absentes. Par ailleurs, une barre faible induit des bandes de choc de forme courbe, tandis qu'une barre forte forme des bandes de choc rectilignes, telles que souvent observées dans les galaxies barrées précoces.

Au passage des bandes de choc, le gaz change abruptement de direction : le cisaillement est très important et le gaz, perdant une partie de son moment angulaire, coule vers les régions

centrales. Lorsqu’une résonance interne de Lindblad existe, le gaz s’accumule dans un anneau ; sinon, il peut être transféré plus près des régions nucléaires. Cette accumulation de gaz peut être d’ampleur suffisante pour rendre le disque gazeux circumnucléaire auto-gravitant, qui deviendrait alors instable vis-à-vis d’une onde spirale ou barrée sans que la composante stellaire centrale ne le soit. Néanmoins, un mécanisme plus réaliste pour rendre compte des observations d’ondes de densité nucléaires (dont la corotation est trouvée coïncider avec la résonance interne de Lindblad de la barre principale) a été proposé par Masset & Tagger (1997) : il s’agit d’un couplage non-linéaire entre les deux ondes, qui échangent du moment cinétique pour se renforcer mutuellement. Comme la dispersion de vitesse des étoiles est très grande dans la zone circumnucléaire, l’onde secondaire se développe plus facilement dans le gaz.

Une autre conséquence des flux de gaz va nous intéresser plus directement : le déclenchement de sursauts de formation d’étoiles. La loi de Schmidt, qui relie de façon simple le taux de formation d’étoiles à la densité de gaz, semble valable aussi bien dans les disques de galaxies que dans leurs régions circumnucléaires ou dans les régions à sursaut de formation d’étoiles intense, au-delà d’un certain seuil en densité du gaz (Kennicutt 1998b). Elle s’exprime, en termes de densités surfaciques, sous la forme $\Sigma_{\text{SFR}} \propto \Sigma_{\text{gaz}}^n$, où n vaut de l’ordre de 1.4. De l’application de cette loi, il résulte immédiatement que la formation d’étoiles doit être particulièrement intense au centre des galaxies barrées, et l’efficacité de formation d’étoiles plus élevée qu’au centre des galaxies non barrées (puisque la loi de Schmidt est non-linéaire).

Regan et al. (1997), en ajustant un modèle hydrodynamique au champ de vitesse (observé dans la raie $\text{H}\alpha$) d’une galaxie fortement barrée, NGC 1530, estiment que le taux d’accrétion effectif sur la résonance interne de Lindblad est d’environ $1 M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$. Tout le gaz qui atteint le rayon de l’ILR, dans le prolongement de la bande de choc, n’y est pas piégé. En effet, la majeure partie du gaz repart en direction de la bande de choc opposée, comme indiqué dans Fig. III.4. Cependant, on observe fréquemment des taux de formation d’étoiles centraux plus élevés que cette estimation du taux d’accrétion (par exemple dans NGC 5383, étudiée par Sheth et al. 2000). C’est un argument qui tend à favoriser, pour le déroulement de la formation d’étoiles, des sursauts entrecoupés de périodes de latence, pendant lesquelles le disque ou l’anneau de gaz se remplit, plutôt qu’une activité continue.

III.4 Simulations des barres incluant le gaz et la formation d’étoiles

L’équipe de dynamique galactique de Genève a construit une série de simulations numériques évolutives des galaxies barrées, à trois dimensions, prenant en compte à la fois le couplage gravitationnel entre les étoiles et le gaz interstellaire (Friedli & Benz 1993) et la régulation dynamique par la formation d’étoiles (Friedli & Benz 1995). Les effets de la formation d’étoiles incluent, en plus de la consommation de gaz, l’injection d’énergie thermique, d’énergie mécanique (par les vents et les supernovæ de type II), et l’évolution chimique.

Les principaux résultats sont les suivants :

- Une barre gazeuse ne peut pas exister sans barre stellaire, la dynamique du gaz étant essentiellement dictée par le potentiel stellaire. Cependant, la barre gazeuse est toujours plus fine, et elle peut être “forte” même si elle est engendrée par une distorsion ovale. Par

conséquent, les distorsions ovales fournissent au même titre que les barres fortes un moyen efficace de provoquer des écoulements de gaz (voir en particulier, en illustration de ce fait, la galaxie NGC 4102, montrée dans le chapitre IV.3, et dont l'activité est discutée dans le chapitre VI).

- La vitesse de la barre décroît au cours du temps dans les systèmes non collisionnels purs (c'est à dire uniquement stellaires), mais se stabilise dans les systèmes comportant une composante dissipative, dès que suffisamment de masse a été accrétée au centre. Ce fait peut donc empêcher (si l'accrétion de masse au centre n'est pas trop élevée) les résonances internes de Lindblad de se renforcer, ce qui est un mécanisme de destruction des barres.
- Le critère local de stabilité de Toomre contre l'effondrement gravitationnel (le gaz est stable si $Q_g = \frac{v_s \kappa}{\pi G \mu_g} > 1$, où v_s est la vitesse du son, κ la fréquence épicyclique et μ_g la densité surfacique du gaz) reproduit qualitativement la distribution spatiale observée de la formation d'étoiles.
- La formation d'étoiles est intense tout le long de la barre lorsque celle-ci s'est formée, dans un disque initialement axisymétrique, il y a moins de 5.10^8 ans, mais confinée au centre et aux extrémités de la barre lorsqu'elle est évoluée. Il n'est cependant pas clair si cette évolution s'applique aussi aux barres faibles ou non.
- Les gradients de métallicité du gaz et des étoiles sont réduits dans toute l'étendue du disque (Friedli et al. 1994), et ce d'autant plus que la barre est plus forte. Cependant, la formation d'étoiles intense dans les régions centrales est capable d'accentuer le gradient localement, sur une échelle de l'ordre du kpc.
- La formation d'étoiles réduit la compacité de la concentration de masse centrale, par rapport au résultat des simulations n'incluant pas la conversion de gaz en étoiles. Par conséquent, la possible destruction de la barre par l'accumulation de masse centrale, qui dépend de sa compacité, est empêchée ou retardée.

Un paramètre important pour l'instabilité dynamique à l'égard d'une barre est le rapport de masse du bulbe et du disque : un petit rapport favorise l'instabilité et entraîne des taux d'accrétion plus grands. Par ailleurs, Friedli & Benz (1993) trouvent que le taux d'accrétion de gaz au centre (intégré au cours du temps) augmente si le rapport d'axes b/a de la barre (mesuré à la moitié du rayon de corotation) diminue. Cependant, ce résultat n'est pas entièrement convaincant, car le rapport d'axes évolue au cours du temps, et un modèle parmi ceux explorés est discordant.

Ces simulations permettent de suivre l'évolution conjointe des caractéristiques de la barre et de l'activité de formation d'étoiles. Martinet & Friedli (1997) ont comparé les résultats des modèles à des observations, les taux de formation d'étoiles étant estimés à partir de la couleur infrarouge F_{25}/F_{100} , et la force de la barre à partir du rapport de sa longueur à la taille du disque ou de son rapport d'axes b/a . Ces observations tendent à montrer que c'est dans les galaxies fortement barrées que l'activité de formation d'étoiles est la plus intense, mais que les deux quantités force de la barre – taux de formation d'étoiles ne sont pas corrélées. En effet, une fraction importante des galaxies fortement barrées ont une activité de formation stellaire similaire à celle des galaxies faiblement barrées. Cette observation s'explique par le fait que

la formation d'étoiles se produit sur une échelle de temps bien plus petite que l'évolution du potentiel : le taux de formation d'étoiles au centre n'augmente significativement qu'une fois que la densité de gaz a atteint un seuil critique, et le gaz est alors consommé à un taux plus grand que le taux d'accrétion par l'effet de la barre (de l'ordre de $10 M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$ contre $1 M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$). La barre peut donc rester de grande amplitude longtemps après qu'un sursaut se soit produit et évanoui.

Martin & Friedli (1997) ont par ailleurs comparé les prédictions des simulations à la distribution observée des régions HII dans les barres de galaxies tardives, ainsi qu'aux différences morphologiques observées entre les barres stellaires et les barres observées en H α . Dans certaines barres supposées de formation récente, la formation d'étoiles peut être intense le long de la barre, comme dans NGC 7479, mais même dans cette galaxie, pour des valeurs raisonnables des paramètres qui gouvernent les conditions et les effets de la formation d'étoiles, presque tout le gaz qui coule vers les régions centrales atteint celles-ci sans avoir été consommé.

III.5 Importance des barres pour l'évolution des galaxies isolées

La redistribution à grande échelle du gaz interstellaire a d'autres conséquences. Premièrement, une anti-corrélation a été mise en évidence entre la force des barres et le gradient radial de métallicité des disques, ce qui est dû à la migration du gaz de la partie interne du disque (à l'extérieur de la corotation) vers la partie externe en direction de la résonance externe de Lindblad, et de l'intérieur de la corotation vers les régions centrales. Une barre forte est capable de redistribuer le gaz à l'échelle de tout le disque.

Le fait que les simulations numériques puissent former une barre dans un disque quasi-spontanément et d'autre part prévoient qu'une barre peut être dissoute par une accumulation de masse au centre, ce qui est une conséquence même de l'existence d'une barre forte, suggère de plus que toutes les galaxies spirales peuvent avoir traversé au moins une phase barrée au cours de leur évolution et que ce phénomène peut se reproduire cycliquement. Sur la base de son gradient radial de métallicité, Martin & Belley (1997) proposent que dans la galaxie NGC 4736, qui possède une distorsion ovale (Bosma et al. 1977), une barre autrefois forte ait été partiellement détruite.

Il est admis que les effets dynamiques d'une barre peuvent contribuer à faire croître les bulbes dans les galaxies spirales isolées. On peut voir deux effets distincts :

- La barre crée des résonances verticales, qui peuvent attirer un grand nombre d'étoiles (nouvellement formées par l'accrétion de gaz ou pas) sur des orbites ayant des excursions verticales importantes (Pfenniger & Norman 1990). La structure verticale des régions internes des galaxies barrées est ainsi très caractéristique, de forme rectangulaire ("boxy") lorsque la barre est observée alignée avec la ligne de visée, et en forme de cacahuète ("peanut") lorsqu'elle est vue par la tranche (Combes et al. 1990).
- Une augmentation importante de la concentration de masse au centre a pour effet de repousser à un plus grand rayon la résonance interne de Lindblad, et aussi de la rendre plus forte, ce qui génère des orbites chaotiques qui perturbent alors les orbites principales de la famille x_1 . Par ce phénomène, les orbites qui sous-tendent la barre disparaissent et la barre

est détruite (Hasan & Norman 1990). Les étoiles qui faisaient la structure de la barre forment alors un bulbe ou viennent grossir un bulbe préexistant. Il peut subsister une déformation tri-axiale dans ce bulbe, ce qui serait un signe caractéristique de l'existence passée d'une barre (Pfenniger & Norman 1990).

Il existe donc une possibilité de former partiellement les bulbes après les disques, dans des galaxies n'ayant pas subi de fusion avec un compagnon, même si les étoiles qui se retrouvent dans le bulbe sont aussi vieilles que les étoiles du disque. Cela implique une compétition avec le scénario de formation hiérarchique des galaxies, car l'évolution morphologique se fait dans le premier cas à partir d'une seule galaxie (accrétant éventuellement du gaz) et non de la fusion de plusieurs galaxies. Une telle évolution induite par une barre est cependant beaucoup plus lente et conserve le disque.

Chapitre IV

Echantillon de galaxies

IV.1 Programmes d'observation

L'échantillon utilisé a été construit en plusieurs étapes. Le programme d'observations ISO-CAM qui a sous-tendu le sujet de la thèse est *Cambarre*, qui avait pour objet de cartographier quelques galaxies spirales barrées proches et bien résolues, dans le but de caractériser leur activité de formation d'étoiles et sa distribution spatiale. Les 13 galaxies sélectionnées sont brillantes en infrarouge lointain et de types morphologiques variés, toutes faiblement inclinées sur la ligne de visée et à des distances comprises entre 11 et 38 Mpc, ce qui garantit, vu leurs tailles, que beaucoup de détails sont résolus. Leurs magnitudes absolues dans le bleu varient entre -19.25 et -20.84 , c'est à dire qu'elles sont moins brillantes que la magnitude typique de la fonction de luminosité de Schechter (-21). Toutes sont fortement barrées, à l'exception de NGC 4535 qui a une barre faible et qui est située à la périphérie sud de l'amas de Virgo.

Ces galaxies ont été cartographiées dans deux filtres larges : LW2, centré à $7\ \mu\text{m}$ ($5\text{--}8.5\ \mu\text{m}$), et LW3 centré à $15\ \mu\text{m}$ ($12\text{--}18\ \mu\text{m}$). Ces filtres ont été choisis, le premier parce qu'il recouvre un massif de bandes d'émission aromatiques, et le deuxième parce qu'il était supposé couvrir le continuum thermique des petits grains de poussière classiques, avec une contamination négligeable par les bandes aromatiques. La séparation non ambiguë de ces deux phases de poussière aurait été possible grâce à des observations en mode de spectro-imagerie d'ISOCAM, mais qui auraient nécessité un temps d'observation rédhibitoirement long, et au prix d'une bien moins grande sensibilité. Nous verrons que les filtres choisis sont bien adaptés à cette étude, même si l'interprétation de l'émission qu'ils collectent a ménagé quelques surprises. Pour vérifier sur quelques exemples que les filtres larges permettent bien de séparer les contributions des différentes phases émettrices, et pour obtenir des informations plus fines sur leur distribution spectrale d'énergie et leurs variations spatiales à l'intérieur des galaxies, des spectres ont également été obtenus, avec les filtres variables circulaires (CVF) d'ISOCAM, pour deux galaxies de cet échantillon.

Dans le but d'augmenter la taille de l'échantillon et de disposer d'un groupe de galaxies de référence, non barrées ou dont la barre est de force intermédiaire, deux autres programmes ont été utilisés, ainsi que prévu par l'argumentaire de *Cambarre* :

- *Camspir*, dont les cibles sont six galaxies spirales de grande taille angulaire, certaines intrinsèquement géantes (diamètres optiques entre $11'$ et $29'$, qui se traduisent par des tailles

physiques entre 14 et 60 kpc). Ces galaxies permettent une analyse spatiale très détaillée à la résolution angulaire d'ISOCAM. Trois d'entre elles ont également été observées en mode de spectro-imagerie.

– *Virgo*, dont le but était de caractériser les propriétés en infrarouge moyen d'un échantillon complet de galaxies de l'amas proche Virgo. Je n'en ai utilisé qu'une partie, c'est à dire les galaxies spirales, barrées ou non, suffisamment résolues pour leur appliquer une décomposition élémentaire en régions centrales et disque (voir l'Atlas et le chapitre VI).

Enfin, pour disposer d'une meilleure statistique, j'ai complété cet échantillon avec des galaxies sélectionnées dans l'archive publique d'ISO, qui appartiennent à deux autres programmes :

– *Sf_glx* (PI G. Helou), qui contient un très grand nombre de galaxies, défini dans le but général de mieux cerner les propriétés du milieu interstellaire et les processus de formation d'étoiles.

– *Irgal* (PI T. Onaka), en préparation et complément à la future mission spatiale infrarouge IRTS, par le Japon.

J'ai choisi parmi ces galaxies celles qui n'abritent pas de noyau de Seyfert et dont le disque stellaire ne présente pas de forte distorsion par des interactions gravitationnelles. Notons que M 51 et M 101, par exemple, qui font partie du projet *Camspir*, sont bien connues pour subir des interactions de marée, visibles dans la morphologie externe de leurs bras spiraux. Cependant, les déformations induites restent modérées, et les conséquences dynamiques affectent surtout le disque (en particulier dans la structuration des bras), et beaucoup moins les régions centrales. Par ailleurs, il n'existe pas de galaxie qui soit idéalement isolée de tout le reste de l'univers. C'est pourquoi des interactions modérées ont été tolérées dans la sélection des galaxies de *Sf_glx* et *Irgal*.

La liste complète des galaxies de l'échantillon, avec leurs caractéristiques générales (coordonnées, distance, type morphologique, magnitude bleue, diamètre optique et type nucléaire) se trouve dans l'article inclus dans le chapitre VI.

IV.2 Publication : Atlas

An atlas of mid-infrared dust emission in spiral galaxies

H. Roussel, L. Vigroux, A. Bosma, M. Sauvage, C. Bonoli,

P. Gallais, T. Hawarden, J. Lequeux, S. Madden & P. Mazzei

Astronomy & Astrophysics 369, 473-509 (2001)

Voici le résumé de cet article :

Nous avons présenté les cartes complètes de l'émission de la poussière à $7\ \mu\text{m}$ de 43 galaxies de types morphologiques compris entre S0/a et Sdm, à une résolution angulaire plus petite que $10''$ et une sensibilité de l'ordre de $5\ \mu\text{Jy arcsec}^{-2}$. Nous avons aussi décrit en détail la réduction des données, fourni les flux totaux à 7 et $15\ \mu\text{m}$ et souligné les propriétés morphologiques génériques de cet échantillon. Comme il existe une littérature fournie sur beaucoup de ces galaxies étudiées individuellement, nous nous sommes restreints aux caractéristiques communes. La description détaillée de l'échantillon et l'interprétation des données figurent ensemble dans l'article I.

La morphologie est très semblable en infrarouge moyen et en optique, à l'exception des

galaxies particulières dont l'émission de la poussière est fortement concentrée : l'émission à 7 et 15 μm suit de près les bras spiraux, les lentilles et les complexes géants individuels. Cependant, elle apparaît moins étendue que l'émission stellaire et tend à se réduire dans les bras spiraux lisses et non structurés, fréquemment observés dans les disques externes des galaxies précoces, et particulièrement des galaxies déficientes en gaz HI. Cela peut se relier à des faibles densités de surface à la fois dans le gaz et dans les populations stellaires jeunes. Une autre différence frappante concerne l'aspect de la barre, où les réponses des traceurs du milieu interstellaire et des étoiles au potentiel gravitationnel sont clairement distinctes. Enfin, les régions centrales se distinguent dans nos cartes comme des entités aux propriétés particulières, et seront étudiées en détail dans l'article I.

La caractéristique principale des couleurs en infrarouge moyen (les rapports des flux à 15 et 7 μm) est leur constance remarquable à travers les disques, excepté dans des régions circum-nucléaires et dans quelques complexes brillants des bras spiraux (dont le meilleur exemple se trouve dans les bras externes en interaction de marée de M 101).

An atlas of mid-infrared dust emission in spiral galaxies^{*}

H. Roussel¹, L. Vigroux¹, A. Bosma², M. Sauvage¹, C. Bonoli³, P. Gallais¹, T. Hawarden⁴, J. Lequeux⁵,
S. Madden¹, and P. Mazzei³

¹ DAPNIA/Service d'Astrophysique, CEA/Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

² Observatoire de Marseille, 2 place Le Verrier, 13248 Marseille Cedex 4, France

³ Osservatorio Astronomico di Padova, 5 Vicolo dell'Osservatorio, 35122 Padova, Italy

⁴ Joint Astronomy Center, 660 N. A'ohoku Place, Hilo, Hawaii 96720, USA

⁵ Observatoire de Paris, 61 avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France

Received 3 November 2000 / Accepted 23 January 2001

Abstract. We present maps of dust emission at $7\ \mu\text{m}$ and $15\ \mu\text{m}/7\ \mu\text{m}$ intensity ratios of selected regions in 43 spiral galaxies observed with ISOCAM. This atlas is a complement to studies based on these observations, dealing with star formation in centers of barred galaxies and in spiral disks. It is accompanied by a detailed description of data reduction and an inventory of generic morphological properties in groups defined according to bar strength and HI gas content.

Key words. atlas – galaxies: spiral – galaxies: ISM – infrared: ISM: continuum – infrared: ISM: lines and bands

1. Introduction

The mid-infrared maps presented here are part of a larger sample of nearby spiral galaxies analyzed in Roussel et al. (2001a and b: Papers I and II). Paper I primarily investigates the dynamical effects of bars on circumnuclear star formation activity, studied through dust emission at 7 and $15\ \mu\text{m}$, and proposes an interpretation of these mid-infrared data in conjunction with information on molecular gas and stellar populations. Paper II deals with the use of mid-infrared fluxes as a star formation indicator in spiral disks. Observations belong to guaranteed time programs of ISOCAM, a camera operating between 5 and $18\ \mu\text{m}$ onboard the satellite ISO (described by Cesarsky et al. 1996). The sample consists of a first group of large and regular spirals, mainly barred, and of a second group of spiral galaxies belonging to the Virgo cluster. The angular resolution of $\approx 10''$ (HPBW), combined with spectroscopic information from the same instrument, enables a detailed view of the variations of two dust phases (unidentified infrared band carriers and very small grains, as characterized by e.g. Désert et al. 1990), tracing different physical conditions. A stellar contribution can also exist at $7\ \mu\text{m}$ (Boselli et al. 1998), but is negligible except in a few early-type galaxies.

The general description of the sample and detailed photometric results are given in Paper I, where the spectra are also published. Here, we provide the details of observations and data reduction, total fluxes at 7 and $15\ \mu\text{m}$, a morphological description of galaxies grouped into appropriate categories and maps at $7\ \mu\text{m}$, along with optical images. The $15\ \mu\text{m}$ maps have very similar morphology and are therefore not shown. These images demonstrate the peculiar character of circumnuclear regions seen in the mid-infrared. Information on the F_{15}/F_7 colors of bright complexes and other selected regions is added.

All of the maps are published for the first time, except those of M51 (Sauvage et al. 1996) and NGC 6946 (Malhotra et al. 1996), which are both re-analyzed here.

2. Observations

All galaxies were observed with two broadband filters, LW3 centered at $15\ \mu\text{m}$ (12 – $18\ \mu\text{m}$) and LW2 centered at $7\ \mu\text{m}$ (5 – $8.5\ \mu\text{m}$), that we shall hereafter designate by their central wavelength. Maps covering the whole infrared-emitting disk were built in raster mode, with sufficient overlap between adjacent pointings (half the detector field of view in most cases) to avoid border artifacts and to provide redundancy for spoiled exposures. In all cases, the field of view is large enough to obtain a reliable determination of the background level, except for NGC 4736 and 6744. NGC 5457, the largest spiral in the sample with an optical size of nearly $30'$, was imaged with a combination of two overlapping observations made during different revolutions of the satellite. The pixel size is either $3''$ or $6''$, depending on the galaxy size, but for Virgo galaxies it

Send offprint requests to: H. Roussel, e-mail: hroussel@cea.fr

^{*} Based on observations with ISO, an ESA project with instruments funded by ESA Member States (especially the PI countries: France, Germany, The Netherlands and the UK) and with the participation of ISAS and NASA.

was always $6''$, in order to increase the signal to noise ratio. The half-power/half-maximum diameters of the point spread function are respectively $6.8''/\simeq 3.1''$ at $7\ \mu\text{m}$ with a $3''$ pixel size, $9.5''/5.7''$ at $7\ \mu\text{m}$ with a $6''$ pixel size, $9.6''/3.5''$ at $15\ \mu\text{m}$ with a $3''$ pixel size and $14.2''/6.1''$ at $15\ \mu\text{m}$ with a $6''$ pixel size. Table 1 summarizes the relevant information regarding the observations.

To estimate the relative importance of different emitting species in different galactic regions, spectral imaging between 5 and $16\ \mu\text{m}$ of the inner disks of five bright galaxies was also carried out. These observations are essential to interpret broadband imaging results. They consist of one pointing with two circular variable filters, from 16.5 to $9\ \mu\text{m}$ and from 9.6 to $5\ \mu\text{m}$, with a spectral resolution $\lambda/\Delta\lambda(FWHM) = 35$ to 50 . The sampling varies between 0.24 and 0.45 of $\Delta\lambda(FWHM)$.

3. Data analysis

3.1. Broadband filter maps

Data reduction was performed using and adapting the ISOCAM Interactive Analysis package (CIA). The main difficulty and source of uncertainty is the slow time response of the detector, which is typical of cold photoconductors. Below $20\ \text{K}$, the mobility of carriers becomes very slow, which generates long time constants, both in the bulk of the photoconductor and at contact electrodes. The typical time spent per pointing is ≈ 40 – $100\ \text{s}$ whereas in general several hundred seconds are needed to reach stabilization within 10% of the flux step.

Several causes of memory effects can be distinguished, although they always involve the same physics of the detector. We will use different designations for convenience: – (short-term) transients: they are due to the slow stabilization following a flux step (either upward or downward), after moving from one sky position to another; they are the origin of remnant images seen after observing a bright source;

– long-term transients: drifts and oscillations visible during the whole observation and influenced by previous history; contrary to short-term transients, no model exists to correct for them;

– glitch tails: slow return to the sky flux level following the deposition of energy in the detector by intense cosmic rays (this is an unpredictable effect);

– responsivity drops: they also follow cosmic ray impacts and produce “holes” which can last more than one hundred exposures (this is again an unpredictable effect).

The data reduction proceeded in the following way:

1 – The subtraction of the dark current follows a model which predicts its time evolution for even and odd rows of the detector. It accounts for variations along each satellite orbit and along the instrument lifetime¹;

¹ It is described in “The ISOCAM dark current calibration report” by Biviano et al. (1998), which can be found at: http://www.iso.vilspa.esa.es/users/expl_lib/CAM_list.html

2 – If needed, we mask out the borders of the detector which are not sufficiently illuminated to allow a proper flat-fielding;

3 – The removal of cosmic ray impacts is complicated by the long-duration memory effects they can produce. The arrival of an energetic cosmic ray may be followed by either a slowly decreasing tail or a responsivity drop, as explained above. The vast majority of glitches are, however, of short duration (one to three exposures) and can be rejected by median filtering. To also remove small tails and plateaus induced by glitch pile-up, the exposures immediately surrounding exposures flagged by the deglitcher were examined and their flux level compared with that of adjacent non-flagged exposures, i.e. we iterated the median filtering once after rejecting the cosmic ray peaks. This filtering cannot blindly be applied everywhere. First, at a step between a faint and a bright illumination level and vice-versa, some real signal variation may be masked by the deglitcher. Therefore, the signal in the first and last exposures for each sky position was compared with that in the neighboring exposures for the same sky position, and flags cancelled if necessary. Second, during a pointing on a bright peaked source such as galactic circumnuclear regions, the noise includes, in addition to the readout and photon noises, high amplitude fluctuations which are approximately proportional to the signal and due to the satellite jitter. For the purpose of glitch detection, an additional noise component proportional to the signal was thus tuned to reproduce the jitter effects, and for very bright sources, defined by a flux threshold set above the background, fluctuations of 20% around the median flux were allowed. The memory effects following some glitches, for which no model exists, are temporarily set aside and examined at step 6;

4 – Short-term transients are corrected for by using the latest available technique taking into account the detector characteristics (Coulais & Abergel 2000). The parameters of the model have been determined in low and uniform illumination cases only, but are likely to vary with signal intensity and are inexact in the presence of strong spatial gradients. Indeed, when switching from a moderate flux level to a bright resolved source, the correction hardly modifies the data. After a large amplitude flux step, the stabilization is, however, faster, and thus the last exposures are likely closer to the real flux than in the case of small flux steps. The readout histories of pixels imaging galactic nuclei or extranuclear bright complexes were carefully examined after step 7 to check whether the computed flux level was consistent with the level expected from the last valid exposures; if not, it was replaced with the mean signal in the last part of the readout history that was approximately flat as a function of time. Furthermore, after seeing a bright source, remnant images are not completely suppressed and can persist for several successive pointings; they are masked out at step 9;

5 – As long-term transients are not taken into account by the above correction, they were approximated and removed as one offset for each sky position, with respect to

Table 1. Raster observations. Listed are the number of the figure showing the maps, the project name (B: *Cambarre*; S: *Camspir*; F: *Sf-glx*; V: *Virgo*), the pixel size, the number of pointings projected onto the raster map, the field of view, the number of exposures per pointing, the integration time per exposure, total on-target times at 15 and 7 μm , and total fluxes. When two figures are given, the first one corresponds to 15 μm and the second one to 7 μm . For NGC 6946, observed with 6'' pixels, each pointing is displaced from the previous by a fractional number of pixels, so that the pixel size of the projected map is 3''

name	Fig.	proj.	pix. (")	N_p	map size (")	n_{exp}^a	t_{int} (s)	T_{15} (s)	T_7 (s)	F_{15} (mJy)	F_7
N289	6c	B	3	16	240	26	5.0	2086.	2086.	327.8 ± 25.6	342.9 ± 14.7
N337	7b	B	3	16	240	26	5.0	2131.	2137.	297.9 ± 24.0	336.1 ± 17.9
N613	5c	B	3	25	288	25	5.0	3170.	3170.	1566.5 ± 104.0	1473.3 ± 71.4
N1022	7a	B	3	16	240	26	5.0	2071.	2076.	802.3 ± 86.4	444.4 ± 45.3
N1097	5d	B	3	25	288	25	5.0	3119.	3114.	2269.2 ± 167.4	2128.6 ± 125.4
N1365	5d	S	6	16	480	61	2.1	1978.	1984.	4436.7 ± 764.5	3691.9 ± 616.6
N1433	5b	B	3	25	288	25	5.0	3165.	3175.	355.3 ± 41.0	381.3 ± 33.8
N1530	5b	B	3	16	240	26	5.0	2137.	2126.	606.1 ± 39.2	573.9 ± 39.1
N1672	5c	B	3	25	288	25	5.0	3170.	3155.	2020.5 ± 123.0	1985.0 ± 129.2
N4027	7b	B	6	9	384	41, 42	2.1	787.	787.	676.7 ± 95.5	775.8 ± 68.2
			3	4	132	42, 41	2.1	350.	359.		
N4535	6b	B	6	16	480	27, 20	5.0	2066.	2056.	1127.9 ± 181.4	1136.6 ± 68.9
			3	4	132	26	5.0	539.	534.		
N4691	7a	B	6	4	288	41, 42	2.1	359.	357.	795.9 ± 185.6	613.5 ± 83.1
			3	4	132	42, 41	2.1	352.	354.		
N4736 (M94)	6d	S	6	9	288	20	5.0	917.	922.	4204.5 ± 240.6	3913.9 ± 225.8
N5194 (M51)	6d	S	3	100	663	27	2.1	5384.	5390.	8003.2 ± 493.5	8598.7 ± 552.1
N5236 (M83)	6a	S	6	49	768	21	5.0	4918.	5155.	20098.4 ± 803.7	18474.9 ± 899.7
N5383	5a	B	6	9	384	54	2.1	1024.	1022.	332.6 ± 61.9	350.2 ± 62.1
			3	4	156	54, 52	2.1, 5.0	459.	1083.		
N5457 (M101)											
main †	6c	S	6	49	1302	20, 21	5.0	4949.	4924.	5424.3 ± 322.0	6034.0 ± 116.7
E arm †			6	25	$\times 972$	25	5.0	3155.	3140.		
N6744	6b	S	6	16	480	25	5.0	2031.	2041.	1497.4 ± 125.7	2419.4 ± 52.3
N6946	6a	F	6-3	64	759	13, 9	2.1, 5.0	1585.	2872.	10651.6 ± 1767.2	11648.8 ± 678.6
N7552	5a	B	6	16	480	26	5.0	2091.	2112.		
			3	9	168	26	5.0	1184.	1174.	2767.6 ± 193.7	1826.2 ± 168.5
<i>Virgo cluster sample:</i>											
N4178	8a	V	6	25	576	17, 18	2.1	819.	860.	181.5 ± 48.0	228.5 ± 24.6
N4192	8a	V	6	49	768	17, 18	2.1	1528.	1625.	630.0 ± 99.6	900.8 ± 68.3
N4293	9a	V	6	25	576	17, 18	2.1	804.	844.	188.6 ± 42.8	159.5 ± 25.3
N4351	8b	V	6	9	384	17, 15	2.1	291.	283.	45.6 ± 26.3	52.6 ± 8.7
N4388	9a	V	6	25	576	17, 18	2.1	812.	863.	1008.2 ± 244.0	499.4 ± 77.8
N4394	9b	V	6	16	480	16	2.1	480.	478.	139.0 ± 41.0	161.2 ± 19.1
N4413	9b	V	6	9	384	17, 16	2.1	302.	281.	93.0 ± 31.4	89.3 ± 11.0
N4430	8b	V	6	9	384	17, 16	2.1	294.	279.	98.0 ± 23.5	132.5 ± 13.9
N4438	9c	V	6	49	768	17, 18	2.1	1528.	1629.	209.1 ± 34.7	231.9 ± 26.9
N4450	9c	V	6	25	576	17	2.1	791.	844.	169.7 ± 42.5	185.1 ± 14.6
N4491	9d	V	6	9	384	17, 15	2.1	310.	287.	81.1 ± 25.2	30.5 ± 7.6
N4498	9d	V	6	16	480	16	2.1	493.	478.	94.6 ± 19.2	112.9 ± 11.8
N4506	9e	V	6	9	384	17, 16	2.1	294.	277.	12.7 ± 5.2	21.1 ± 9.8
N4567/ N4568	8c	V	6	25	576	17, 18	2.1	779.	829.	293.4 ± 15.5	317.9 ± 16.4
										1099.0 ± 127.6	1074.7 ± 64.8
N4569	9e	V	6	64	864	16, 18	2.1	1864.	2108.	939.3 ± 125.1	843.5 ± 54.1
N4579	9f	V	6	36	672	17, 19	2.1	1161.	1306.	619.2 ± 85.1	672.5 ± 37.5
N4580	9f	V	6	9	384	17, 16	2.1	298.	279.	103.9 ± 24.2	102.6 ± 7.7
N4633/ N4634	8c/ 8d	V	6	36	672	17, 19	2.1	1123.	1266.	30.0 ± 9.5	30.3 ± 9.1
										258.2 ± 40.7	278.3 ± 35.0
N4647	9g	V	6	36	672	17, 18	2.1	1127.	1310.	472.3 ± 32.0	474.3 ± 17.2
N4654	8d	V	6	25	576	17, 18	2.1	814.	852.	1018.6 ± 78.4	1049.4 ± 42.9
N4689	9g	V	6	25	576	17, 18	2.1	787.	863.	329.7 ± 37.4	340.9 ± 16.3

^a This is the minimum number of exposures. At the beginning of the observation for each filter, it is in general much larger, in order to get closer to stabilization.

† The map size given is that of the combination of the main map with the eastern arm map.

the last sky position taken as a reference, step by step backwards and assuming that all pixels follow the same evolution. This is done by comparing the median of the highest possible number of pixels seeing the off-source sky in the current pointing and in any of the already-corrected pointings, and selecting the same set of pixels in both, since at this stage the images have not been flat-fielded. As it is treated as an offset, the correction does not modify the source flux but flattens the sky and allows better determination of the background level. It is similar to the long-term transient correction in the SLICE software of Miville-Deschênes et al. (2000);

6 – Short-term transients after a strong downward flux step which were imperfectly corrected at step 4, or glitch tails, left aside at step 3, and with the strongest time derivatives (hence the easiest to detect), were masked out by an automatic procedure. Drops below the background level, due to a responsivity drop after a glitch, were also masked out (without the need for strong time derivatives to design an automatic rejection);

7 – The valid exposures were averaged for each sky position;

8 – The flat-field response was systematically determined for each pixel as its mean value when illuminated by the background emission (masking the source), and then normalized by the mean in the 12×12 central pixels. When for a given pixel the number of useable values is too low (which happens if the pixel mostly images the source, or is often rejected due to glitches or memory effects), or when the error on the mean (computed from the dispersion) is higher than 5%, the flat-field response of this pixel is not computed as the mean, but interpolated using the neighboring pixels and the default calibration flat-field, before applying the normalization. This method produces better results than the use of raw calibration files. These calibration data were employed only for NGC 4736 and NGC 6744, for which the field of view is too small to apply the above method (the background is hardly seen). For Virgo galaxies, which are small compared to the camera field of view and were mapped with numerous pointings, a time-variable flat-field was estimated, improving the final quality of the maps. The correction for long-term drifts (step 5) was then iterated once for all galaxies (this is again similar to the SLICE processing);

9 – The most conspicuous residual memory effects escaping rejection because they vary too slowly were removed manually in each sky position image. They were identified visually by comparing structure seen at the same sky coordinates in different overlapping pointings (corresponding to different sets of pixels with different histories), taking advantage of the spatial redundancy of the observations;

10 – The final map was built by projecting together all the individual images on a sky rectangular grid;

11 – The conversion from electronic units to spectral energy density units is made using the standard in-flight calibration data base.

Table 2. Parameters of the spectral observations. They include the pixel size, the ratio of the field of view to that of raster maps, the number of exposures per wavelength, the integration time per exposure and the total useful time

name	pix. size (")	frac. size	n_{exp}	t_{int} (s)	T_{tot} (s)
N613 ^a	3	0.33	12	2.1	3960.
N1097 ^b	6	0.66	9–10	2.1	3276.
N1365	6	0.40	15	2.1	4918.
N5194	6	0.29	15	2.1	4918.
N5236	6	0.25	15	2.1	4918.

^a At 3", no calibration flat-field in narrow filters was available, so we did not apply the division by $f f_{\text{filter}}$ (see last paragraph of Sect. 3.2).

^b At the change of variable filter at $9.2 \mu\text{m}$, a downward jump was visible in the whole field; to cancel it, we applied a unique offset to the second part of the spectrum.

3.2. Spectral imaging

In order to be able to decompose broadband observations according to the various emitting species, low-resolution spectra between 5 and $16 \mu\text{m}$ were also obtained toward the inner $3' \times 3'$ or $1.5' \times 1.5'$ of five galaxies. Table 2 summarizes the parameters of these observations.

For spectral imaging, the principles of data reduction are the same as for broadband filters. Additional problems encountered in this type of observation are the following:

- The observation is split into two slightly overlapping parts: from 16.5 to $9.2 \mu\text{m}$ and then from 9.5 to $5 \mu\text{m}$. The junction between the two circular variable filters, where the spectral transmission is low, can produce artefacts shortward of $9.2 \mu\text{m}$ for a few wavelength steps, especially because of non-stabilization;

- There is a small displacement of the source from one wavelength to another, the total shift reaching up to two $3''$ -pixels, which is due to the rotation and change of the circular variable filters. This effect was corrected for by fitting the shape of the galactic central regions by a Gaussian to measure their displacement on the array (for M 51, it was not possible and was done manually at the change between the two segments of the variable filter);

- Bright sources, such as galactic central regions, can create ghost images, due to reflections inside the instrument; in the case of NGC 1365, we could identify and isolate regions contaminated by obvious stray light ghosts. The flux collected by ghosts in a uniform illumination case is $\approx 20\%$ (ISOCAM handbook)². For resolved sources, it depends on their position on the detector;

- The flat-field response used ignores any time or wavelength dependency. Nevertheless, this source of error is negligible compared with memory effects and the error on the determination of the background level;

² ISO handbook volume III: CAM – the ISO camera, Siebenmorgen et al. 2000, SAI-99-057. It can be found at: http://www.iso.vilspa.esa.es/manuals/HANDBOOK/III/cam_hb/

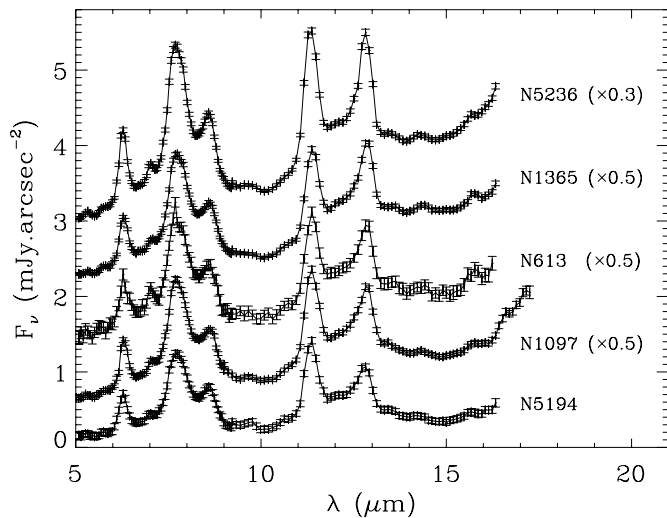


Fig. 1. Spectra of the central regions of the five galaxies observed in spectral imaging mode. They have been shifted for clarity by respectively 0.5, 1.3, 2.1 and 2.9 mJy arcsec⁻² and multiplied by the numbers indicated on the right. Error bars include the uncertainty on the zodiacal foreground level, which is small with respect to the central source brightness

– Probably due to an inaccurate dark current subtraction amplified by the transient correction algorithm, the short-wavelength spectrum can be negative at faint signal levels;

– As sources occupy the whole field of view and no spectra of empty regions were taken during the observations, the zodiacal foreground produced by interplanetary dust cannot be directly measured. We estimated it in the following way: we use a high signal to noise ratio calibration observation, from 16 to 5 μm and then back from 5 to 16 μm (which is useful to assess memory effects), of an empty part of the sky³. We apply an offset and a normalization to this zodiacal spectrum in order to obtain the maximum lower envelope to the average spectrum of the faintest pixels in our observation. The latter spectrum is composed of zodiacal light with superimposed faint emission bands (UIBs: see Paper I). Then, two bracketing zodiacal spectra with the same normalization are placed symmetrically; they are constrained to remain inside the dispersion limits of the observed spectrum, at least where it is not contaminated by UIBs. The minimum and maximum zodiacal spectra estimated in this way are subtracted from the galaxy spectrum, which produces an upper and a lower limit to the true spectrum. The minimum spectrum of the galaxy disk is also required to be positive, which tightens the bracketing of the zodiacal spectrum.

Due to the fact that the zodiacal light is several times higher than the disk spectrum (outside the bright central regions), the absolute intensity of the disk emission is subject to large uncertainties. However, since the zodiacal light spectrum is mainly featureless (it consists of a regularly rising part between 5 and 12 μm and a slowly

rising plateau from 11 to 16 μm : see Fig. 1 in Paper I), the spectral shape of the disk emission is well determined;

– Because of ghosts, the flat-field response was not handled as in broadband filter observations. The observed signal is the sum of the source, the background and their respective ghosts, multiplied by the flat-field response: $I = (S + b + g(S) + g(b)) \times ff$. However, the calibration flat-fields are also contaminated by ghosts: $ff_{\text{cal}} = ff \times (1 + g(b)/b)$. Therefore, we define the corrected signal as: $I_{\text{corr}} = (I - \text{zodi} \times ff_{\text{cal}})/ff_{\text{filter}}$, where *zodi* is the zodiacal spectrum estimated as described above and ff_{filter} is a flat-field response measured with narrow filters, which does not contain any ghost. We then obtain $I_{\text{corr}} = S + g(S)$: only ghosts due to the source remain.

The spectra resulting from the data processing described above are shown in Paper I (for central regions, disks, and the zodiacal emission), where they are discussed. In Fig. 1 we reproduce the spectra of the galactic central regions, with their noise and uncertainty on the zodiacal foreground (but no estimation of the errors due to memory effects was possible). Contribution from stray-light ghosts can be of the order of 10–20% (see Sect. 3.5).

3.3. Photometry

In some observations, the background is high compared to the source surface brightness, and it can be affected by inhomogeneities largely due to an incomplete correction for both short-term and long-term memory effects. The largest possible number of pixels has to be used, therefore, for a proper determination. In some other cases, a faint-level emission in spiral arms can be traced out to the map edge and likely continues outside the field of view. However, this emission is extremely faint and does not introduce any significant error in integrated fluxes. The only exceptions are NGC 4736 and NGC 6744, which are larger than the observation fields of view. For NGC 6744, 12% of the map in the southern part is blank, because the telescope did not move during 3 of the 16 programmed pointings. The given total fluxes are therefore lower limits. Other uncertain fluxes are those of the apparent pair NGC 4567/68, which has slightly overlapping disks in projection.

For all galaxies, the integrated flux was measured in concentric circles and traced as a function of the number of pixels, after excluding some sectors of the map where the galaxy extends to large distances, so as to see as much uncontaminated background as possible. The background was fitted in the linear part of this curve.

Total fluxes are given in Table 1 and other photometric results (see below) in Paper I.

3.4. Separation of central regions from disks

A common feature of dust emission distribution in our galaxies is a very strong central peak in a region of typically 1 to 3 kpc. Sub-structures are barely seen because the

³ The identification number of this observation, “TDT number” in the ISO archive, is: 06600401.

angular resolution is of the order of the size of these central regions, but can sometimes be suspected from variations in the infrared color F_{15}/F_7 . We measured fluxes from this central condensation after defining its radius from the $7\ \mu\text{m}$ map. The galaxy center was first determined by fitting a two-dimensional Gaussian on an appropriate zone whenever possible. Otherwise, it was placed by visual criteria (for three galaxies). We computed the azimuthally averaged surface brightness profile in elliptical annuli to compensate for the inclination on the sky, using as far as possible orientation parameters derived from detailed kinematical analyses, otherwise from the position angle and axis ratio of outer isophotes. This profile was decomposed into a central region represented by a Gaussian and an inner disk represented by an exponential. The scale parameters were fitted on parts of the profile devoid of any obvious structure, such as rings or spiral arms, and each component was truncated at the radius where the exponential equals the Gaussian, which defined the photometric aperture radius for the circumnuclear region, R_{CNR} .

Dilution effects were corrected for in two ways. The first consists of approximating central regions by point sources and dividing the fluxes measured inside R_{CNR} by the integral of the point spread function (PSF) inside the same aperture. The second one uses an iterative procedure. The image is first re-sampled on a fine grid (replacing each pixel by smaller pixels all taking the same value). The brightest pixel of the original sampling is looked for, the PSF centered on it is subtracted from both images with a small gain to ensure convergence of the process (5% here), and is then replaced in the fine-grid image with a Gaussian containing the same flux as the removed PSF, of $FWHM$ about half the pixel size. This procedure is analogous to the CLEAN algorithm used in radio astronomy (Högbom 1974). This is repeated until the residual image becomes reasonably uniform. For central regions not much more extended than the PSF, both estimates give equal results to a few percent; they differ in cases of a distribution flatter than the PSF or in the presence of sub-structure, such as a ring.

Fluxes attributable to the pure spiral disk were then defined as the difference between total fluxes and central region fluxes measured in this way.

3.5. Errors and photometric consistency

Photometric errors cannot be computed rigorously, due to the uncontrolled memory effects of the camera. The quoted uncertainties are therefore only indicative. They are the sum of three components:

- the readout and photon noises added quadratically, computed from the readout history of each pixel;
- the error on the background level fitted to the histogram of off-source pixels (which includes uncertainties due to residuals of dark current, flat-field, glitches, remnant images and long-term drifts), also added quadratically;

- the deviation from stabilization, grossly estimated from the dynamics of each pixel’s response during the time spent on each pointing, as half the difference between the smoothed variation amplitude and the 99% confidence level readout and photon noise. This error component is added linearly over all the pixels imaging the galaxy, because memory effects cannot be assimilated to white noise.

The latter error is usually dominant, except for the faintest galaxies. We obtain typical errors of $\approx 10\%$ at $7\ \mu\text{m}$ and 18% at $15\ \mu\text{m}$ (most galaxies having errors less than, respectively, 18 and 30%). These do not take into account flux density calibration uncertainties, which are of the order of 5%, with an additional 5% variation along each orbit (ISOCAM handbook).

The five galaxies observed in spectral imaging mode provide the opportunity to perform checks on the agreement between fluxes derived from independent observations. Since the wavelength coverage of our spectra (5 to about $16\ \mu\text{m}$) does not contain the whole $15\ \mu\text{m}$ band ($12\text{--}18\ \mu\text{m}$), our comparison is limited to the $7\ \mu\text{m}$ band. We simulated observations in the LW2 band ($5\text{--}8.5\ \mu\text{m}$) using its quantum efficiency curve. The comparison with the photometry performed on the $7\ \mu\text{m}$ maps is shown in Fig. 2. The agreement is perfect for NGC 1365, but the spectra of the other four galaxies systematically overestimate $7\ \mu\text{m}$ fluxes with respect to raster maps. The amplitude of the deviation (23% for NGC 613, 16% for NGC 1097, 12% for NGC 5194 and 17% for NGC 5236) is of the order of what can be expected from stray light ghosts from the circumnuclear regions, which would be superimposed onto the source. This is consistent with the fact that an obvious ghost can be identified (outside the central regions) only in the case of NGC 1365, whose circumnuclear region is thus likely free from the ghost it generates. It should then be remembered that photometry performed on raster maps is more reliable. See also Förster-Scheiber et al. (2001) for a photometric comparison between ISOCAM and ISOSWS spectra.

Second, we can compare our results with independent measurements from the same ISOCAM raster observations (differing in the applied data reduction and photometry), for some galaxies of the sample analyzed by other individuals. In the *Cambarre* and *Camspir* samples, there is only one such galaxy, M 83, bright and very extended, for which Vogler et al. (2001) give $F_{15} = 20.2\ \text{Jy}$ and $F_7 = 19.3\ \text{Jy}$, that is to say respectively 1.005 and 1.04 times the values obtained by us: the difference is well within the error bars. The fluxes of Virgo galaxies from Boselli et al. (1998) have not yet been published, so that we cannot check their consistency with ours.

We have also processed the 7 and $15\ \mu\text{m}$ maps of several galaxies from the *Sf_glx* observation program (PI G. Helou), selected from the ISOCAM public archive and added to our sample for the analysis presented in Paper I. The maps are not presented here since they have been published in Dale et al. (2000) (DSH). The results of our

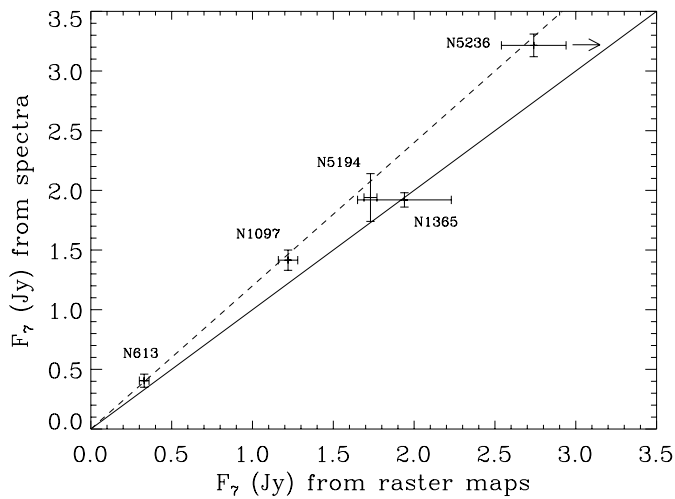


Fig. 2. $7\ \mu\text{m}$ fluxes simulated from the spectra (ordinate) versus $7\ \mu\text{m}$ fluxes measured in maps (abscissa). The apertures used are centered on the galactic nuclei and encompass the entire circumnuclear regions (chosen diameters of respectively $24''$, $48''$, $48''$, $84''$ and $48''$ for NGC 613, 1097, 1365, 5194 and 5236). Note that the nucleus of NGC 5236 is slightly saturated in the $7\ \mu\text{m}$ map. Error bars include deviation from stabilization for raster maps and the uncertainty on the zodiacal foreground level for spectra. The solid line indicates $y = x$ and the dashed line $y = 1.2x$

own photometry are given in Paper I. Figure 3 shows the confrontation of our fluxes with those of DSH. NGC 6946, which is brighter by one order of magnitude than the other galaxies, is not included, for clarity (DSH obtain fluxes within respectively 8% and 4% of ours at 15 and $7\ \mu\text{m}$ for this object). As seen in Fig. 3, whereas the agreement at $15\ \mu\text{m}$ is reasonable (for all galaxies except three, the difference is less than 15%), the results at $7\ \mu\text{m}$ are dramatically discrepant, our fluxes being systematically higher than those of DSH. As a result, F_{15}/F_7 colors computed by DSH are always higher than ours. To investigate the origin of this discrepancy, we performed some tests on NGC 986, an extended galaxy with bright circumnuclear regions, for which F_{15} (DSH) = $1.02 F_{15}$ (us) and F_7 (DSH) = $0.64 F_7$ (us).

We substituted each step of our data reduction successively, leaving all the other steps unchanged, according to what we thought DSH had done from the information they give on their data processing: use of calibration files for the dark current; use of the deglitcher described by Starck et al. (1999) with default parameters and without any subsequent masking; use of the “fit3” routine with default parameters for short-term transient correction; suppression of the long-term transient correction; and use of calibration files for the flat-field.

We would advise against the empirical “fit3” routine for photometric purposes (it always finds a solution and artificially produces corrected readout histories which are flat, but this does not ensure that it converges toward the right value). Thus we initially thought that photometric discrepancies would be attributable to the short-term

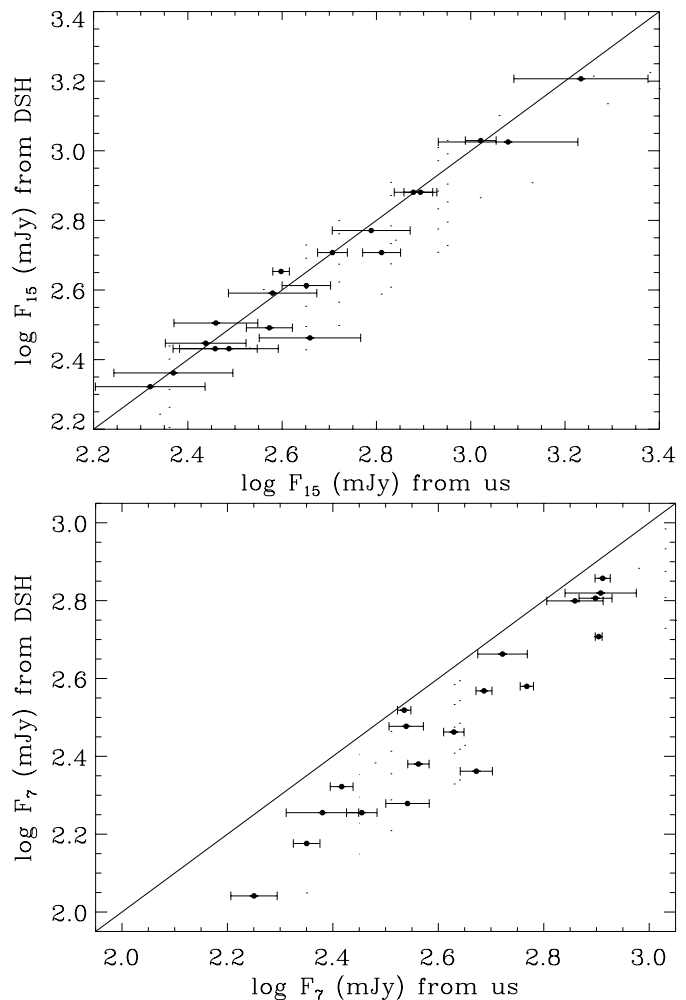


Fig. 3. Comparison of our photometric results at $15\ \mu\text{m}$ (top) and $7\ \mu\text{m}$ (bottom) with those of Dale et al. (2000) (DSH). Our error bars include the three components described above but not the systematic flux density calibration uncertainty, which acts equally on both sets of data. The solid line indicates $y = x$ and the dotted lines $y = (1+\alpha)x$, with α varying by steps of 0.1

transient correction. However, none of the changes listed above is sufficient to account for the large difference in the $7\ \mu\text{m}$ fluxes. We also tried to reproduce the photometric method of DSH, but this also can be excluded as the major source of the discrepancy.

As a last possibility, DSH mention that besides using calibration data, they also built flat-fields using the observations themselves, by computing the median of the images – but apparently without previously masking the areas where the galaxy falls –; we do not know to which galaxies exactly this applies and in which instances they have instead used calibration files. We have thus explored this track and created such a flat-field for NGC 986. We find that this is the only way we can recover the $7\ \mu\text{m}$ flux given by DSH.

However, we emphasize that flat-fields should not be built from the observations without masking the source, especially for an extended galaxy with bright central regions such as NGC 986, on a small raster: when doing

so, one strongly overestimates the flat-field response at all the places where bright sources are observed (for the 2×2 raster of NGC 986 for instance, the nucleus is seen at four places on the detector, and still at three places if the first sky position is removed, as DSH have done). As a consequence, after dividing by such a “flat-field”, the final flux of the galaxy is severely underestimated. If indeed DSH have proceeded this way, this could explain why their fluxes are systematically lower than ours. If the same processing holds for $15 \mu\text{m}$ maps, we speculate that the discrepancy with our $15 \mu\text{m}$ fluxes is reduced due to a compensation effect by the background: at $15 \mu\text{m}$, the zodiacal emission is much higher than at $7 \mu\text{m}$ with respect to the galaxy flux (by a factor 5–6). Since the contrast between the background and the galaxy is much lower, the quality of the flat-field response is less affected than at $7 \mu\text{m}$.

As a further check, one of us (M. Sauvage) independently reduced the maps and measured the fluxes of NGC 986 by a method different to that explained in Sect. 3.3. At $7 \mu\text{m}$, allowing the isophotal detection limit to vary between 0 and 3 times the background dispersion above the background level, the resulting flux is within -6% and $+8\%$ of our tabulated flux, and the preferred measurement in view of the extension of the galaxy is at -4% . At $15 \mu\text{m}$, these numbers are respectively -14% and $+13\%$, and -7% . Hence, our various estimates are in good agreement with each other.

4. Maps

For each galaxy are shown, from top to bottom: an optical map from the Digitized Sky Survey (with a better contrast inset from the second generation survey, if available and if the large-scale image is saturated); the $7 \mu\text{m}$ map, to which we applied a transfer function I^n , where $0.4 \leq n \leq 1$, so as to make both faint and bright structures visible with the grey scale; F_{15}/F_7 colors of a few regions, selected for being regular and bright at 7 or $15 \mu\text{m}$, which are shown as an illustration of the constancy of colors in disks, except in a few resolved star formation complexes and in circumnuclear regions. For these color measurements, $7 \mu\text{m}$ maps were first convolved to the $15 \mu\text{m}$ angular resolution. As the astrometry is not more precise than $\approx 10''$ (the absolute accuracy of ISO, $1\text{--}2''$, is degraded by ISOCAM’s lens wheel jitter), the displacement between both maps was measured on central regions, by fitting them with a Gaussian when possible. For some Virgo galaxies not observed at 7 and $15 \mu\text{m}$ in concatenated mode but during different revolutions, there is a rotation between the two maps of up to 5° , which was estimated by fitting the few usable regular complexes with Gaussians. Apertures were fixed by the angular resolution: we chose $12''$ for observations with a $3''$ pixel size, and $18''$ for a $6''$ pixel size, i.e. ≈ 1.25 times the half-power diameter of the point spread function. We first give the colors of the circumnuclear region inside the radius defined as explained in Sect. 3.4 (marked “C”), and of the whole averaged disk (marked

“D”). Regions in the bar are noted “B” and regions in arms, arcs or rings are noted “A”. In some cases, the color of the central region inside the resolution unit is also given (“Cr”). Fluxes are expressed in mJy, so that to obtain a true ratio of powers emitted inside the $12\text{--}18 \mu\text{m}$ and $5\text{--}8.5 \mu\text{m}$ bandpasses (and not a flux density ratio), one should multiply F_{15}/F_7 by ≈ 0.42 .

Errors on average disk colors include only photon and readout noises and the uncertainty on the background level; for all other color measurements, they additionally contain an estimate of the errors due to incomplete stabilization. We again warn the reader that the latter error component cannot be derived rigorously: what follows is an attempt to provide an order-of-magnitude estimate. Since transients are of a systematic nature (the response of the camera to a given input is perfectly reproducible) and tend to behave coherently in a well defined region (a brightness peak or minimum), we treated them in the following way:

- We call m_i^λ the estimated uncertainty due to memory effects in the pixel i of the final map at the wavelength λ , derived as explained in the beginning of Sect. 3.5. R^λ is the ensemble of pixels belonging to the region of interest. Then the stabilization error on the true total flux F^λ of that region is

$$M^\lambda = \sum_{i \in R^\lambda} m_i^\lambda.$$

- We consider two cases: either both resulting errors at 7 and $15 \mu\text{m}$ are treated positively, i.e. fluxes are overestimated (we measure $F_{\text{mes}}^\lambda \approx F^\lambda + M^\lambda$ instead of F^λ), or both are treated negatively, i.e. fluxes are underestimated ($F_{\text{mes}}^\lambda \approx F^\lambda - M^\lambda$). We assume the same trend in both bands because memory effects are systematic in nature, and we consider it equally probable that fluxes are overestimated or underestimated in the case of an upward flux step as well as in the case of a downward step, because the detector response can oscillate as a function of time;
- An asymmetric error bar on the color is then directly derived. Let us call \mathcal{M}_+^c and \mathcal{M}_-^c the bounds of this error bar: the measured color is noted $(F_{\text{mes}}^{15}/F_{\text{mes}}^7)_{-\mathcal{M}_-^c}^{+\mathcal{M}_+^c}$. If true fluxes are overestimated,

$$\begin{aligned} \frac{F_{\text{mes}}^{15}}{F_{\text{mes}}^7} &= \frac{F^{15}}{F^7} \times \frac{1 + M^{15}/F^{15}}{1 + M^7/F^7} \\ &\approx \frac{F^{15}}{F^7} \times (1 + M^{15}/F^{15} - M^7/F^7) \end{aligned}$$

using a limited development. If D_p^c is the deviation from the true color ($F_{\text{mes}}^{15}/F_{\text{mes}}^7 - F^{15}/F^7$) induced by an overestimation of fluxes and D_n^c the deviation resulting from an underestimation of fluxes, one obtains

$$D_p^c = \frac{F_{\text{mes}}^{15} - M^{15}}{F_{\text{mes}}^7 - M^7} \times \left[\frac{M^{15}}{F_{\text{mes}}^{15} - M^{15}} - \frac{M^7}{F_{\text{mes}}^7 - M^7} \right]$$

and similarly

$$D_n^c = \frac{F_{\text{mes}}^{15} + M^{15}}{F_{\text{mes}}^7 + M^7} \times \left[-\frac{M^{15}}{F_{\text{mes}}^{15} + M^{15}} + \frac{M^7}{F_{\text{mes}}^7 + M^7} \right].$$

– There are four possibilities:

- If $D_p^c > 0$ and $D_n^c < 0$ then $\mathcal{M}_-^c = D_p^c$ and $\mathcal{M}_+^c = -D_n^c$.
 If $D_p^c < 0$ and $D_n^c > 0$ then $\mathcal{M}_+^c = -D_p^c$ and $\mathcal{M}_-^c = D_n^c$.
 If $D_p^c > 0$ and $D_n^c > 0$ then $\mathcal{M}_-^c = \max[D_p^c, D_n^c]$ and $\mathcal{M}_+^c = 0$.
 If $D_p^c < 0$ and $D_n^c < 0$ then $\mathcal{M}_+^c = -\min[D_p^c, D_n^c]$ and $\mathcal{M}_-^c = 0$.

Maps are organized as follows:

Figure 5: strongly barred galaxies arranged in order of decreasing D_{bar}/D_{25} , the ratio of the deprojected bar diameter to the disk diameter;

Figure 6: galaxies with weak or no bar arranged in the same order;

Figure 7: the peculiar galaxies;

Figure 8: all galaxies of the Virgo cluster sample whatever the bar strength which are not HI-deficient;

Figure 9: HI-deficient Virgo galaxies.

Maps are oriented with north to the top and east to the left.

5. Morphological properties

In the following, we grouped galaxies according to their most striking property. The well-resolved regular spirals of the first subsample were arranged in order of decreasing D_{bar}/D_{25} , the ratio of the deprojected bar diameter to the disk major diameter at the blue isophote 25 mag arcsec⁻². Virgo galaxies are resolved with less detail, are more frequently highly inclined and intrinsically smaller and fainter, not allowing a meaningful measure of D_{bar}/D_{25} . They are separated into two groups differentiated by interactions with the cluster environment: galaxies with a normal HI content and HI-deficient galaxies.

Beyond the complexity and distinctive features of all galaxies shown here, we choose to emphasize in this section the generic properties found within each group and do not describe in depth each individual object. The morphological types from the RC3 (de Vaucouleurs et al. 1991) are indicated.

We determined the size of the infrared emitting disk (at 7 μm because the sensitivity is better than at 15 μm), defined as the diameter of the isophote 5 $\mu\text{Jy arcsec}^{-2}$. This is the deepest level that can be reasonably reached for all galaxies of the sample, corresponding to between one and five times the background 1σ uncertainty (except for NGC 5194 which has a higher background noise). This level is very similar to the sensitivity reached by Rice et al. (1988) in 12 μm IRAS maps. The measure was performed on azimuthally averaged surface brightness profiles, taking into account the orientation and inclination of the galaxy. We cannot see any difference in the mid-infrared size to optical size ratio between barred and non-barred galaxies, but this ratio tends to increase from early-type to late-type galaxies. More fundamental systematics exist as a function of gas content, which will be described in Sect. 6. Indeed, the likely reason for the observed dependence on Hubble type is the existence of a classification bias for

HI-deficient galaxies: they are mostly classified as early type, due to the abnormal aspect of their spiral arms, and since the bulge-to-disk ratio criterion plays a minor role in the classification compared to the resolution of spiral arms into star formation complexes.

5.1. Well resolved galaxies

– **Strongly barred spirals:**

NGC 5383 (SBb), 7552 (SBab), 1433 (SBab), 1530 (SBb), 613 (SBbc), 1672 (SBb), 1097 (SBb) and 1365 (SBb).

The circumnuclear region is extremely bright in the mid-infrared – always brighter than any complex in the bar or the arms. This is particularly obvious in NGC 7552, whose bar is relatively faint and where only a hint of the eastern arm is present, whereas emission from the large central region is very intense. All galaxies of this category are known to possess a nuclear spiral or ring, and sometimes additionally a nuclear bar. All except NGC 1433 have a hot-spot nucleus, i.e. giant star formation complexes within the central structure. We give here a brief summary of nuclear morphologies:

- NGC 5383: nuclear spiral (Buta & Crocker 1993) with hot spots (Sersic 1973);
- NGC 7552: nuclear ring (Feinstein et al. 1990) with hot spots – although the nucleus is classified amorphous by Sersic & Pastoriza (1965), bright complexes are clearly visible in the radio continuum maps of Forbes et al. (1994) –; Dottori & Pastoriza (1986) infer from a population synthesis of stellar absorption lines a cycle of three or four successive starbursts;
- NGC 1433: nuclear ring and nuclear bar (Buta 1986), amorphous nucleus (Sersic & Pastoriza 1965);
- NGC 1530: nuclear spiral (Buta & Crocker 1993) with hot spots (Sersic 1973);
- NGC 613: nuclear spiral and nuclear bar (Jungwiert et al. 1997), hot spots (Sersic 1973);
- NGC 1672: nuclear ring with hot spots (Storchi-Bergmann et al. 1996), although Sersic & Pastoriza (1965) include it among amorphous nuclei;
- NGC 1097: circumnuclear starburst ring of diameter 20'' \approx 1.5 kpc with hot spots, nuclear bar (Friedli et al. 1996). The ring is well resolved in the mid-infrared;
- NGC 1365: nuclear spiral and nuclear bar (Jungwiert et al. 1997), hot spots (Morgan 1958).

The bar is detected in all galaxies but NGC 1433, which, besides its central region, displays only very faint and patchy emission; in NGC 1365, it is detected but extremely diffuse.

We also note that the mid-infrared emission of the bar generally consists of thin bands (as opposed to the stellar bar which is more oval), shifted towards the leading edge (if one assumes that spiral arms are trailing), in agreement with the response of other gas tracers to the bar potential. However, these bands do not coincide strictly with dust lanes seen in optical images: dust which is conspicuous in optical starlight absorption is not the same as

dust seen in mid-infrared emission. In fact, absorbing dust lanes are signatures of gas density enhancements, at the location of shocks (Athanasoula 1992). As these shocks are strongest in the inner parts of the bar, near the central region, absorption dust lanes are also better developed and show higher contrast in the inner bar, independently of the brightness of the underlying stellar continuum (this is particularly well seen in NGC 1530 and 1672); conversely, the infrared emission is systematically brightest in the outer parts of the bar and diffuse near the circumnuclear region. The same argument excludes significant collisional excitation of dust in shocks: grains are heated by photons, including in regions of large-scale shocks.

A further sign of the different nature of absorption and emission dust lanes is the aspect of the bar of NGC 1365: whereas absorption dust lanes show high contrast and are displaced far from the bar major axis toward the leading edge, the infrared emission is extremely diffuse and rather symmetric about the major axis.

Star formation complexes are generally seen in the bar at varying places, between mid-distance from the nucleus to the end of the bar (see for instance the bright knots in NGC 7552 and 1530). Such complexes inside the bar are also commonly found in H α observations (García-Barreto et al. 1996; Martin & Friedli 1997). Emission is always enhanced at the junction between the bar and spiral arms, even in NGC 1433. This has been interpreted as an effect of orbit crowding, since it is the place where elongated orbits subtended by the bar meet near-circular orbits of the disk (Kenney & Lord 1991). This region therefore favours star formation, unlike the inner bar where the high-velocity shocks are likely to prevent it (Tubbs 1982; Athanasoula 1992; Reynaud & Downes 1998).

In some galaxies (NGC 1530, 1365 and to a lesser extent NGC 5383), spiral arms are clearly seen to begin in advance of the bar, i.e. to continue beyond the junction with the bar towards the leading edge, which is never the case for weakly barred galaxies. This could be due to a decoupling between the bar and spiral waves, i.e. different pattern speeds. Spiral arms generally make sharp angles with the bar (except the eastern arms of NGC 7552, 613 and 1672), which is also characteristic of strong bars, as already noted by Prendergast (1983).

The inner parts of arms show in most cases much star formation, as evidenced by bright emission and knots both in the optical and in the mid-infrared (exceptions are NGC 7552, whose western arm is not detected at all and whose eastern arm is hardly seen, and NGC 1433, whose entire inner ring is seen near the detection limit). Nevertheless, there seems to be a maximum radius encompassing sites of reasonable star formation rates, outside of which spiral arms abruptly become fainter, both in optical and infrared images. The clearest and most symmetric example is NGC 1365, but this remark is valid for all. The exhaustion of outer arms could be a signature of the corotation between the spiral wave and the gas, but it can also be related to the fact that all the strongly barred galaxies presented here are of early type (between SBab and SBb,

with one SBbc, NGC 613). This is not a bias in the sample: long bars are found predominantly among early types (Athanasoula & Martinet 1980; Martin 1995).

We finally note the presence of an inner plateau or lens of diffuse infrared emission delineating a sort of inner pseudo-ring in all galaxies of this group, again except NGC 7552 and 1433. In NGC 1530, the plateau is also seen in diffuse H α emission and the pseudo-ring materialized by H α knots (Regan et al. 1996). In NGC 613, 1672 and 1097, a real lens is seen in the optical and further outlined by secondary tightly wound arms or incomplete arcs, best seen in the infrared.

– Weakly or non barred spirals:

NGC 5236 (SABc), 6946 (SABcd), 4535 (SABc), 6744 (SABbc), 289 (SBbc), 5457 (SABcd), 4736 (SAab), 5194 (SAbc).

In weakly barred spirals, the central region is bright in the mid-infrared, but contrary to strong bar centers, it is relatively small and can be rivaled in brightness by complexes in the arms. The centers of NGC 5236 and 6946 are particularly intense. Several of these galaxies also contain nuclear rings, but none seems to harbor hot spots comparable to those seen in galaxies of the first group. Here is a list of nuclear morphologies:

- NGC 5236: nuclear ring (Buta & Crocker 1993), amorphous nucleus (Sersic & Pastoriza 1965);
- NGC 6946: nuclear bar (Zaritsky & Lo 1986);
- NGC 4535: nuclear ring (Buta & Crocker 1993);
- NGC 6744, 289 and 5457: no remarkable structure;
- NGC 4736: weak nuclear bar (Möllenhoff et al. 1995);
- NGC 5194: nuclear ring (Buta & Crocker 1993), which is seen in the mid-infrared.

The bar is detected in all SABs except NGC 6744, which is completely devoid of infrared emission between the nucleus and the inner ring, much like NGC 1433. Unlike strong bars, weak bars do not contain infrared knots: their emission is rather unstructured. They consist of thin lanes displaced towards the leading edge, just as in strong bars, but are more curved and smoothly connected to spiral arms, in agreement with the notations of Prendergast (1983).

In NGC 6946, the bar is rather a fat oval distribution of stars, inside which a spiral arm can be traced at the north. The bar that we see in the infrared is shorter and rotated by as much as $\approx 35^\circ$ to the leading side of the stellar oval. It does not coincide with the small northern arm but corresponds well to the $\approx 1'$ molecular bar-like distribution (Ball et al. 1985; Regan & Vogel 1995), confirmed kinematically by Bonnarel et al. (1988), and in which is embedded a nuclear bar rotated by a further angle of $\approx 15^\circ$ to the leading side.

Zones at the junction between the bar and spiral arms are much less conspicuous than in strongly barred galaxies (except the SE junction in NGC 289 which is bright). Brightness peaks are found further out along the arms (see in particular NGC 4535). Dust emission follows

remarkably closely the spiral structure at very large distances from the center. Note for instance the strong similarity between optical and infrared images of NGC 4535, where even the slight brightness enhancement at the northern edge of the disk, likely due to compression by the intracluster gas, is detected at 7 and 15 μm . There is no sharp brightness decrease beyond some radius as in strongly barred spirals, except in NGC 289. This galaxy appears to be the closest of its category to strongly barred galaxies (bright knot at the end of the bar, rather sharp angle of spiral arms with the bar, slight advance of the arms on the bar, abrupt decrease in surface brightness between an inner disk and an outer disk), despite its rather short bar. However, we note that the outer disk, whose size defines the normalization to the bar size, is extremely tenuous, unlike in the other spirals of this group.

NGC 4736, although classified SA, has an oval distortion revealed by its velocity field (Bosma et al. 1977), hence a weak bar. Its metallicity radial gradient is typical of SAB galaxies and could perhaps result from the past mixing effects of a stronger bar now dissolved (Martin & Belley 1997).

– Peculiar spirals:

NGC 1022 (SBa) and 4691 (SB0/a).

NGC 4691 is described as an “irregular galaxy of the M 82 type” by Sandage (1961) and then as amorphous (Sandage & Bedke 1994), based on the chaotic, “intricate and extensive dust pattern in the central regions” which is similar to that in some starburst galaxies such as M 82 and suggests “galactic fountain activity”. This interpretation is supported by the spectroscopic data of García-Barreto et al. (1995), whose I-band and H α images also reveal a peculiar central structure with four knots. The two strongest H α knots are resolved in our mid-infrared images, and are surrounded by two concentrations of molecular gas aligned with them, but at nearly twice the distance from the center (Wiklind et al. 1993). In the mid-infrared, we detect only the central structures and not the bar or the rest of the disk.

NGC 1022 is also peculiar and resembles NGC 4691 in many aspects. Both have extremely faint and smooth arms and a chaotic system of dust filaments, in all the interior of the inner ring for NGC 1022 (Sandage & Bedke 1994). NGC 1022 has a very short bar for a SBa galaxy. All interstellar tracers are highly concentrated in a small circumnuclear region (García-Barreto et al. 1991; Hameed & Devereux 1999) and we detect only this central region of size $<10'' \approx 1 \text{ kpc}$ in the mid-infrared. The morphology of both galaxies is suggestive of a past merger.

– Magellanic barred spirals:

NGC 337 (SBd) and 4027 (SBdm).

These are the two latest-type galaxies of the field subsample. They are strongly asymmetric, with off-centered bars with respect to the outer isophotes. One arm harbors a very bright complex of star formation not far from its

connection to the bar (this complex is clearly delineated in our mid-infrared images) and the second arm is embryonic. In some magellanic barred spirals, the bar center does not correspond to the kinematic center (but this is not the case for NGC 4027, according to Pence et al. 1988). This morphology is thought to be driven by tidal interaction (Odehahn 1994), or can result from the cooperation between spiral waves of modes $m = 1$ and $m = 2$ (Tagger & Athanassoula 1991), the two interpretations not being exclusive.

5.2. Virgo subsample

This subsample includes 9 or 10 spirals with normal H I content and 14 or 13 H I-deficient spirals (NGC 4293 is at the limit between the two categories). H I-deficient galaxies do not necessarily belong to the cluster core, but can be found at large projected distances from M 87. For instance, NGC 4394, 4450, 4498 and 4580, with high H I deficiencies, are located in the cluster periphery, between 1.3 and 2 Mpc in projected distance from M 87.

Seven Virgo members of the sample have low blue or H-band luminosities (H data from Boselli et al. 1997, used because they give an indication on the total stellar mass), and their sizes are also intrinsically small. They are either normal in their H I content (NGC 4351, 4430 and 4633) and of rather irregular morphology, except NGC 4634 seen edge-on, or deficient with no obvious distortion (NGC 4413, 4491, 4498 and 4506).

Interestingly, the galaxies presented in this paper which have a central F_{15}/F_7 ratio above 2 are all Virgo spirals (except NGC 1022), with large H I deficiencies. We computed the H I deficiency according to Guiderdoni & Rocca (1985) for the galaxies in our sample (the values are given in Paper I). This quantity is defined as the logarithmic difference in H I mass surface density between a reference field galaxy sample and the galaxy considered, normalized by the dispersion in the field sample. We have adopted as the threshold for H I dearth $Def > 1.2$ (Paper I). For all the galaxies with a central color $F_{15}/F_7 > 2$ except NGC 1022 (namely NG 4569, 4293, 4388 and 4491), $1.2 < Def < 2$. This suggests that the interaction with the intracluster gas also has consequences for the internal dynamics and reinforces the effects of the bar. This is not a systematic effect, since the remaining 10 H I-deficient galaxies have low to moderate central colors.

6. Optical and mid-infrared disk sizes

We have determined the size of the infrared emitting disk as explained at the beginning of Sect. 5, and also quantified the H I deficiency, which is closely related to the anemina phenomenon (star formation being inhibited in parts of the outer disk where the gas density has dropped due to stripping). We find that the ratio of the infrared diameter, $D_{5 \mu\text{Jy}}^I$, to the optical diameter D_{25} , defined at

the blue isophote $25 \text{ mag arcsec}^{-2}$ (de Vaucouleurs et al. 1991), shows marked variations as a function of HI deficiency (Fig. 4, top). Whereas $D_{5 \mu\text{Jy}}^7/D_{25}$ is of the order of 0.7–0.9 for gas-rich spirals (none of the Virgo galaxies belongs to this category) and 0.96 for NGC 4634 which is seen edge-on, it ranges between 0.5 and 0.8 for spirals of intermediate HI content, and between 0.35 and 0.65 for deficient spirals, except 0.77 for NGC 4647 whose outskirts may be contaminated by the emission of the neighbor elliptical NGC 4649. The value 0.35 is that of NGC 4569, known for its spectacular anemia, and NGC 4438, which has undergone a violent collision (Combes et al. 1988). The only exception to this trend is NGC 289, which is very rich in HI but has a ratio $D_{5 \mu\text{Jy}}^7/D_{25}$ of about 0.4. We again insist that its outer disk is of very low surface brightness, and that the condition for star formation in such disks is

likely to be very different from those in ordinary bright disk galaxies.

There is also a trend for $D_{5 \mu\text{Jy}}^7/D_{25}$ to be lower in early-type than in late-type spirals, as shown in Fig. 4 (bottom). However, this relationship is not independent of the first one, since HI-deficient galaxies are mostly classified as early, due to the dominance in practice of the criterion based on the aspect of the arms in the Hubble-system classification (see Paper I). Early-type spirals are essentially characterized by smooth and faint outer disks, whereas in latest types, the arms are bright and patchy in their whole length, structured by star formation sites. Hence, a natural interpretation of both histograms shown here is that the ratio of mid-infrared to optical sizes primarily depends on the star formation activity in outer disks, which is strongly coupled to the gas density.

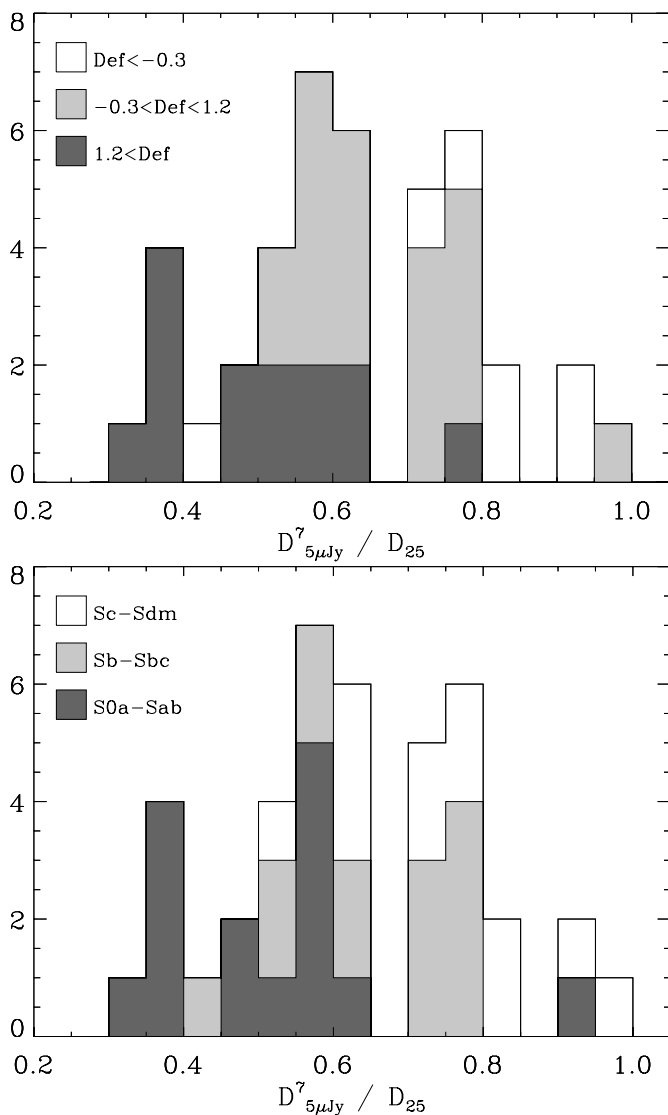


Fig. 4. Histograms of mid-infrared to optical size ratios as a function of HI-deficiency and morphological type. $\text{Def} > 1.2$ corresponds to severely HI-stripped galaxies and $\text{Def} < -0.3$ to gas-rich galaxies

7. Summary

We have presented complete maps of dust emission at $7 \mu\text{m}$ of 43 galaxies spanning the spiral sequence from types S0/a to Sdm, at an angular resolution less than $10''$ and a sensitivity of the order of $5 \mu\text{Jy arcsec}^{-2}$. We have also detailed the data reduction, provided the total fluxes at 7 and $15 \mu\text{m}$ and outlined the generic morphological properties in this sample. Since there exists an abundant literature on many of these galaxies studied individually, the present atlas has concentrated on common features. The detailed description of the sample and interpretation of the data are given together in Paper I.

The morphology is very similar in the mid-infrared and in the optical, except in peculiar galaxies where the dust emission is highly concentrated: the 7 and $15 \mu\text{m}$ emission follows tightly spiral arms, lenses and individual giant complexes. It appears however less extended than the stellar emission and tends to be reduced in smooth and unstructured spiral arms often seen in the outer disks of early-type galaxies and especially of HI-deficient galaxies. This can be related to low densities of both the gas and the young stellar population. Another noticeable difference concerns the aspect of the bar, where the responses of the interstellar tracers and of the stellar component to the gravitational potential are clearly distinct. Finally, central regions stand out in our maps as entities with particular properties, and are studied in detail in Paper I.

The major characteristic of mid-infrared colors, i.e. $15 \mu\text{m}$ to $7 \mu\text{m}$ flux ratios, is that they are remarkably uniform throughout disks, except in some circumnuclear regions and a few bright complexes in spiral arms (the best example of the latter can be found in the outer interacting arms of M 101).

The maps will be made available to the community, in fits format, in the ISO public archive (<http://www.iso.vilspa.esa.es/>). They can be used for studies of the interplay between dust and other components of galaxies, and constitute the basis for two following papers.

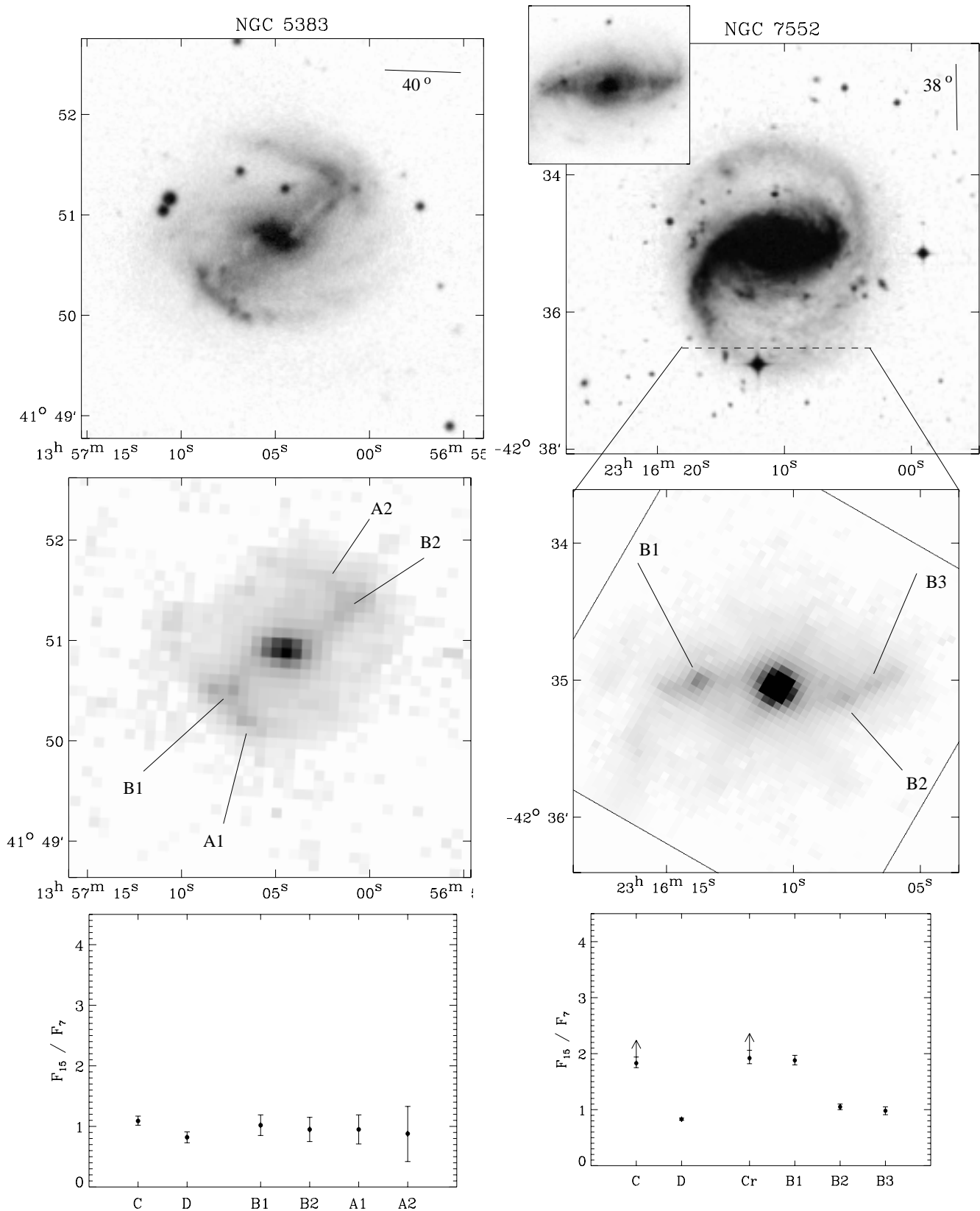


Fig. 5. Strongly barred galaxies in order of decreasing bar strength. **a)** NGC 5383 and 7552, with $D_{\text{bar}}/D_{25} \approx 0.65$ and 0.67 . In all figures are displayed, from top to bottom: an optical image from the DSS with, in a corner, a segment showing the orientation of the line of nodes and the inclination value; the $7\mu\text{m}$ map; F_{15}/F_7 colors of selected regions (“C”: circumnuclear region; “D”: averaged disk; “Cr”: central resolution element). Locations in the bar (“B”) or the arms (“A”) are indicated on the $7\mu\text{m}$ map, which is scaled identically to the optical map except when a dashed segment outlines the field of view shown below

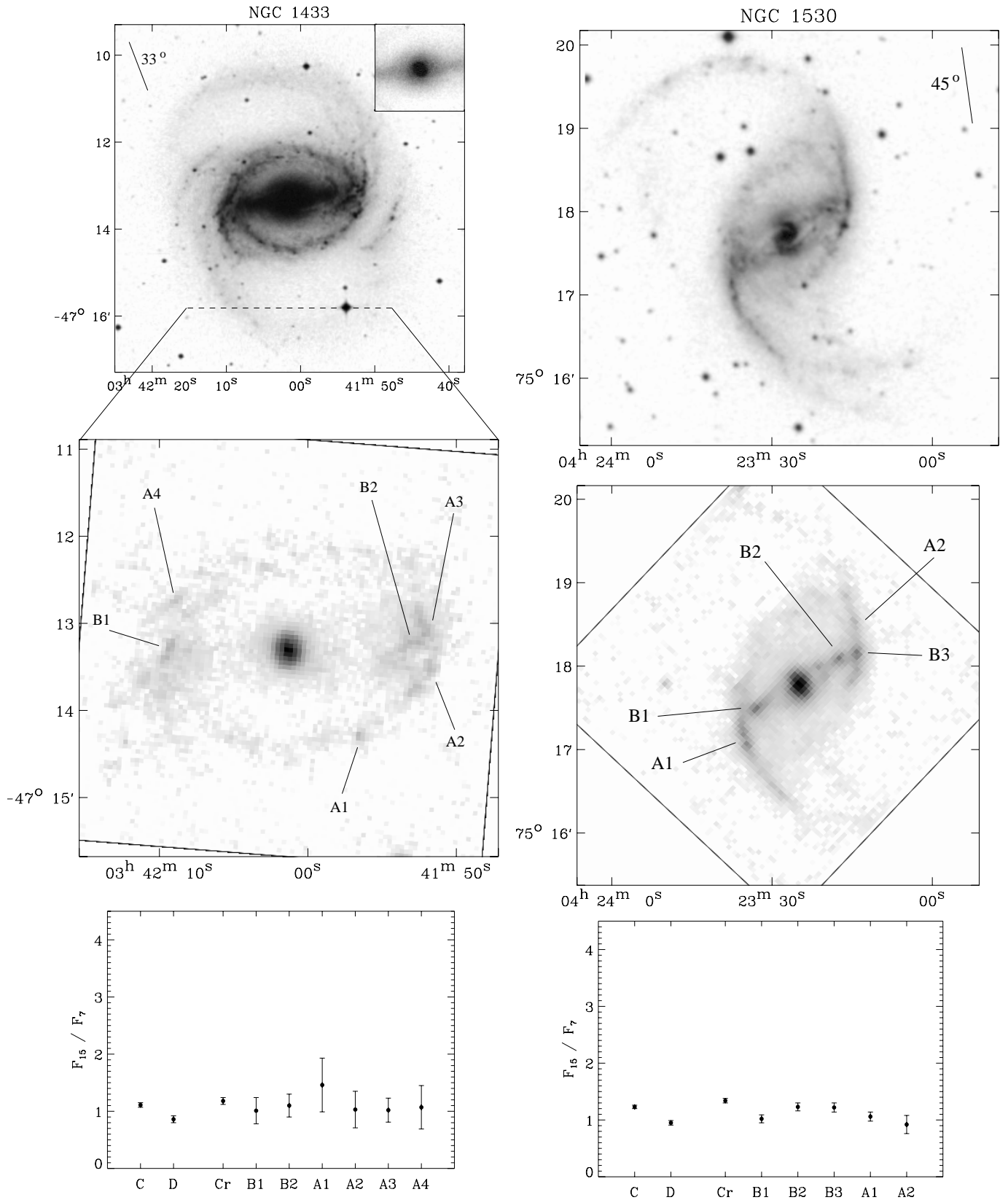


Fig. 5. b) NGC 1433 and 1530, with $D_{\text{bar}}/D_{25} \approx 0.54$ and 0.48

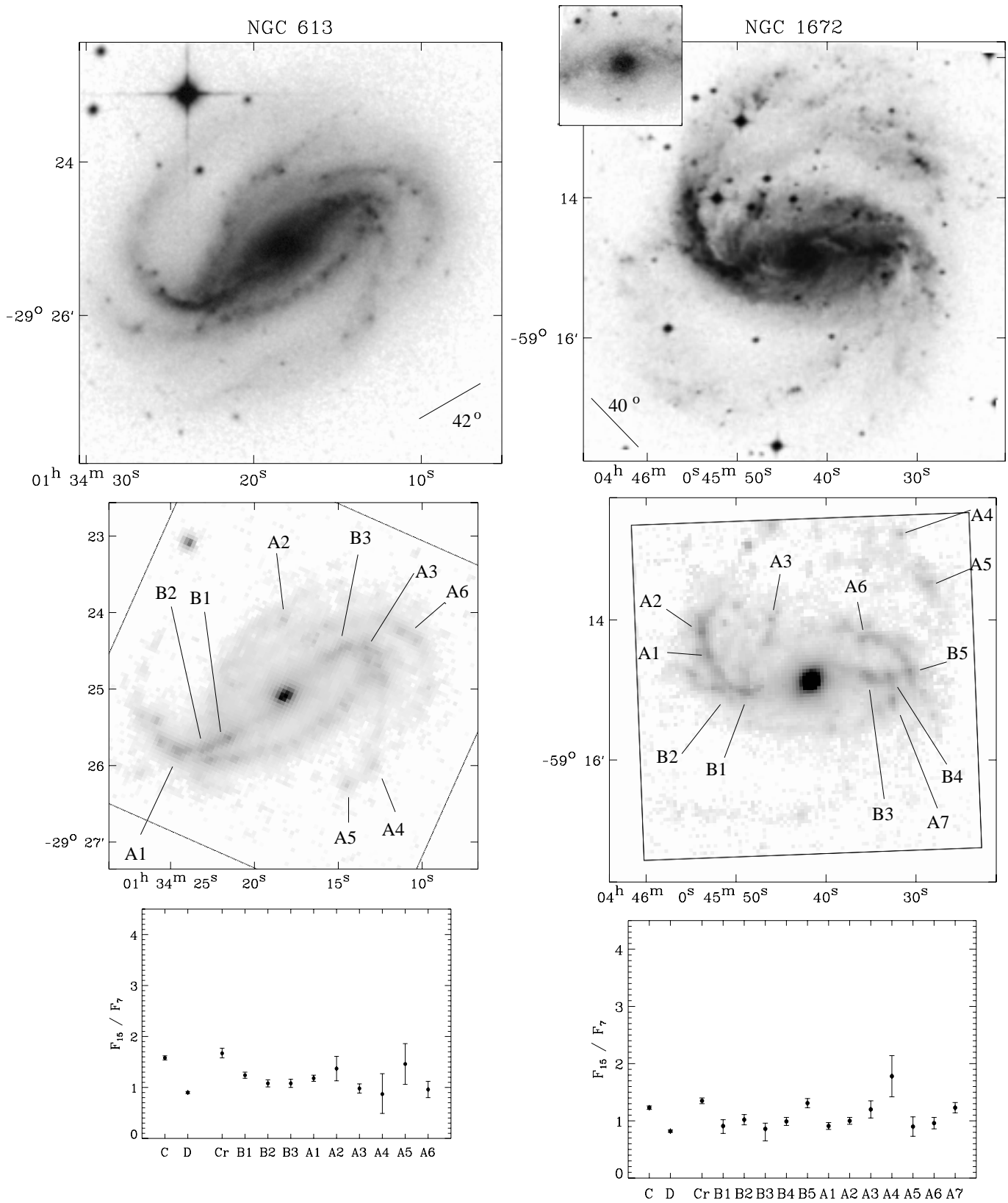


Fig. 5. c) NGC 613 and 1672, with $D_{\text{bar}}/D_{25} \approx 0.45$ and 0.42

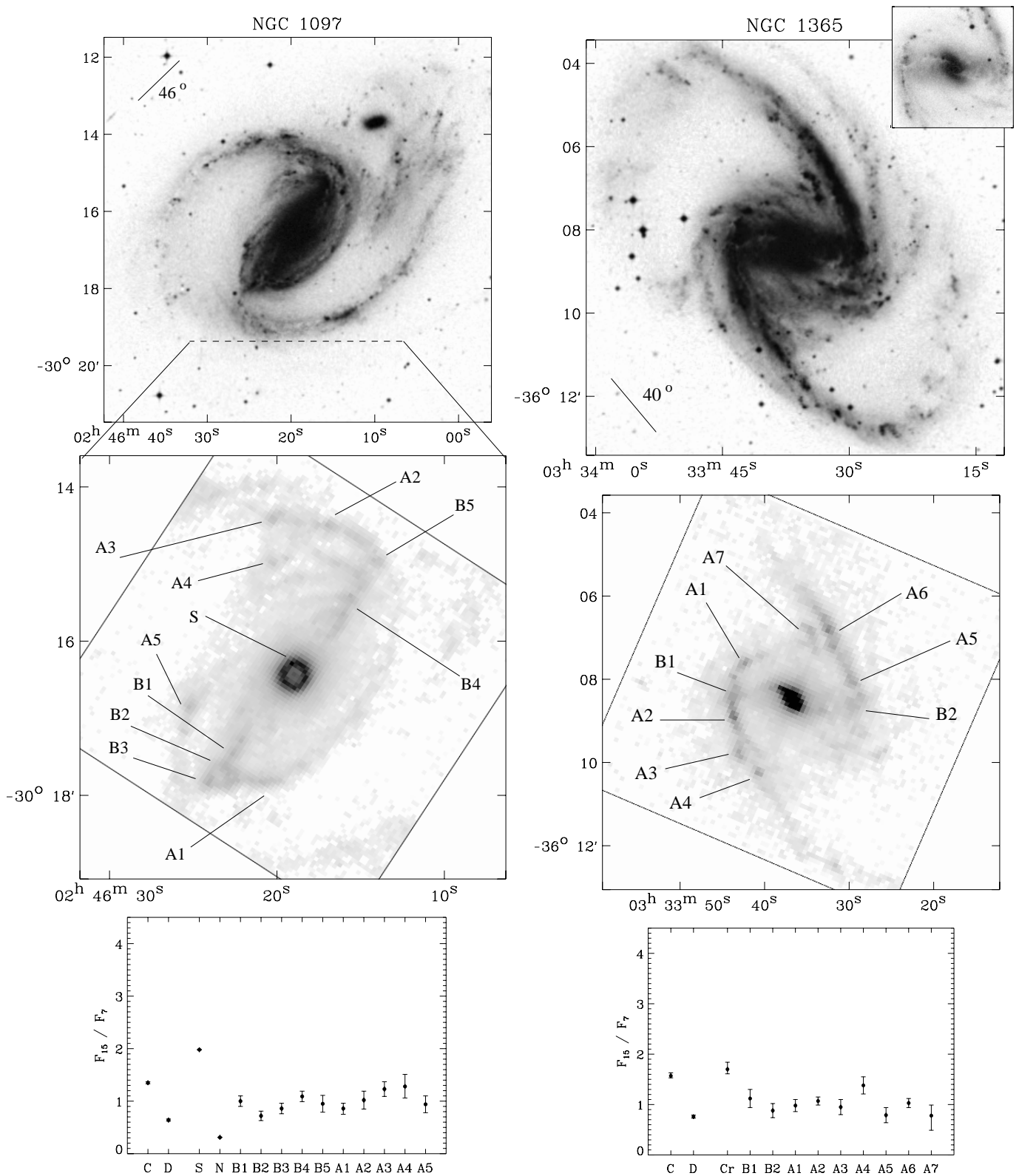


Fig. 5. d) NGC 1097 and 1365, with $D_{\text{bar}}/D_{25} \approx 0.35$ and 0.31 . The labels “S” and “N” correspond to the brightest spot in the ring and the nucleus, whose colors were estimated from the images treated with the analog of CLEAN (Sect. 3.4), with no error bars

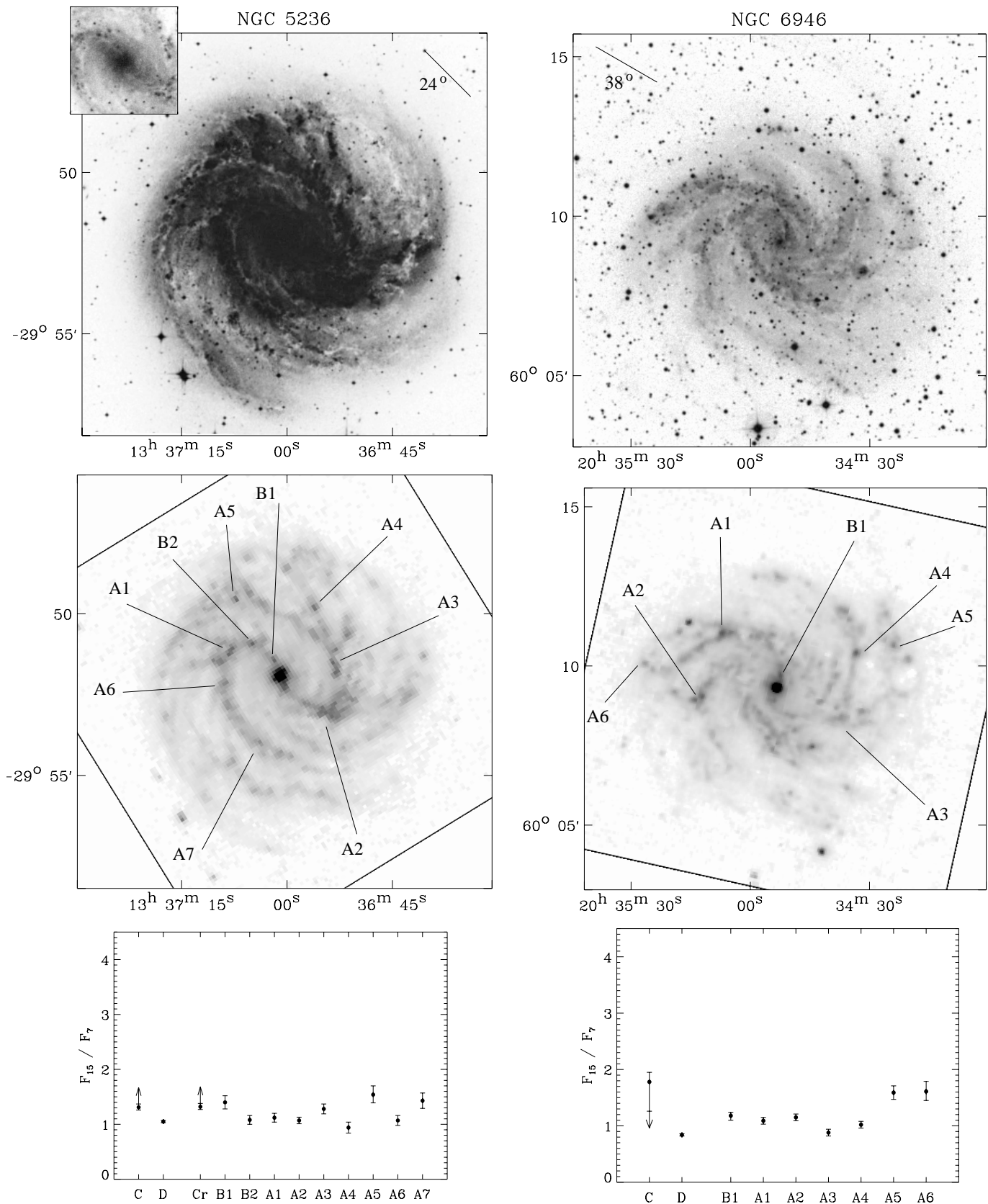


Fig. 6. Weakly barred and unbarred galaxies. a) NGC 5236 and 6946, moderately barred with $D_{\text{bar}}/D_{25} \approx 0.24$ and 0.19

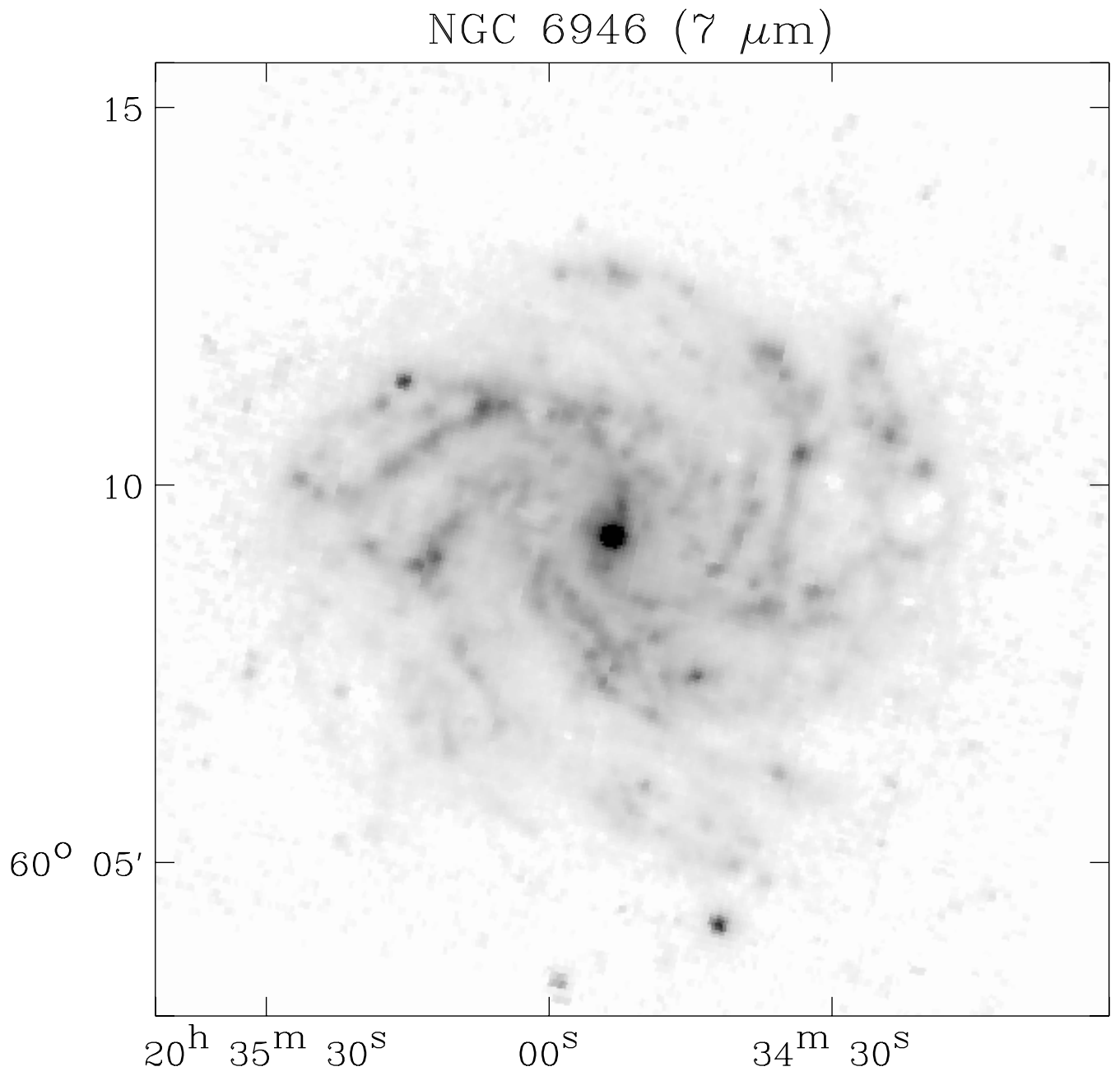


Fig. 6. a') Enlargement of the $7 \mu\text{m}$ map of NGC 6946

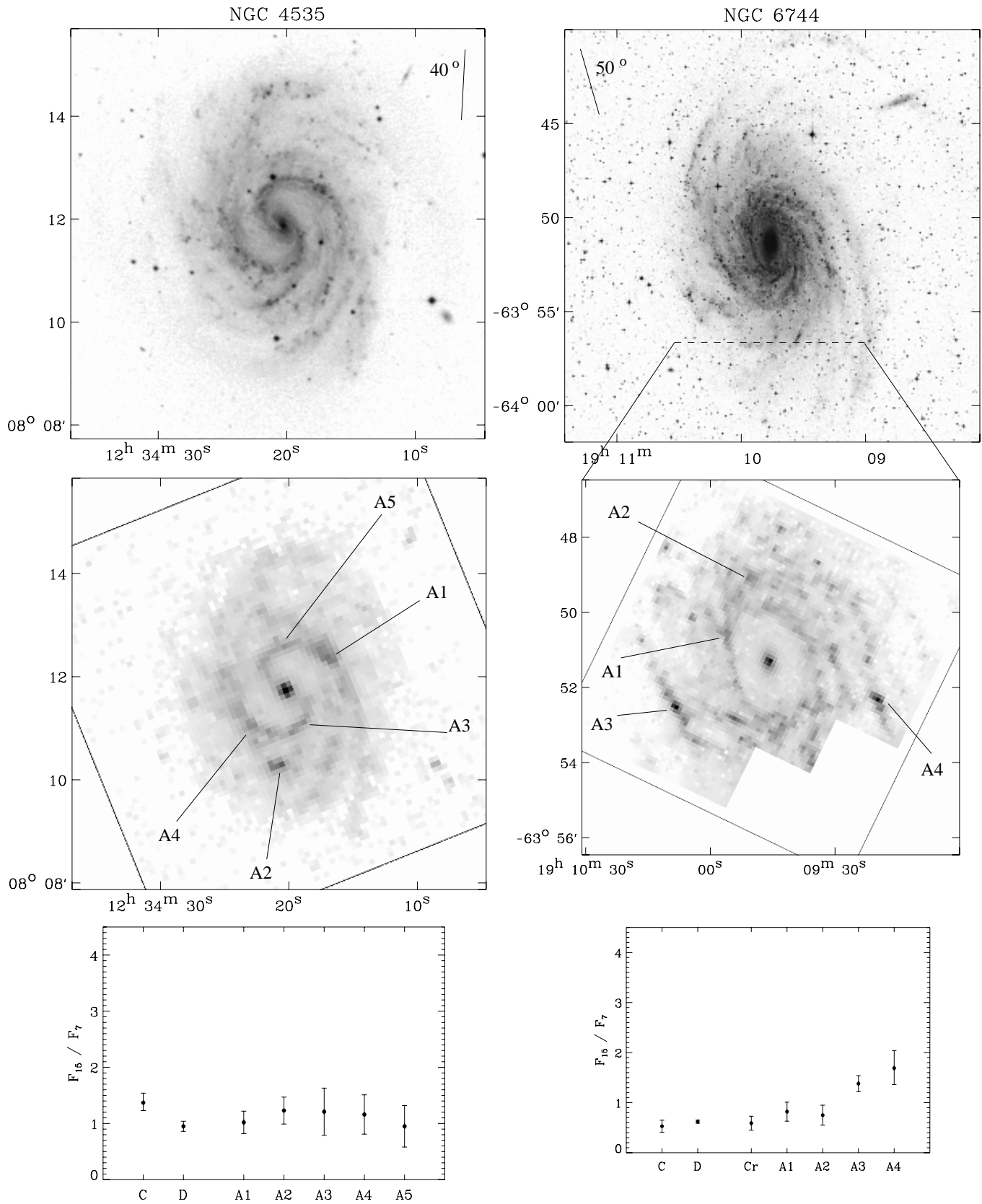


Fig. 6. b) NGC 4535 and 6744, weakly barred with $D_{\text{bar}}/D_{25} \approx 0.18$ and 0.17

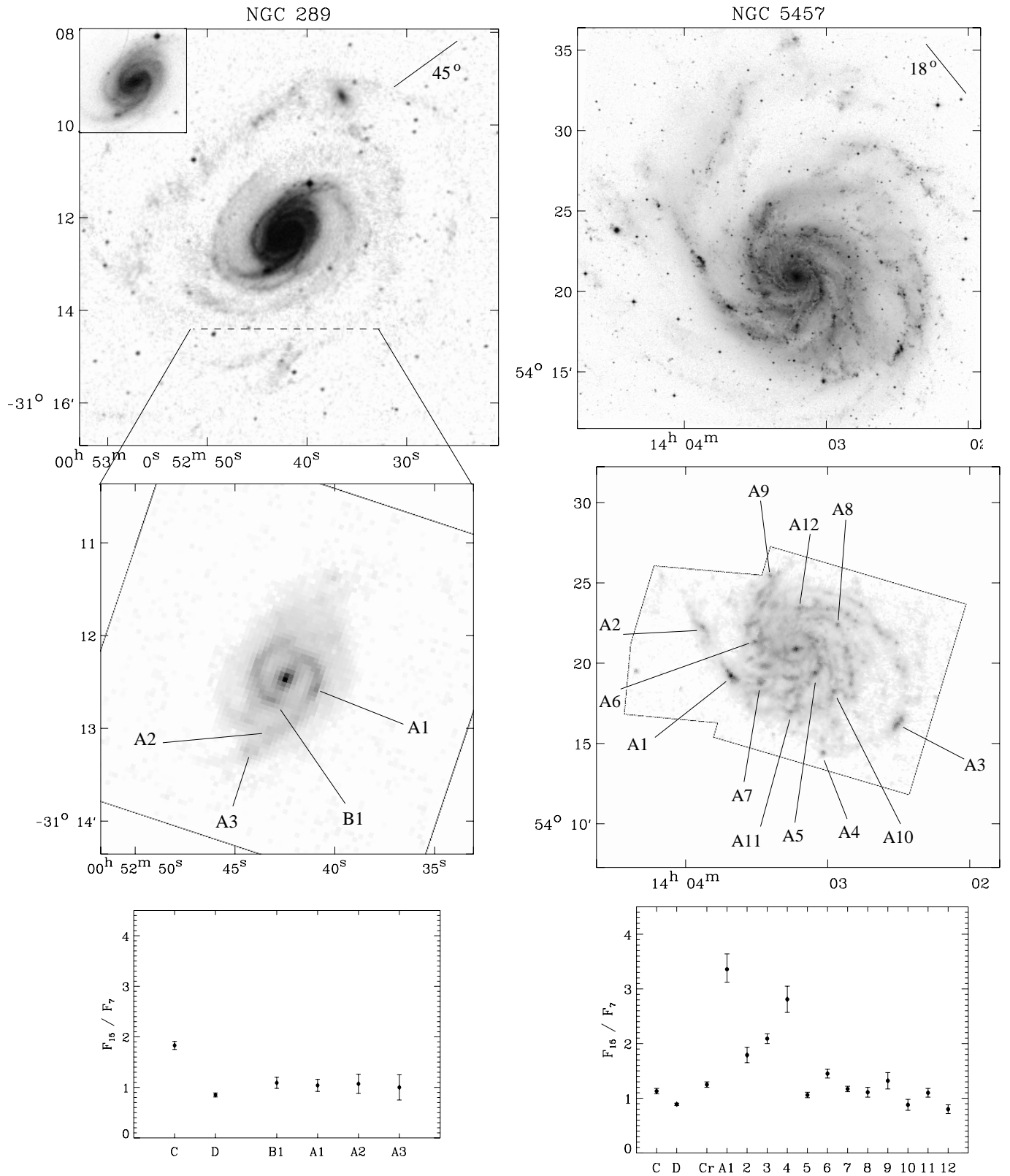


Fig. 6. c) NGC 289 and 5457, with $D_{\text{bar}}/D_{25} \approx 0.15$ and 0.06

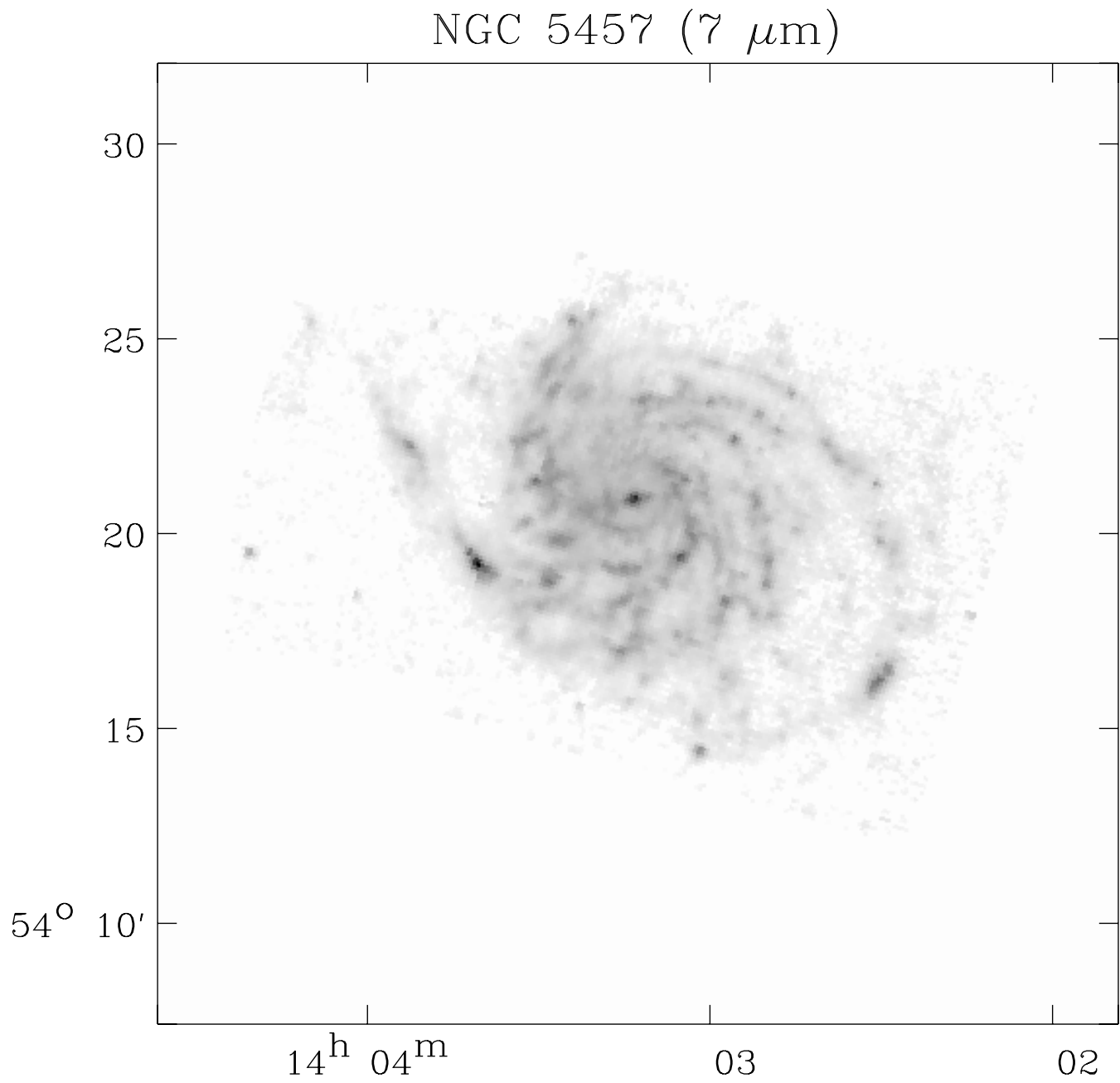


Fig. 6. c') Enlargement of the $7 \mu\text{m}$ map of NGC 5457

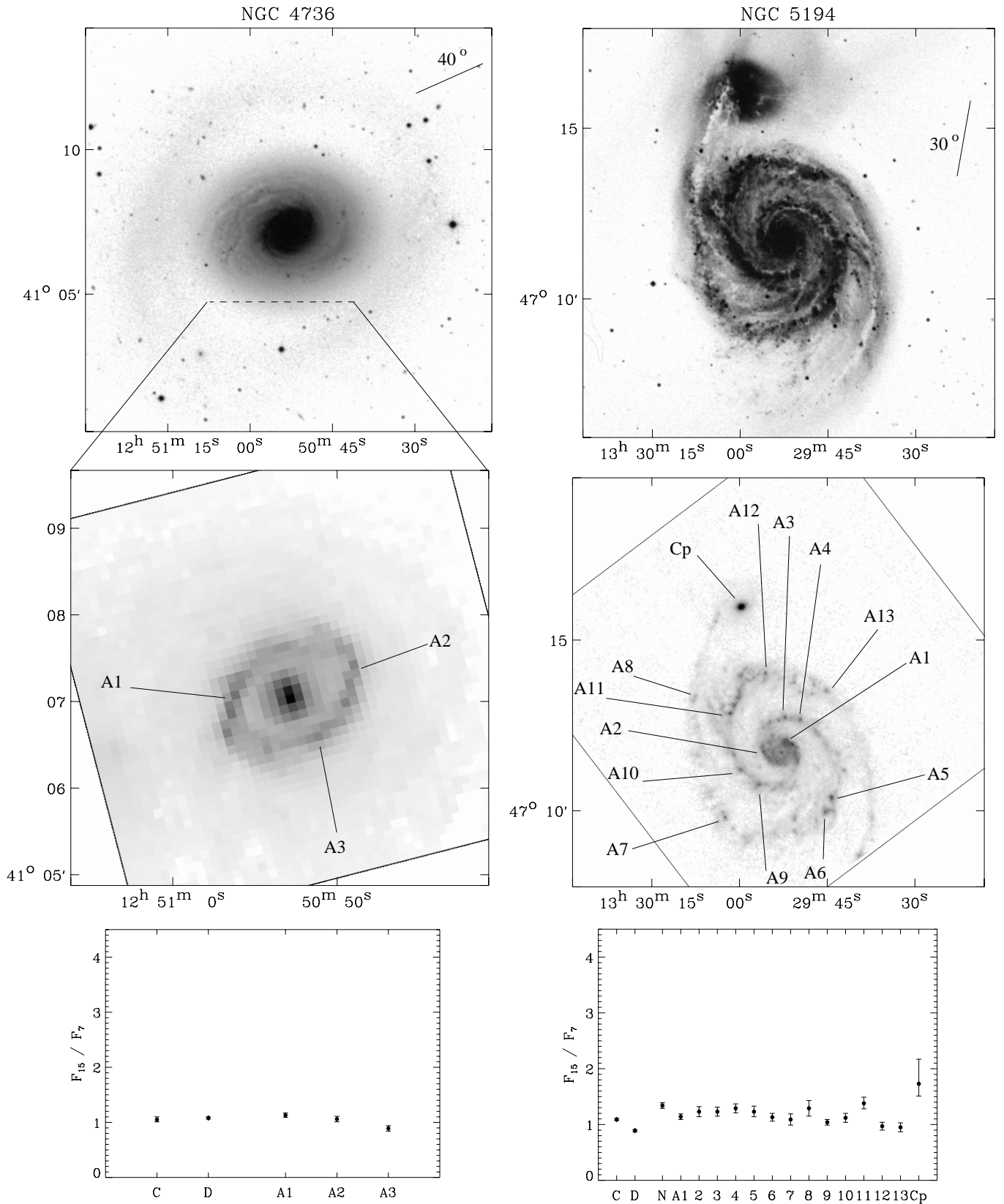


Fig. 6. d) NGC 4736 and 5194, unbarred galaxies (NGC 4736 possesses in fact an oval distortion). The labels “N” and “Cp” refer to the nucleus of NGC 5194 and the nucleus of its companion, NGC 5195. Note that in NGC 5194, the thin NE and SW outermost parts of both arms seen in the mid-infrared coincide with dust lanes seen in absorption

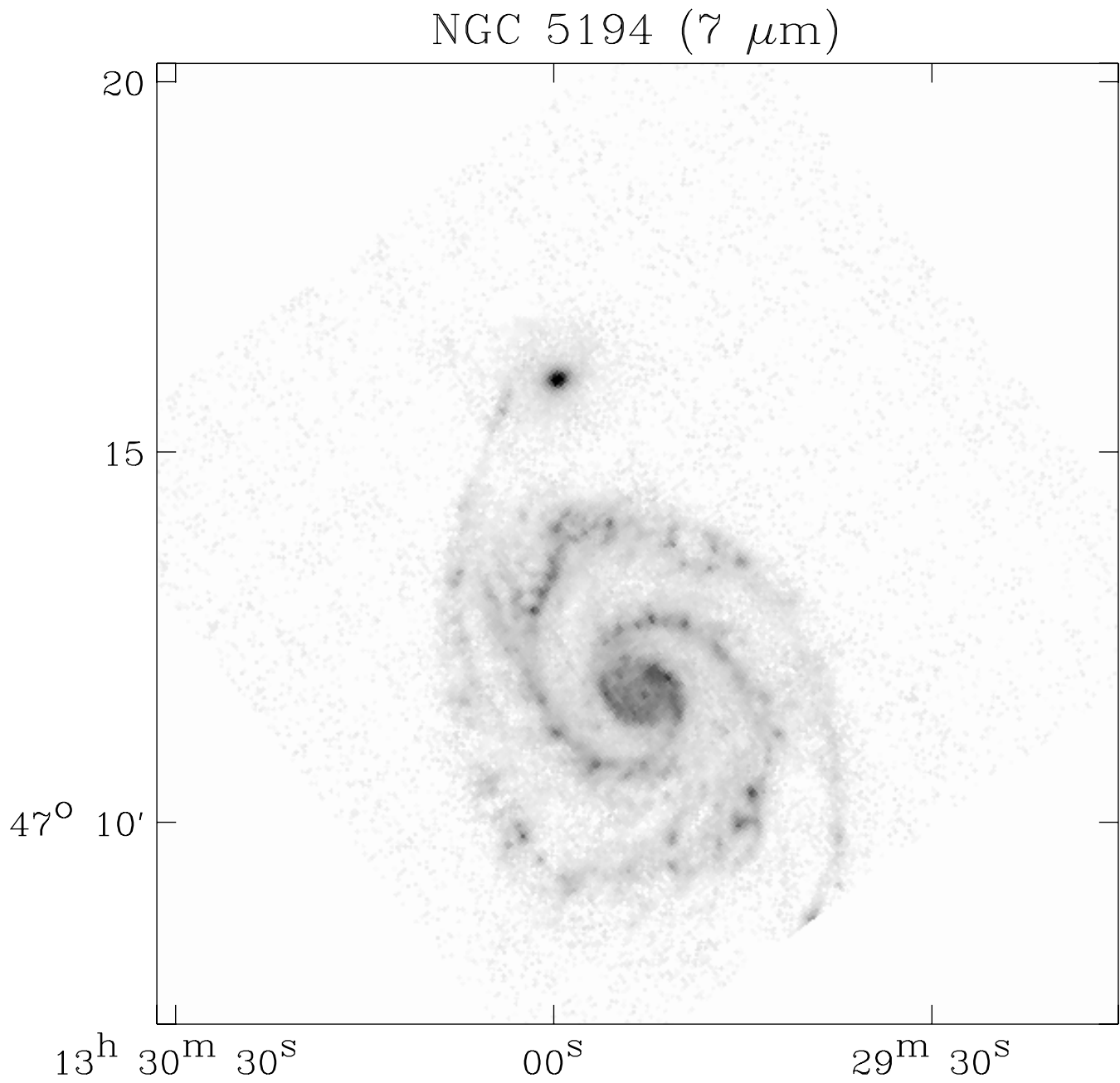


Fig. 6. d) Enlargement of the $7 \mu\text{m}$ map of NGC 5194

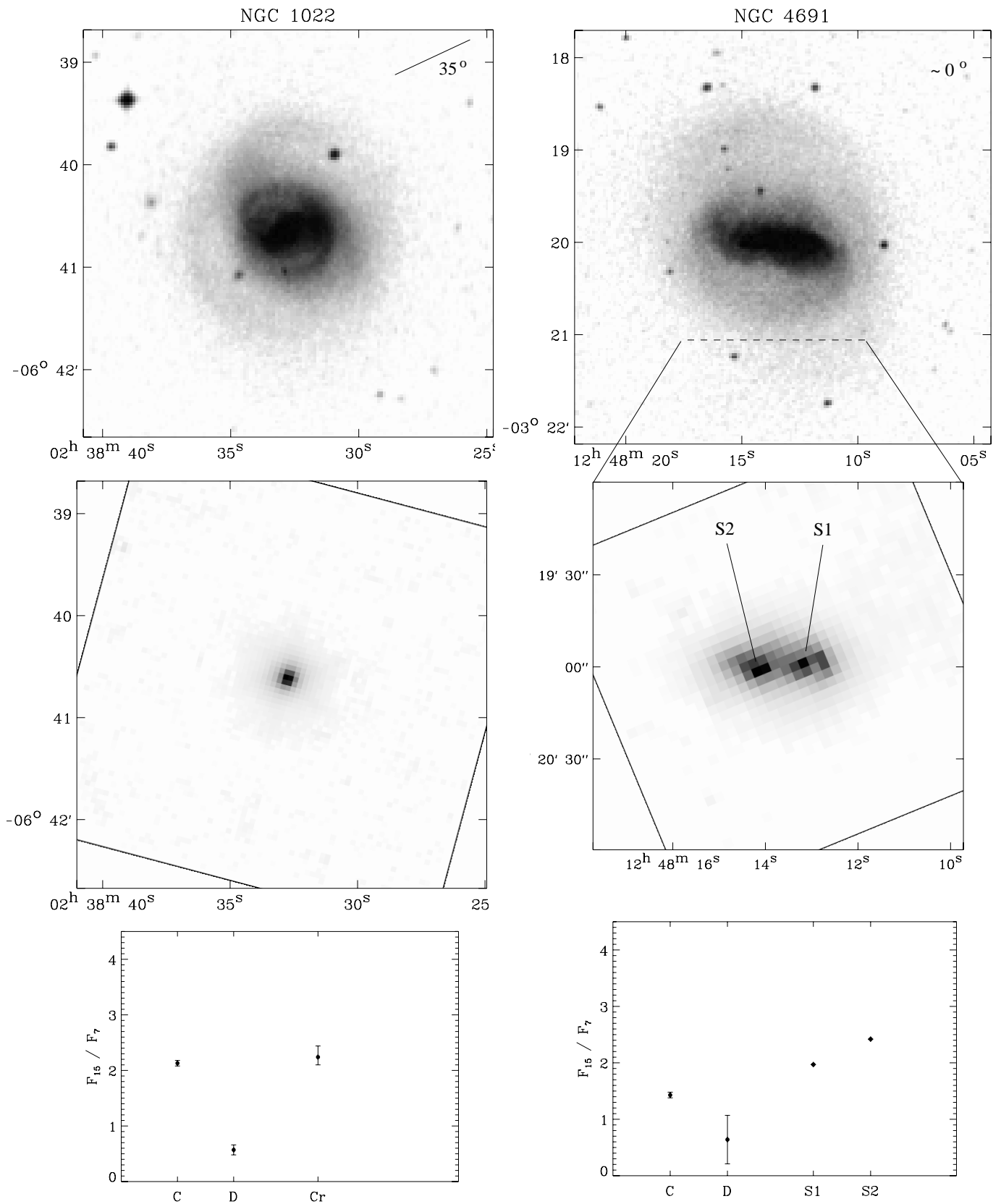


Fig. 7. Peculiar galaxies. **a)** NGC 1022 and 4691, amorphous barred spirals (possibly merger results). They have $D_{\text{bar}}/D_{25} \approx 0.32$ and 0.43. The labels “S1” and “S2” refer to the two resolved spots in the center of NGC 4691, whose colors were estimated from the images treated with the analog of CLEAN, with no error bars

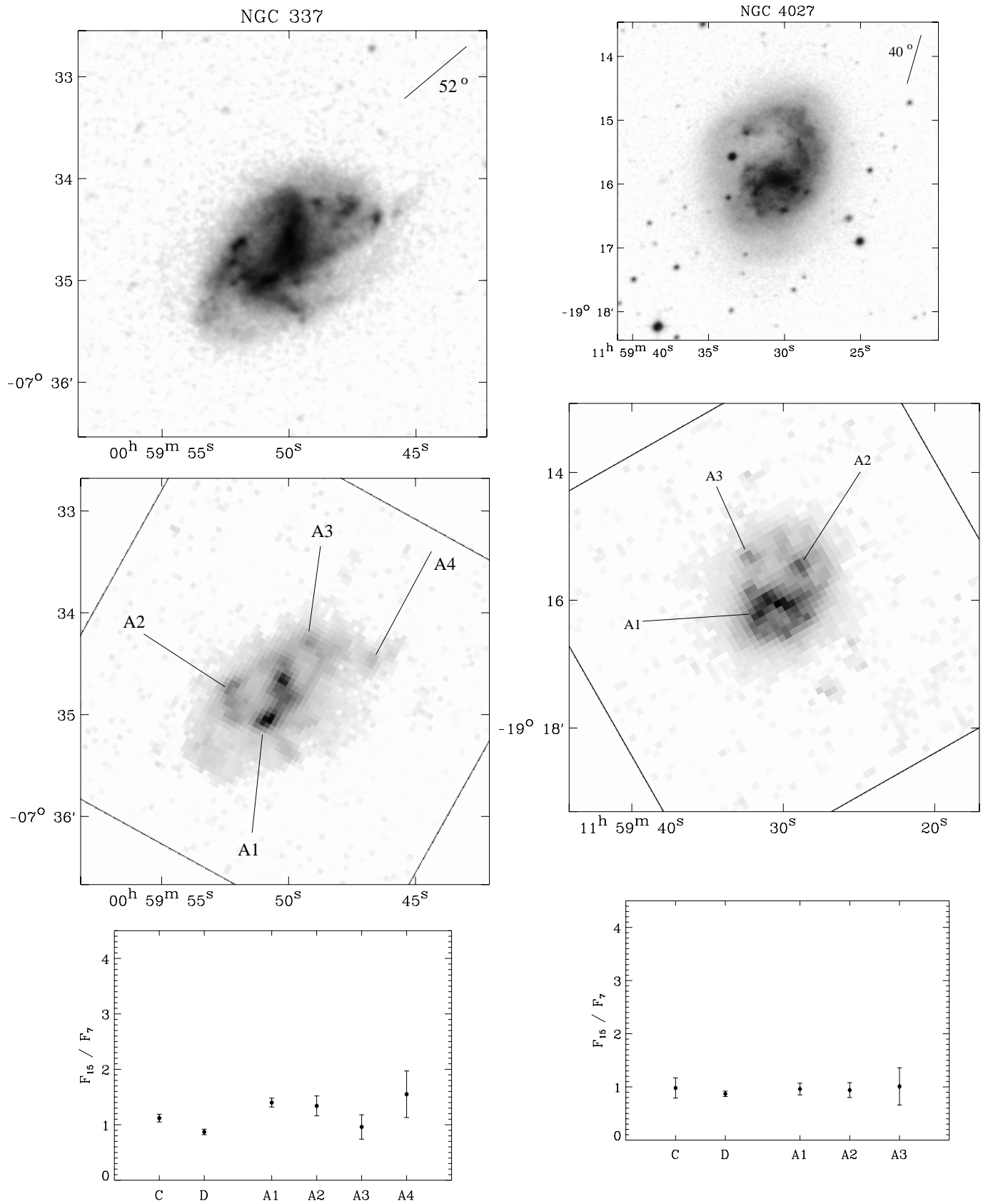


Fig. 7. b) NGC 337 and 4027, magellanic barred spirals. The bar length was not estimated because it is difficult to delineate the bar precisely

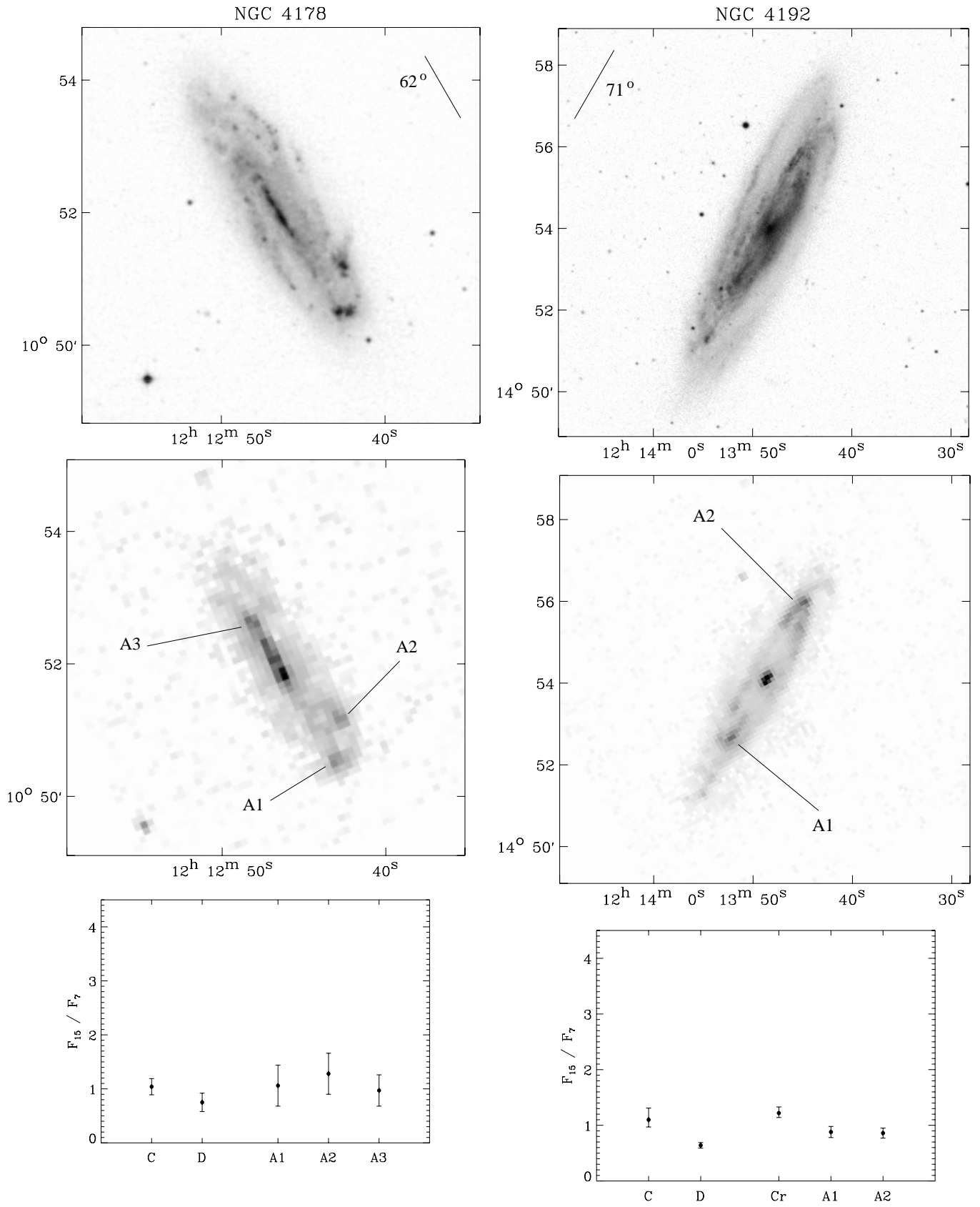


Fig. 8. Virgo galaxies which are not HI-deficient. a) NGC 4178 and 4192

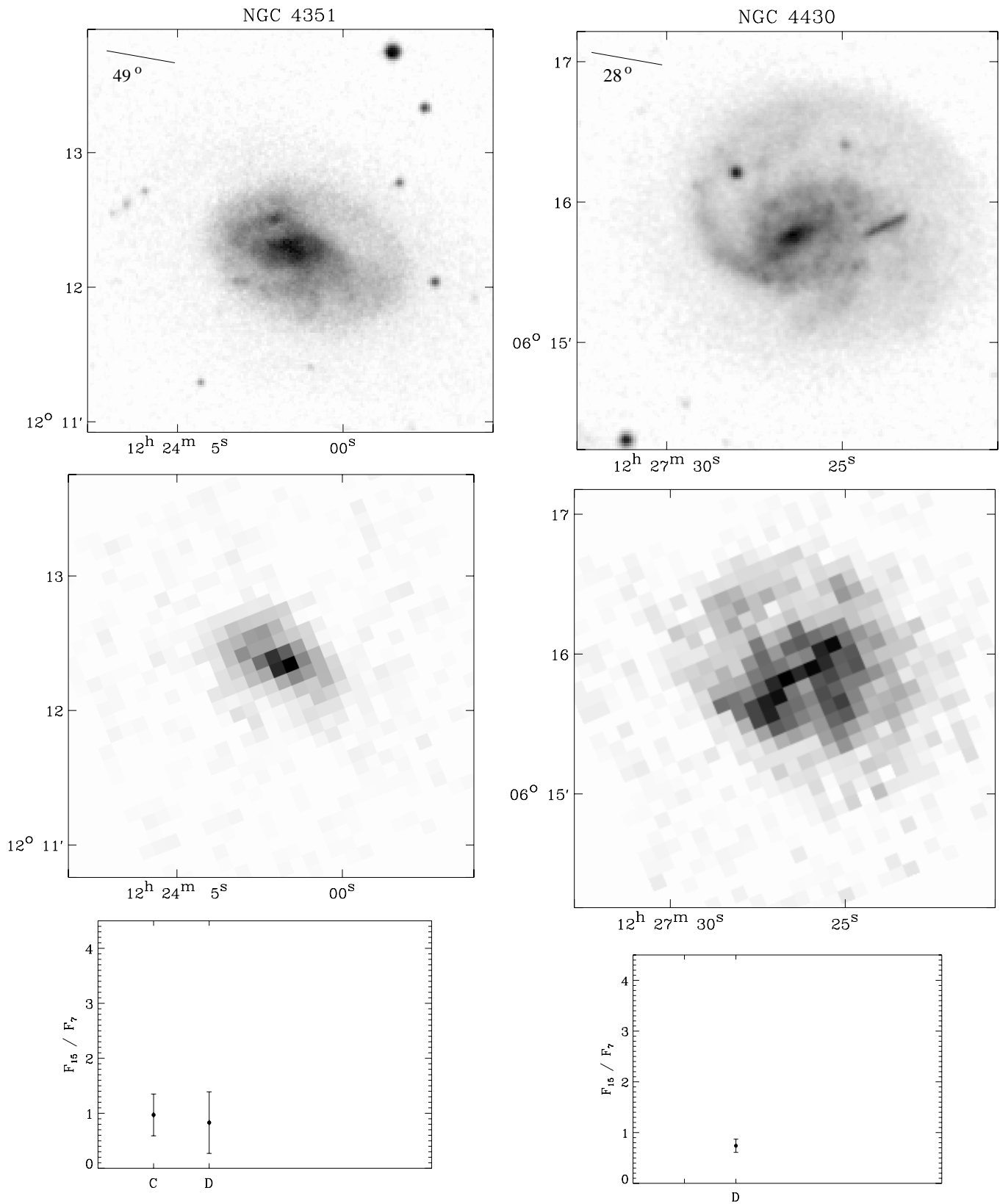


Fig. 8. b) NGC 4351 and 4430

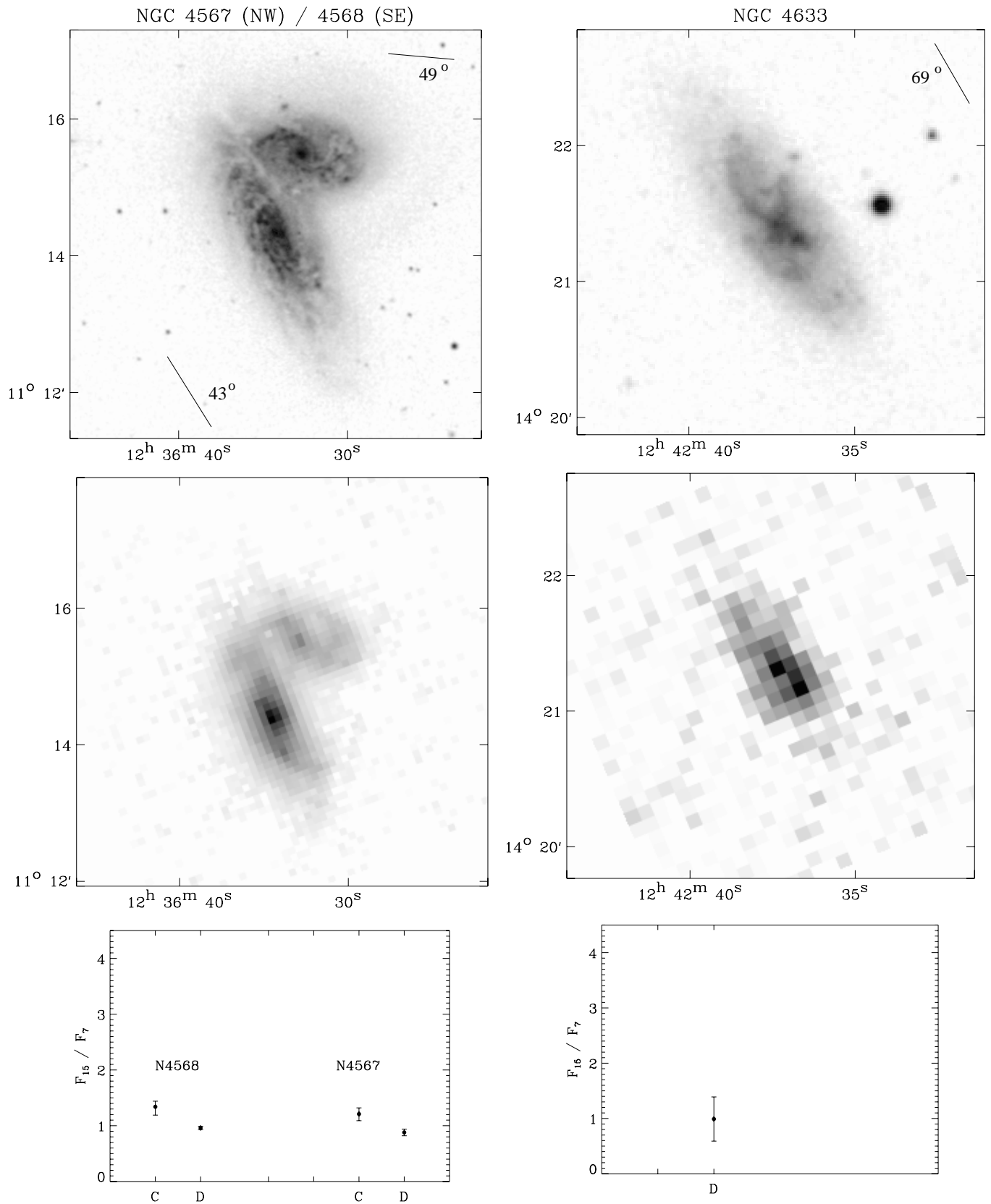


Fig. 8. c) NGC 4567/8 and 4633

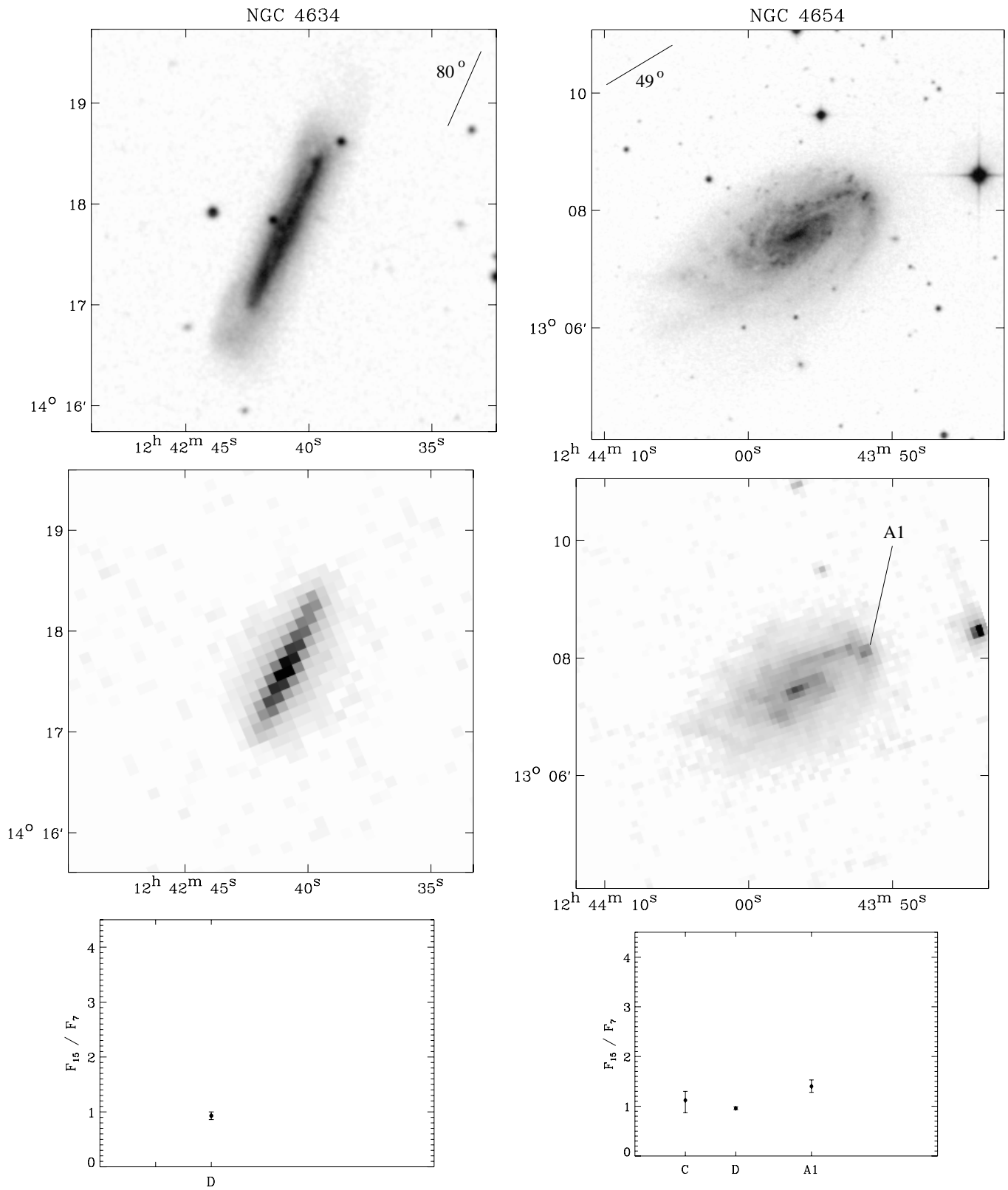


Fig. 8. d) NGC 4634 and 4654

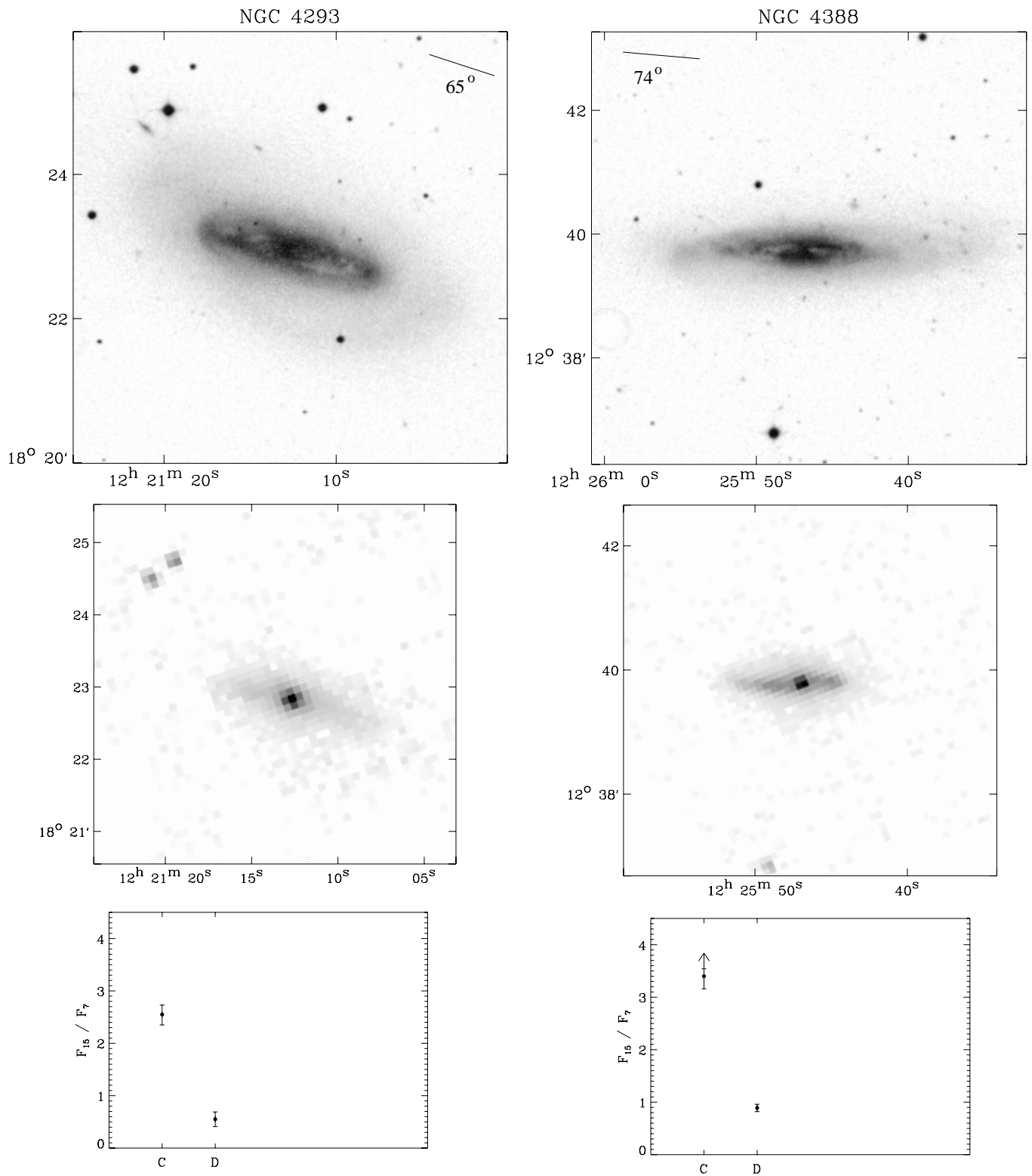


Fig. 9. HI-deficient Virgo galaxies. a) NGC 4293 and 4388

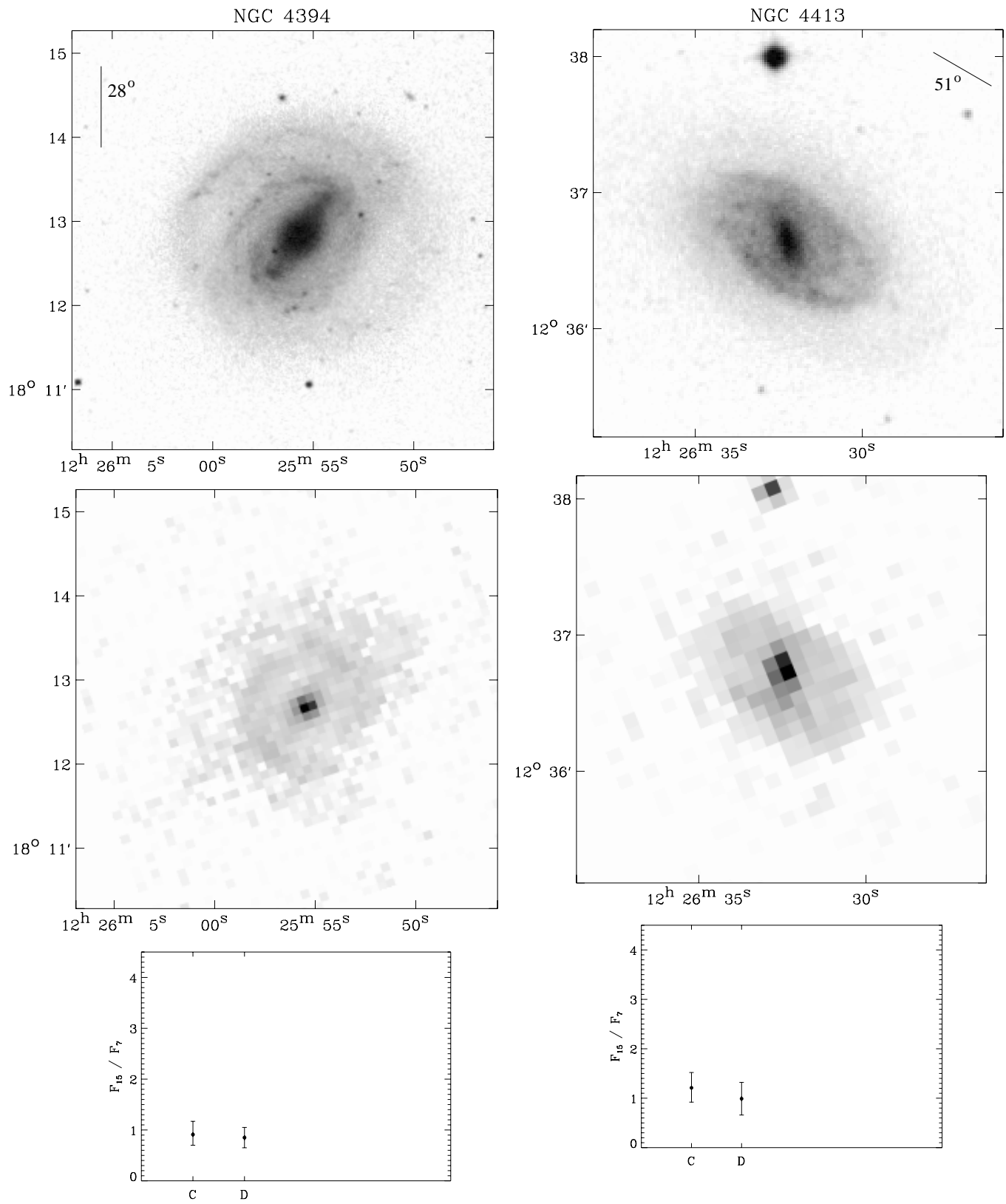


Fig. 9. b) NGC 4394 and 4413

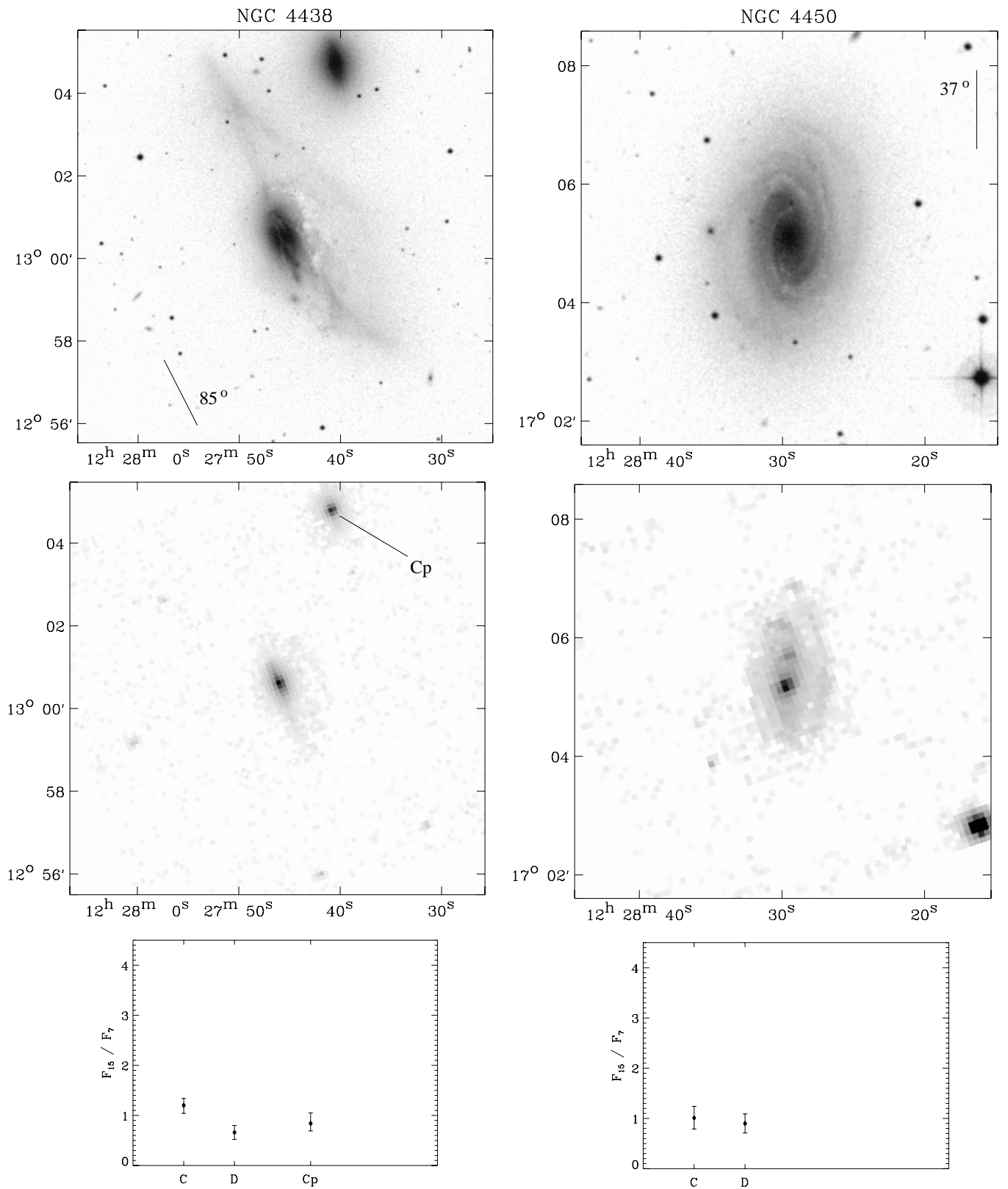


Fig. 9. c) NGC 4438 and 4450. The label “Cp” refers to the nucleus of NGC 4435, which is likely at the origin of the disruption of NGC 4438 (Combes et al. 1988)

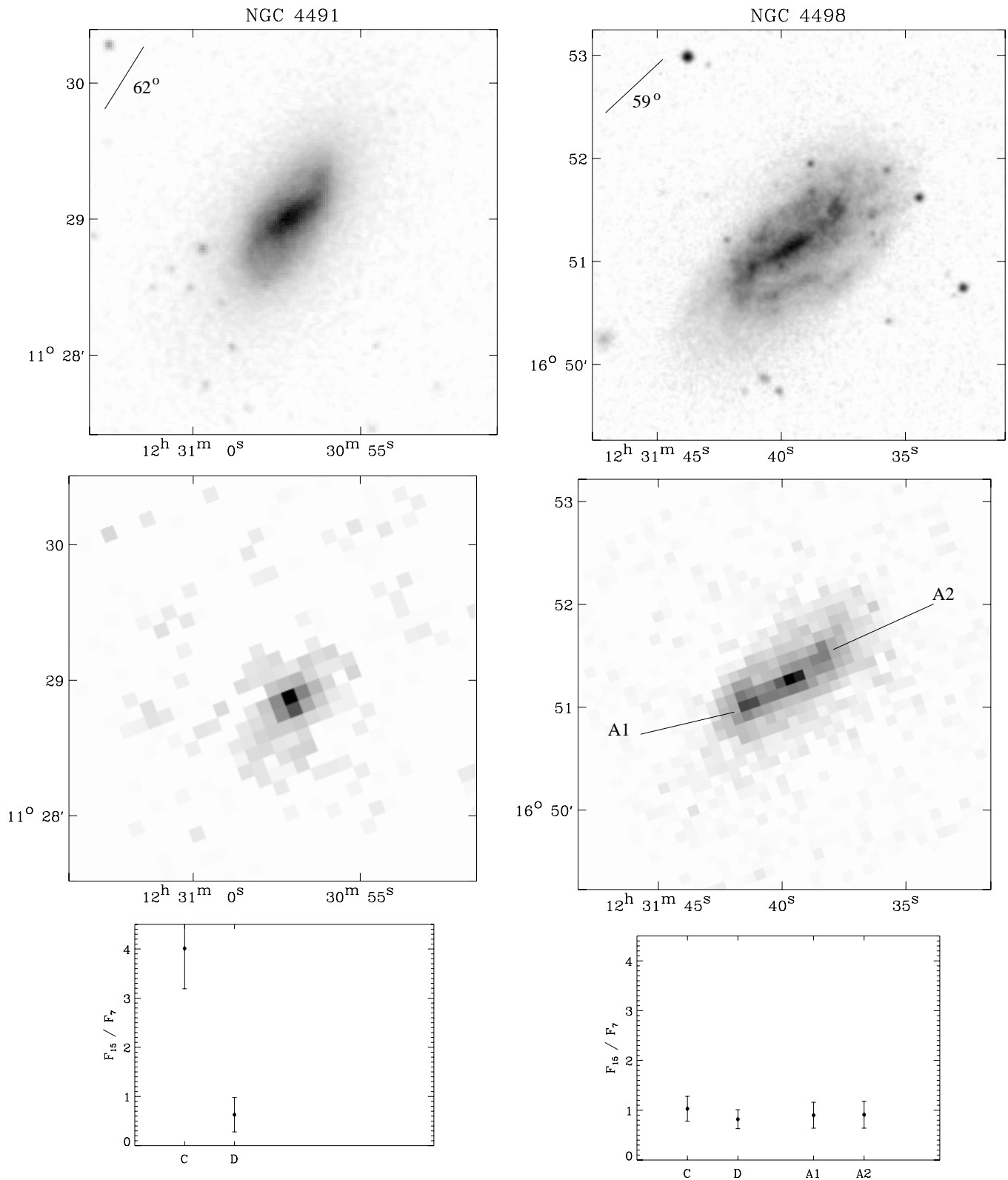


Fig. 9. d) NGC 4491 and 4498

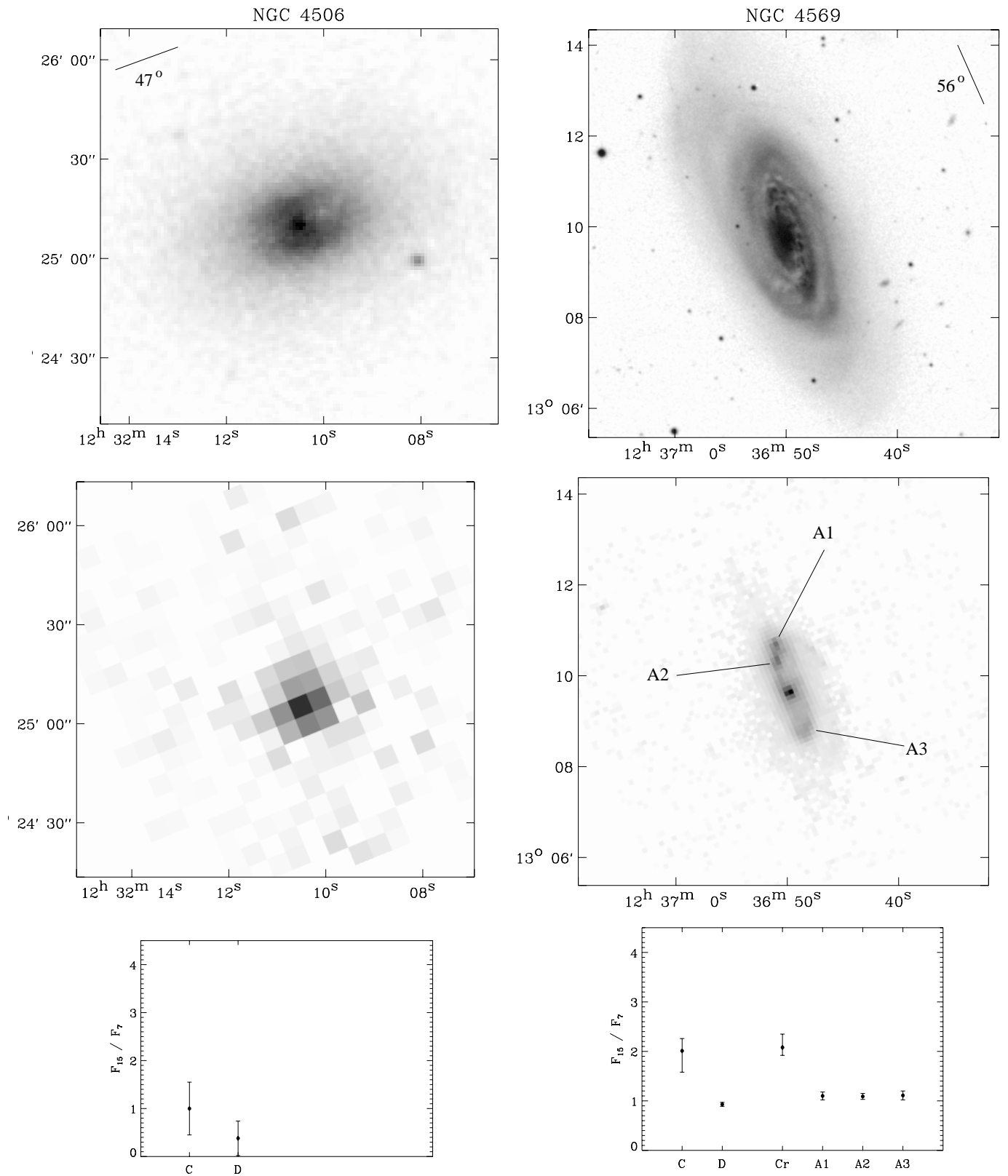


Fig. 9. e) NGC 4506 and 4569

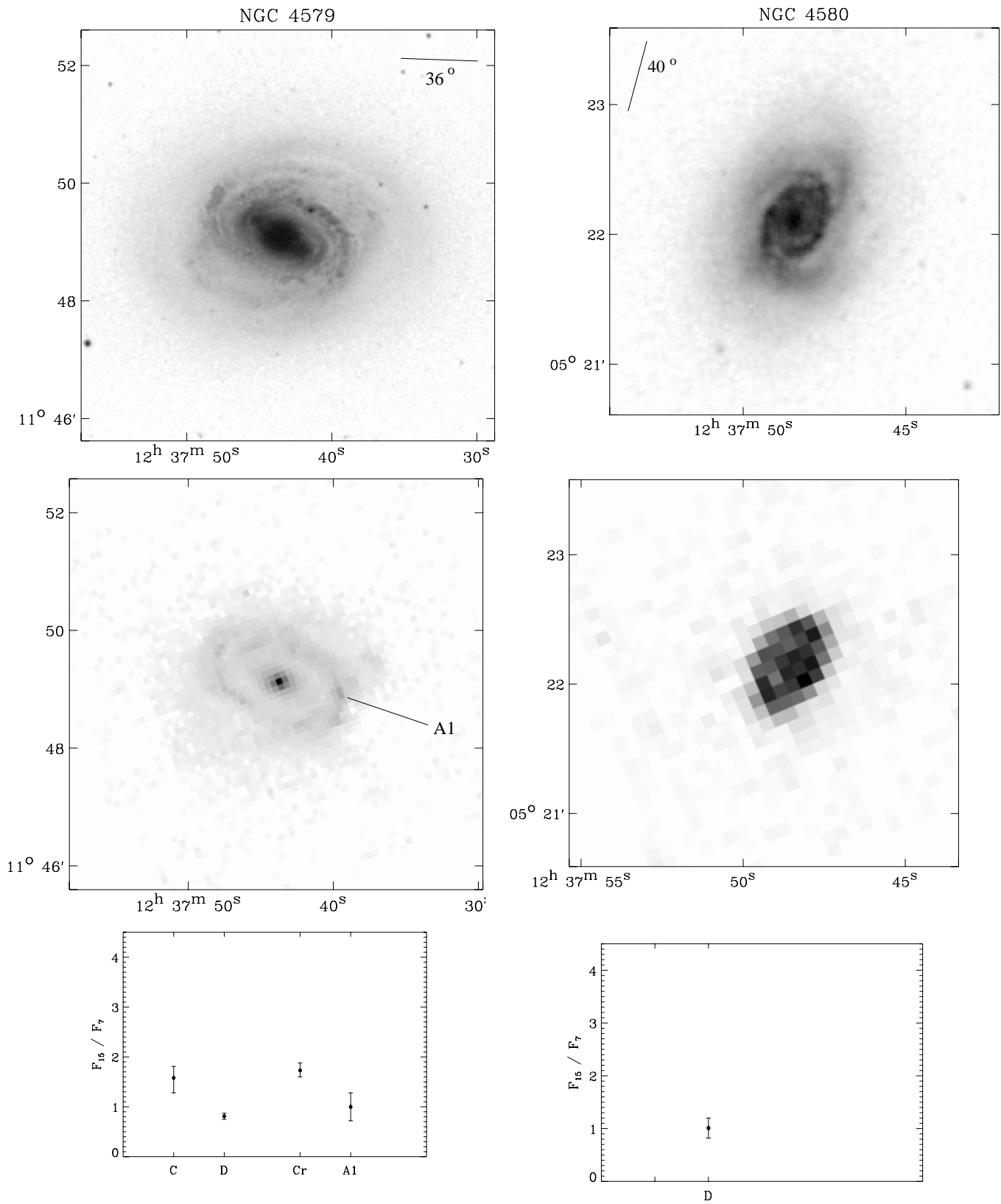


Fig. 9. f) NGC 4579 and 4580

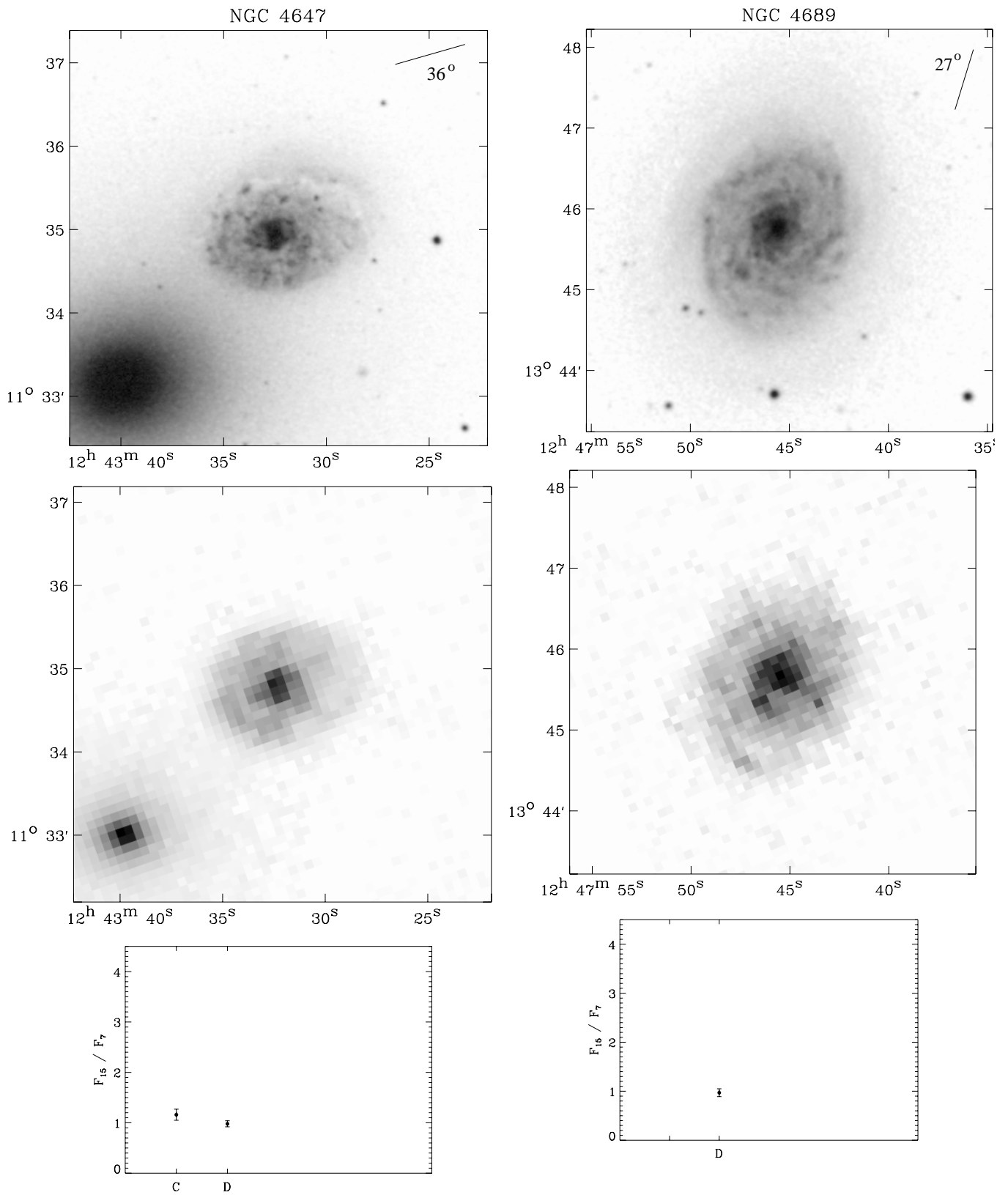


Fig. 9. g) NGC 4647 and 4689

Acknowledgements. The DSS images shown here were retrieved from the ESO/ST-ECF Archive and were produced at the STScI. They are based on photographic data obtained using the Oschin Schmidt Telescope operated by Caltech and the Palomar Observatory, and the UK Schmidt Telescope operated by the Edinburgh Royal Observatory. The ISOCAM data presented in this paper were analyzed using and adapting the CIA package, a joint development by the ESA Astrophysics Division and the ISOCAM Consortium (led by the PI C. Cesarsky, Direction des Sciences de la Matière, C.E.A., France).

References

- Athanassoula, E. 1992, *MNRAS*, 259, 345
 Athanassoula, E., & Martinet, L. 1980, *A&A*, 87, L10
 Ball, R., Sargent, A. I., Scoville, N. Z., Lo, K. Y., & Scott, S. L. 1985, *ApJ*, 298, L21
 Bonnarel, F., Boulesteix, J., Georgelin, Y. P., et al. 1988, *A&A*, 189, 59
 Boselli, A., Lequeux, J., Sauvage, M., et al. 1998, *A&A*, 335, 53
 Boselli, A., Tuffs, R. J., Gavazzi, G., Hippelein, H., & Pierini, D. 1997, *A&AS*, 121, 507
 Bosma, A., van der Hulst, J. M., & Sullivan, W. T. 1977, *A&A*, 57, 373
 Buta, R., & Crocker, D. A. 1993, *AJ*, 105, 1344
 Buta, R. 1986, *ApJS*, 61, 631
 Cesarsky, C. J., Abergel, A., Agnese, P., et al. 1996, *A&A*, 315, L32
 Combes, F., Dupraz, C., Casoli, F., & Pagani, L. 1988, *A&A*, 203, L9
 Coulais, A., & Abergel, A. 2000, *A&AS*, 141, 533
 Dale, D. A., Silbermann, N. A., Helou, G., et al. 2000, *AJ*, 120, 583
 Désert, F.-X., Boulanger, F., & Puget, J. L. 1990, *A&A*, 237, 215
 Dottori, H. A., & Pastoriza, M. G. 1986, *RMxAA*, 12, 119
 Feinstein, C., Vega, I., Mendez, M., & Forte, J. C. 1990, *A&A*, 239, 90
 Forbes, D. A., Norris, R. P., Williger, G. M., & Smith, R. C. 1994, *AJ*, 107, 984
 Förster-Scheiber, N. M., Laurent, O., Sauvage, M., et al. 2001, submitted to *A&A*
 Friedli, D., Wozniak, H., Rieke, M., Martinet, L., & Bratschi, P. 1996, *A&AS*, 118, 461
 García-Barreto, J. A., Franco, J., Carrillo, R., Venegas, S., & Escalante-Ramírez, B. 1996, *RMxAA*, 32, 89
 García-Barreto, J. A., Franco, J., Guichard, J., & Carrillo, R. 1995, *ApJ*, 451, 156
 García-Barreto, J. A., Downes, D., Combes, F., et al. 1991, *A&A*, 252, 19
 Guiderdoni, B., & Rocca-Volmerange, B. 1985, *A&A*, 151, 108
 Hameed, S., & Devereux, N. 1999, *AJ*, 118, 730
 Högbom, J. A. 1974, *A&AS*, 15, 417
 Jungwiert, B., Combes, F., & Axon, D. J. 1997, *A&AS*, 125, 479
 Kenney, J. D. P., & Lord, S. D. 1991, *ApJ*, 381, 118
 Malhotra, S., Helou, G., van Buren, D., et al. 1996, *A&A*, 315, L161
 Martin, P., & Friedli, D. 1997, *A&A*, 326, 449
 Martin, P., & Belley, J. 1997, *A&A*, 321, 363
 Martin, P. 1995, *AJ*, 109, 2428
 Miville-Deschênes, M. A., Boulanger, F., Abergel, A., & Bernard, J. P. 2000, in *ISO beyond point sources: Studies of extended infrared emission*, ESA-SP 455, 27
 Möllenhoff, C., Matthias, M., & Gerhard, O. E. 1995, *A&A*, 301, 359
 Morgan, W. W. 1958, *PASP*, 70, 364
 Odewahn, S. C. 1994, *AJ*, 107, 1320
 Pence, W. D., Taylor, K., Freeman, K. C., de Vaucouleurs, G., & Atherton, P. 1988, *ApJ*, 326, 564
 Prendergast, K. H. 1983, in *Internal kinematics and dynamics of galaxies*, IAU Symposium, 215
 Regan, M. W., Teuben, P. J., & Vogel, S. N. 1996, *AJ*, 112, 2549
 Regan, M. W., & Vogel, S. N. 1995, *ApJ*, 452, L21
 Reynaud, D., & Downes, D. 1998, *A&A*, 337, 671
 Rice, W., Lonsdale, C. J., Soifer, B. T., et al. 1988, *ApJS*, 68, 91
 Roussel, H., Vigroux, L., Sauvage, M., et al. 2001a, submitted to *A&A*, Paper I
 Roussel, H., Sauvage, M., & Vigroux, L. 2001b, submitted to *A&A*, Paper II
 Sandage, A., & Bedke, J. 1994, *The Carnegie atlas of galaxies*
 Sandage, A. 1961, *The Hubble atlas of galaxies*
 Sauvage, M., Blommaert, J., Boulanger, F., et al. 1996, *A&A*, 315, L89
 Sérsic, J. L. 1973, *PASP*, 85, 103
 Sérsic, J. L., & Pastoriza, M. 1965, *PASP*, 77, 287
 Starck, J. L., Abergel, A., Aussel, H., et al. 1999, *A&AS*, 134, 135
 Storchi-Bergmann, T., Wilson, A. S., & Baldwin, J. A. 1996, *ApJ*, 460, 252
 Tagger, M., & Athanassoula, E. 1991, *IAU Symp.*, 146, 105
 Tubbs, A. D. 1982, *ApJ*, 255, 458
 de Vaucouleurs, G., de Vaucouleurs, A., Corwin, H. G., et al. 1991, *Third Reference Cat. of Bright Galaxies (RC3)*
 Vogler, A., Madden, S., Sauvage, M., et al. 2001, in preparation
 Wiklind, T., Henkel, C., & Sage, L. J. 1993, *A&A*, 271, 71
 Zaritsky, D., & Lo, K. Y. 1986, *ApJ*, 303, 66

IV.3 Supplément à l'Atlas publié : les galaxies des programmes *Sf_glx* et *Irgal*

Les cartes des galaxies du programme *Sf_glx* ont été publiées dans Dale et al. (2000). Celles que j'ai analysées sont cependant incluses ici pour des raisons de commodité.

On notera un artefact fréquent dans ces cartes, visible comme une ligne de discontinuité parallèle aux bords verticaux du détecteur, de part et d'autre de laquelle les brillances ne sont pas correctement raccordées. Cela est dû au fait que pour deux pointés sur quatre, la colonne morte du détecteur tombe à cet endroit de la galaxie. De plus, l'échantillonnage choisi aggrave cet artefact : comme le détecteur est déplacé à chaque pointé d'un nombre non entier de pixels, la résolution angulaire finale est mal déterminée et lors de la projection des images, la colonne morte se retrouve projetée partiellement sur deux colonnes de pixels.

La présentation est la même que dans l'atlas principal, mais les diagrammes de couleur sont omis.

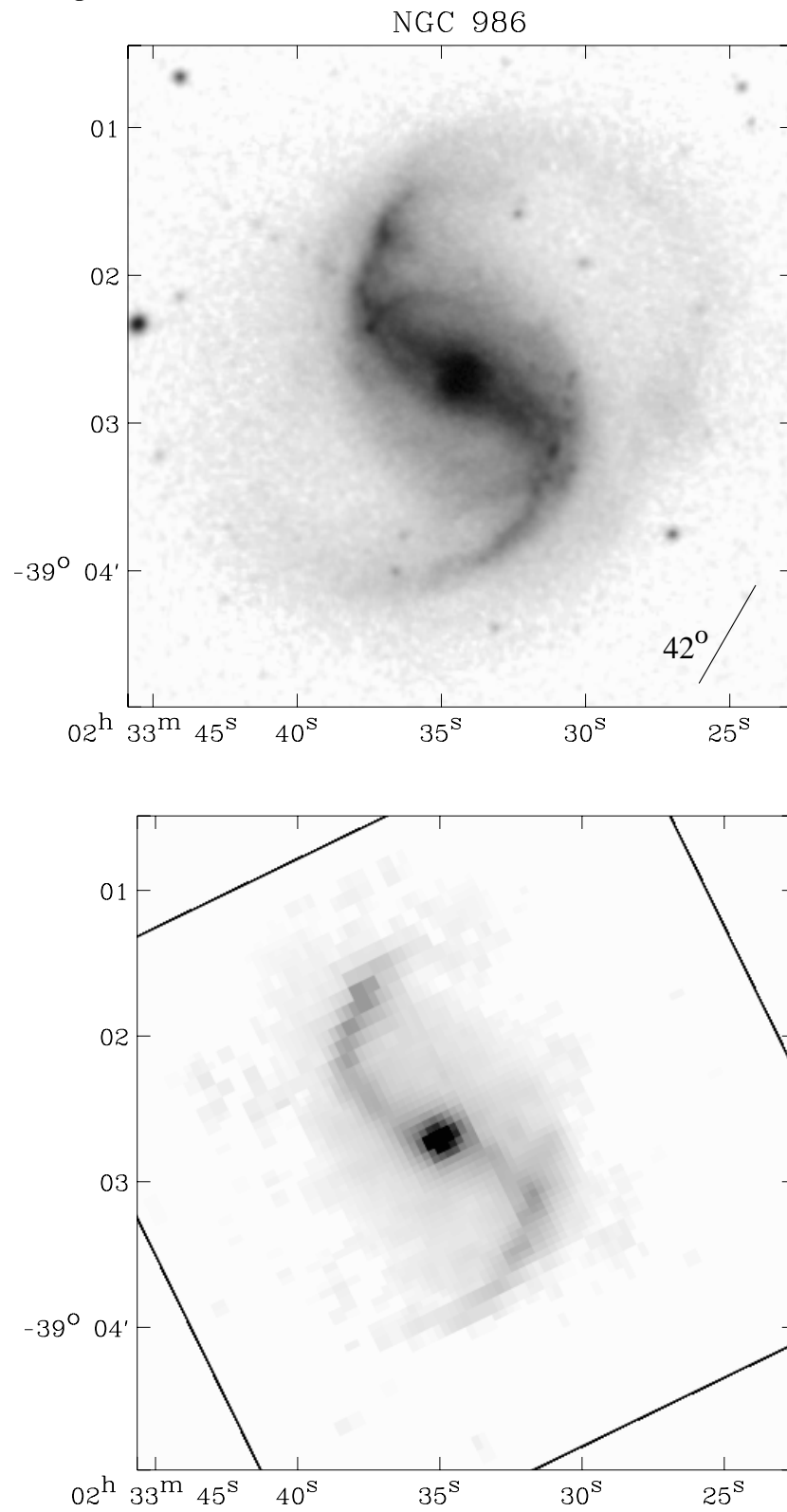
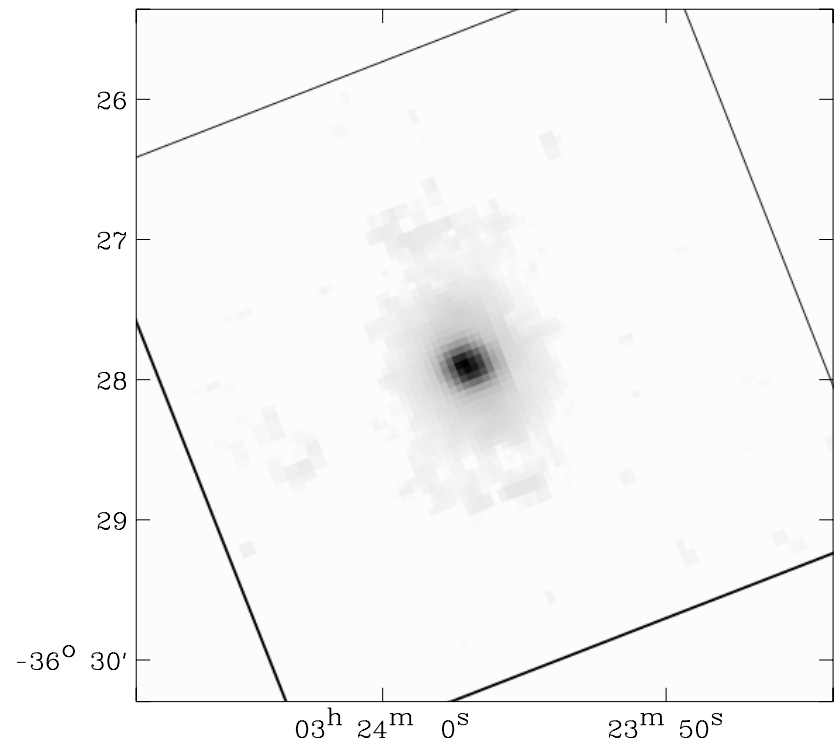
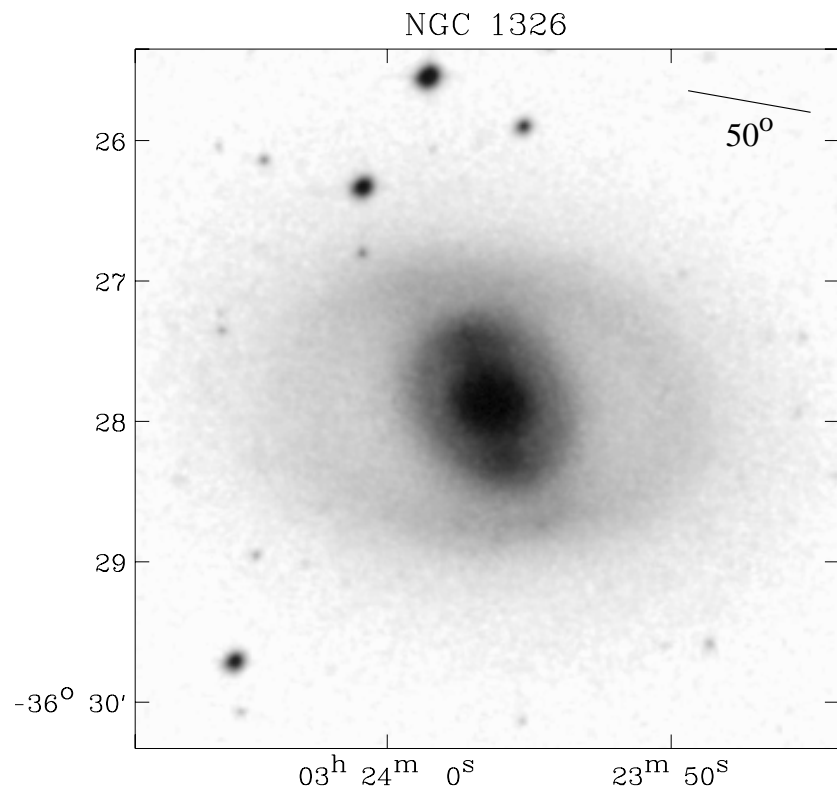
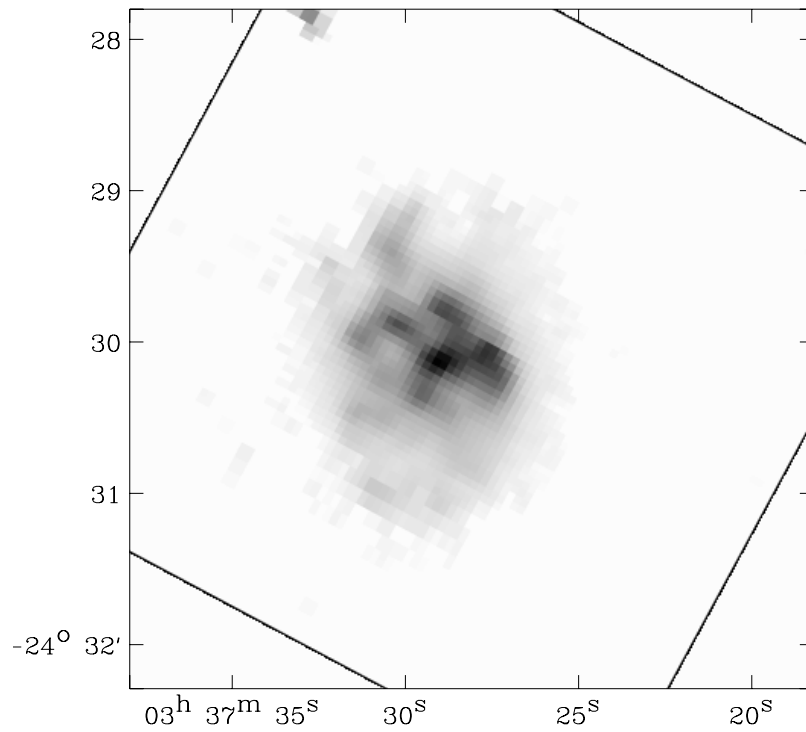
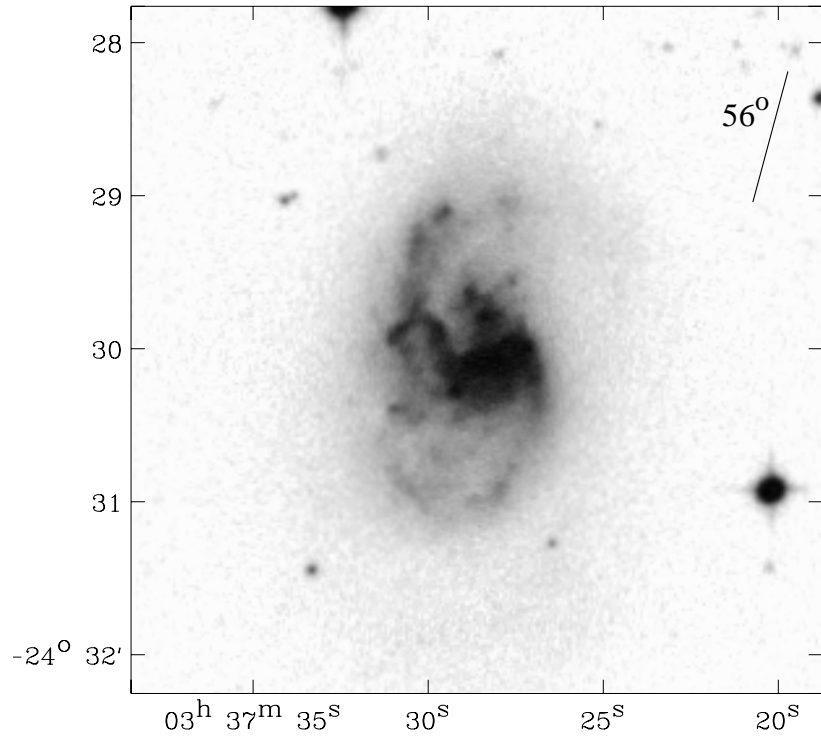
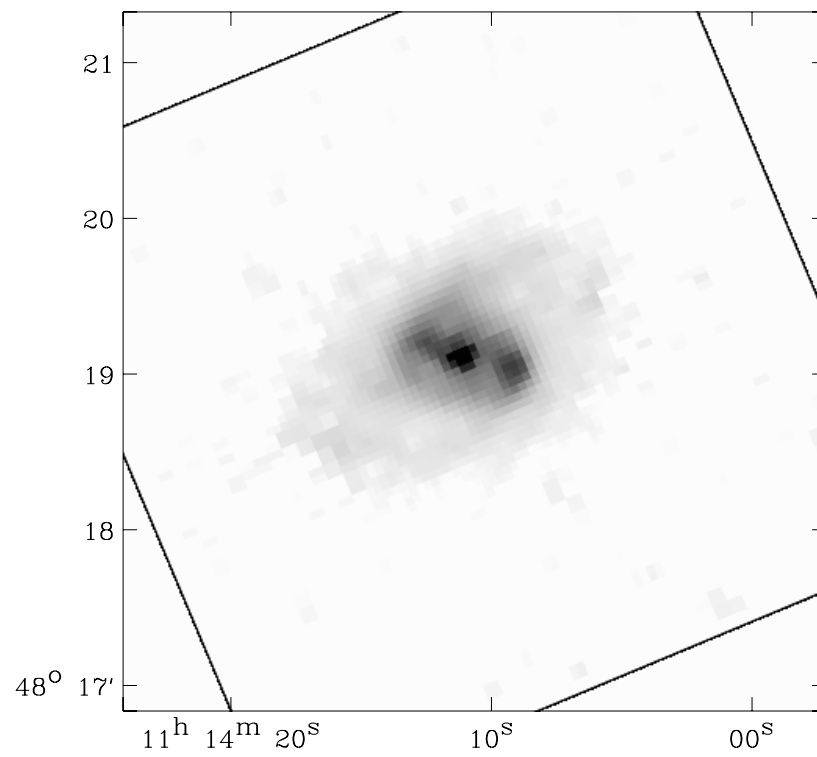
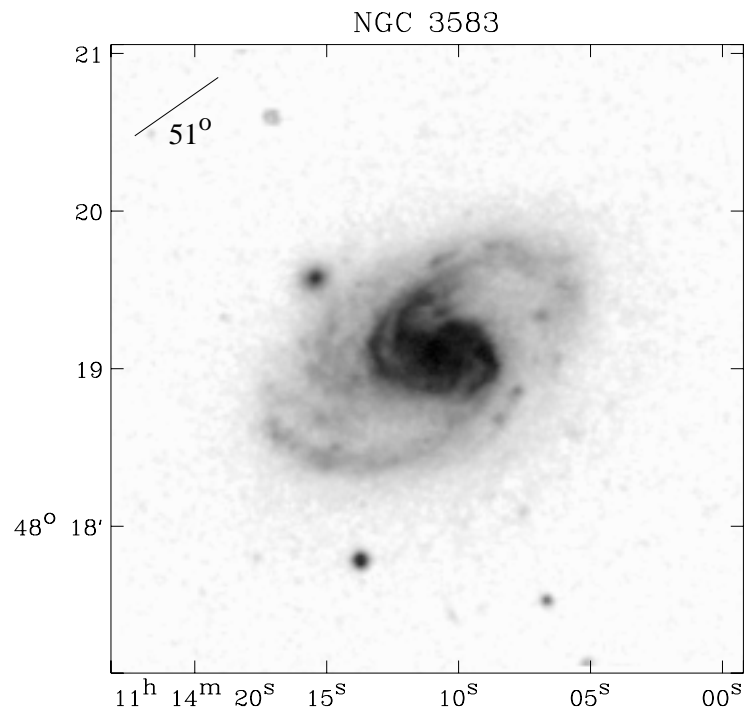


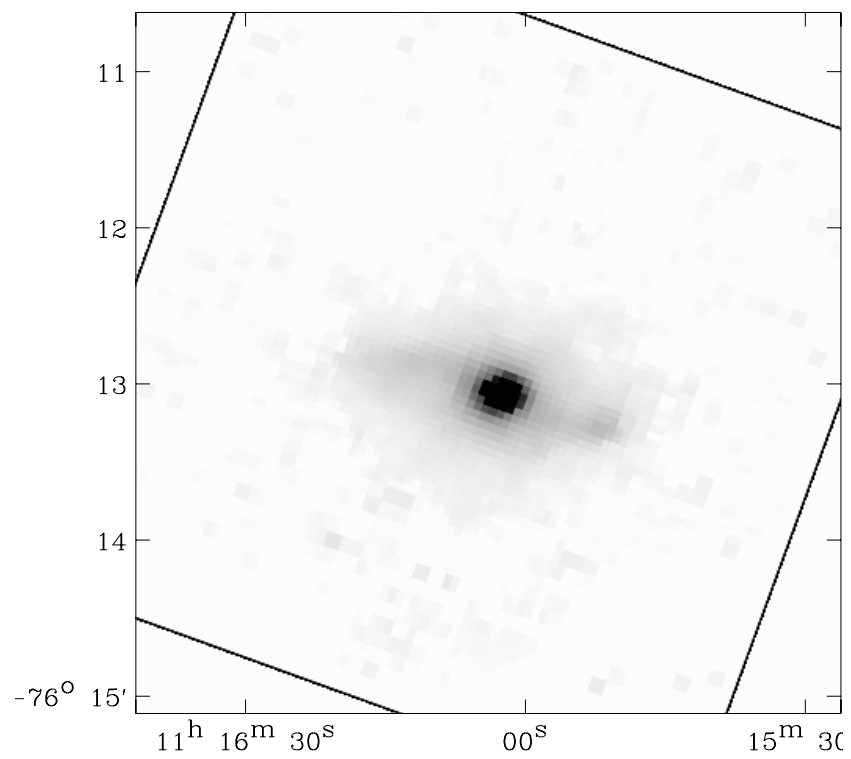
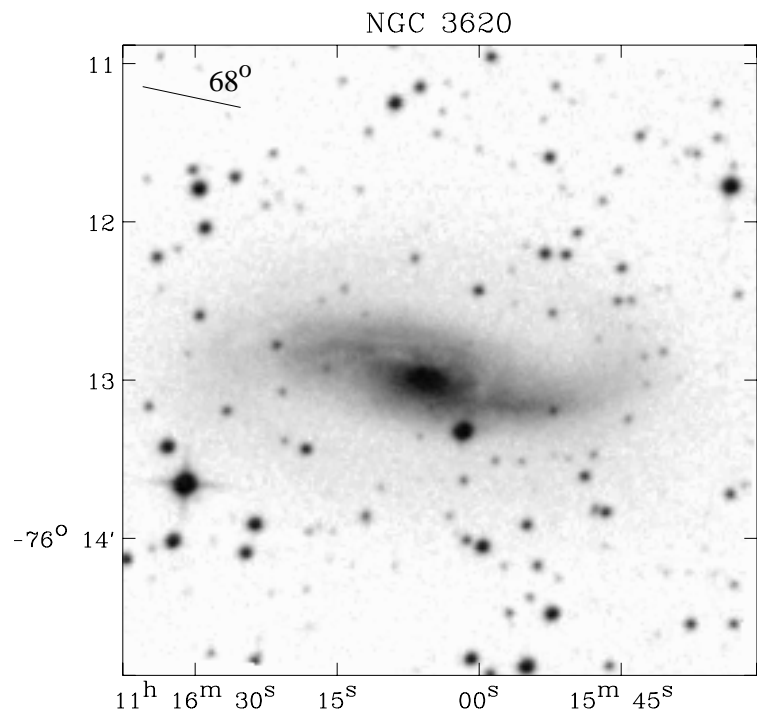
Figure IV.1: en haut : image optique du DSS, avec un segment indiquant l'orientation de la ligne des nœuds et un chiffre donnant l'inclinaison sur la ligne de visée. en bas : carte à 7 μm.



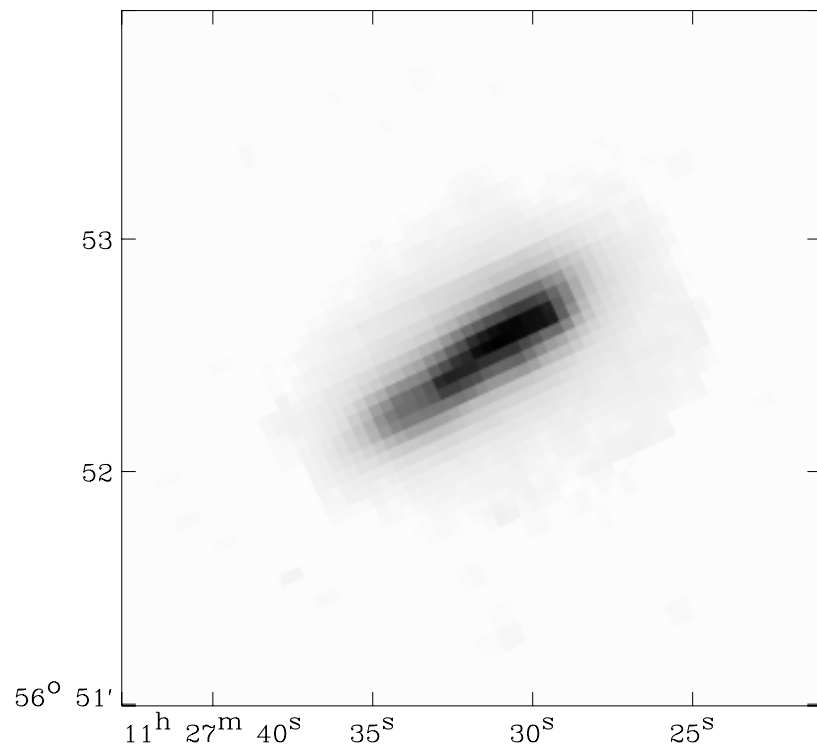
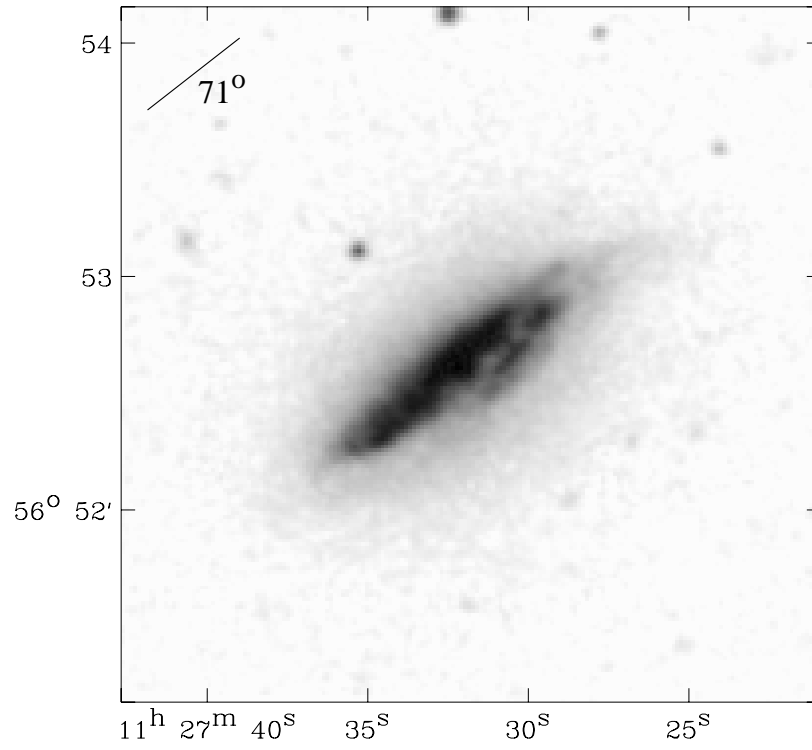
NGC 1385



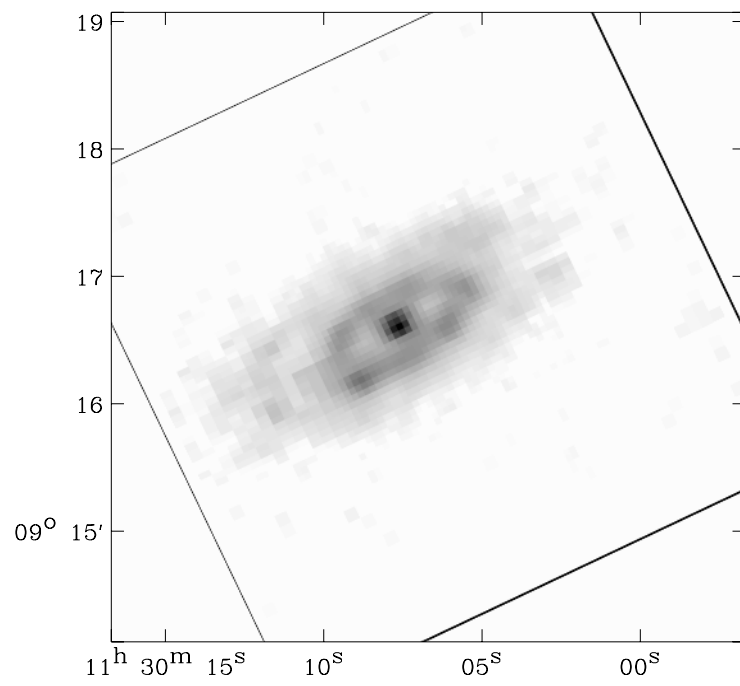
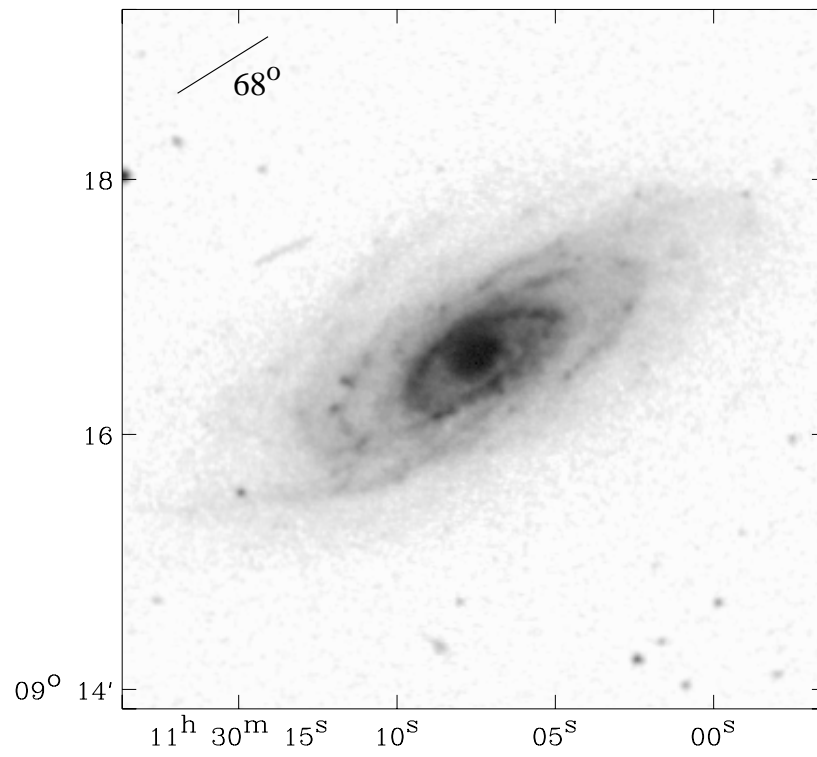




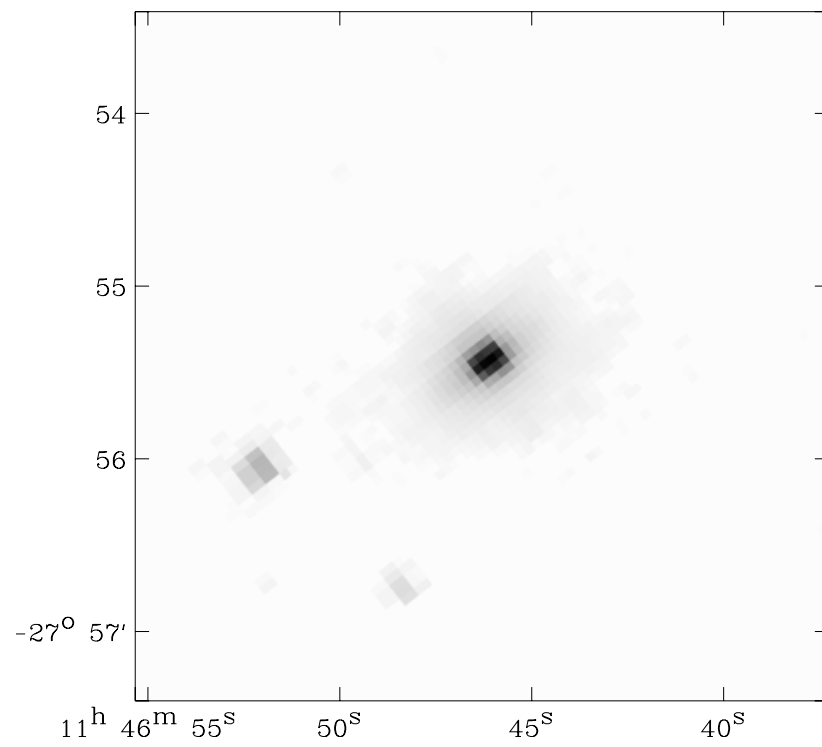
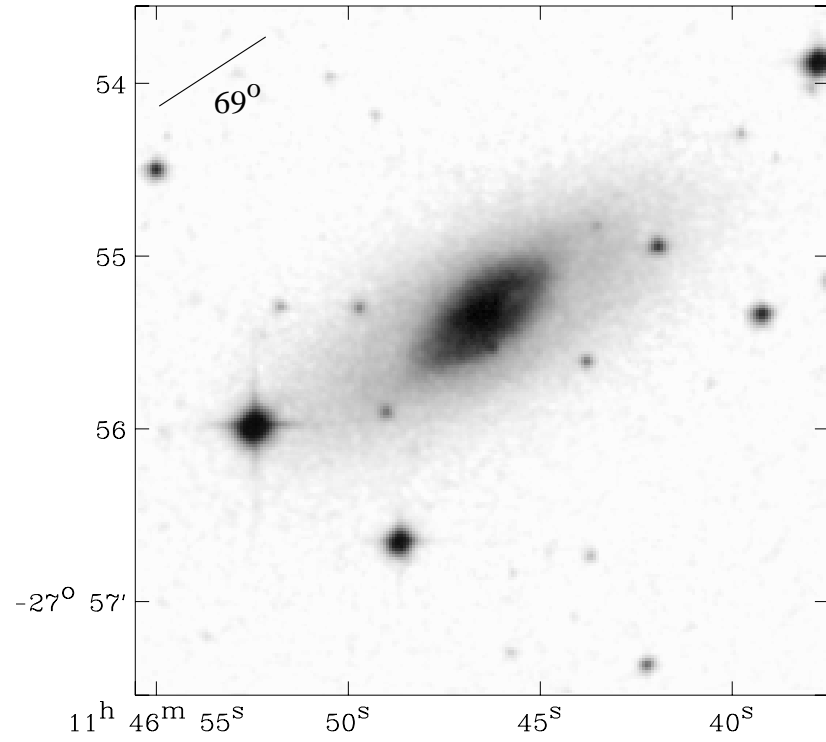
NGC 3683

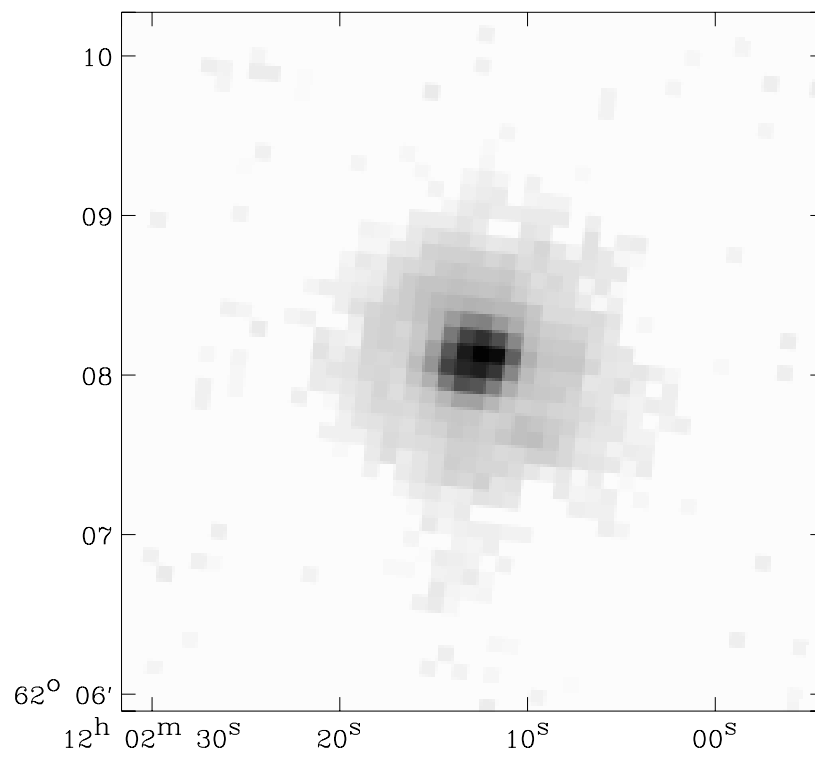
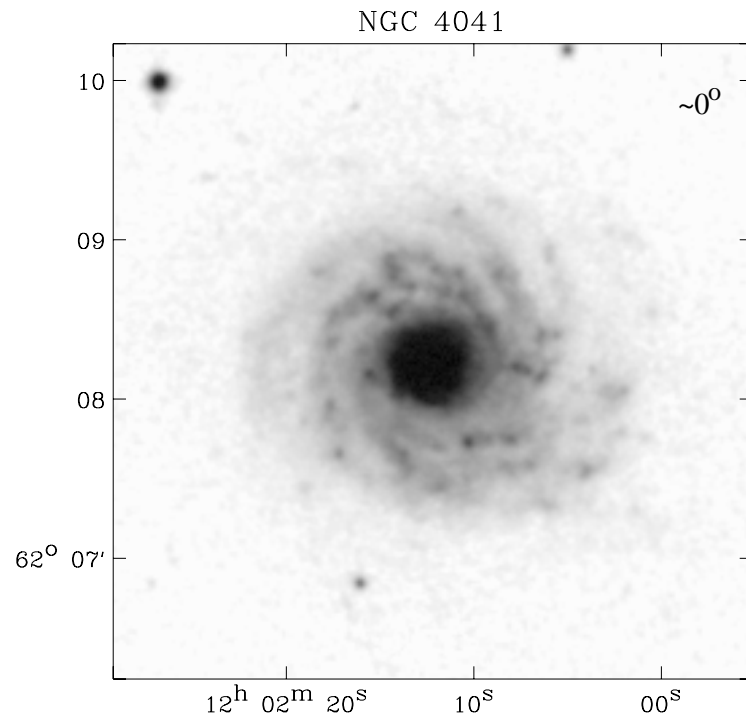


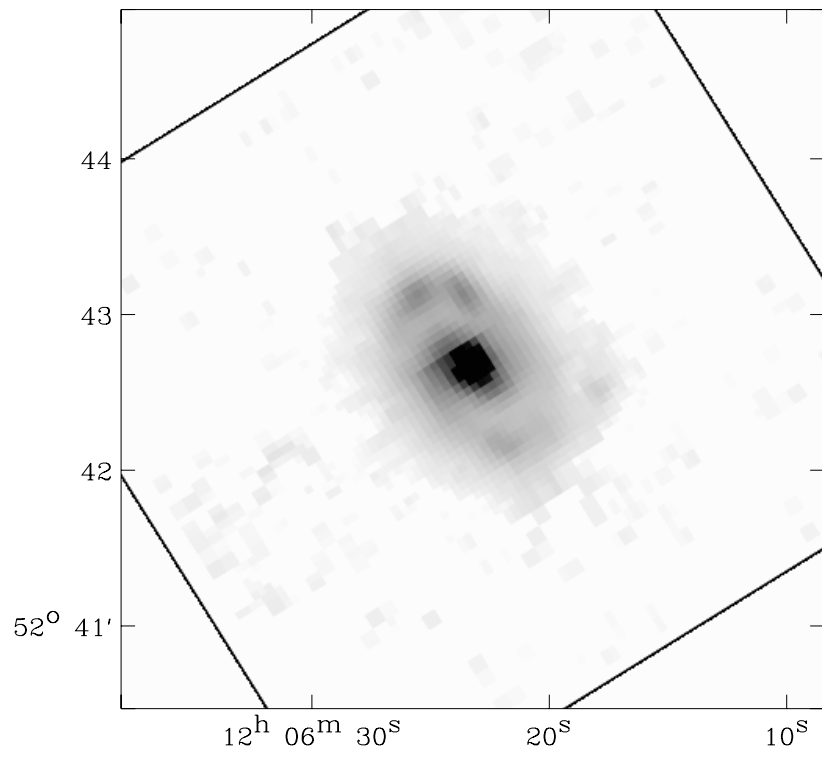
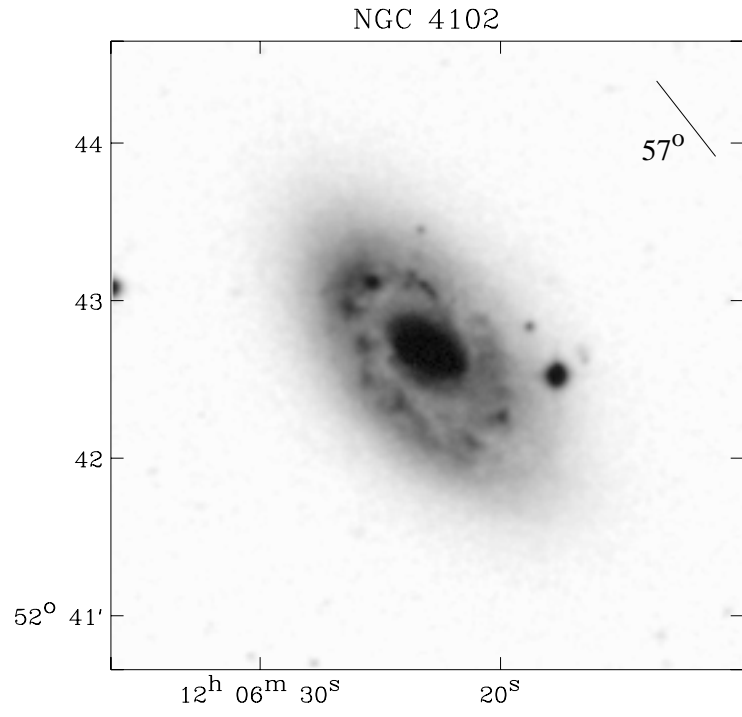
NGC 3705



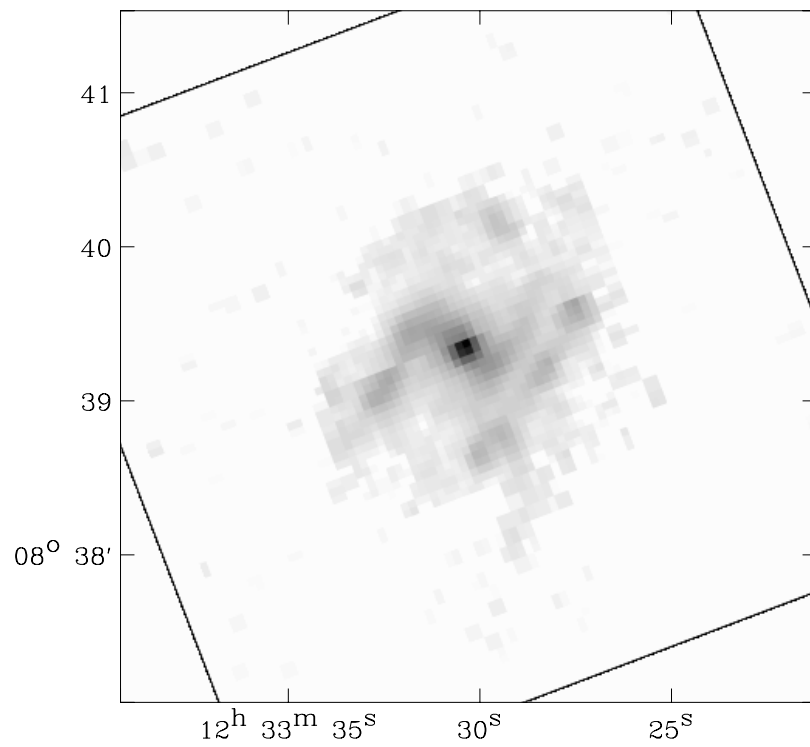
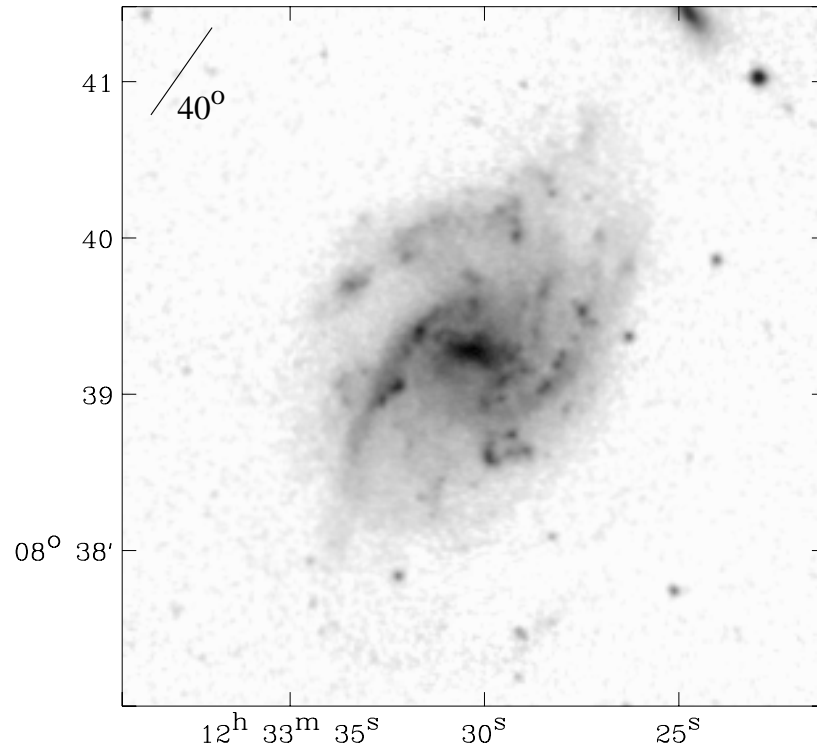
NGC 3885

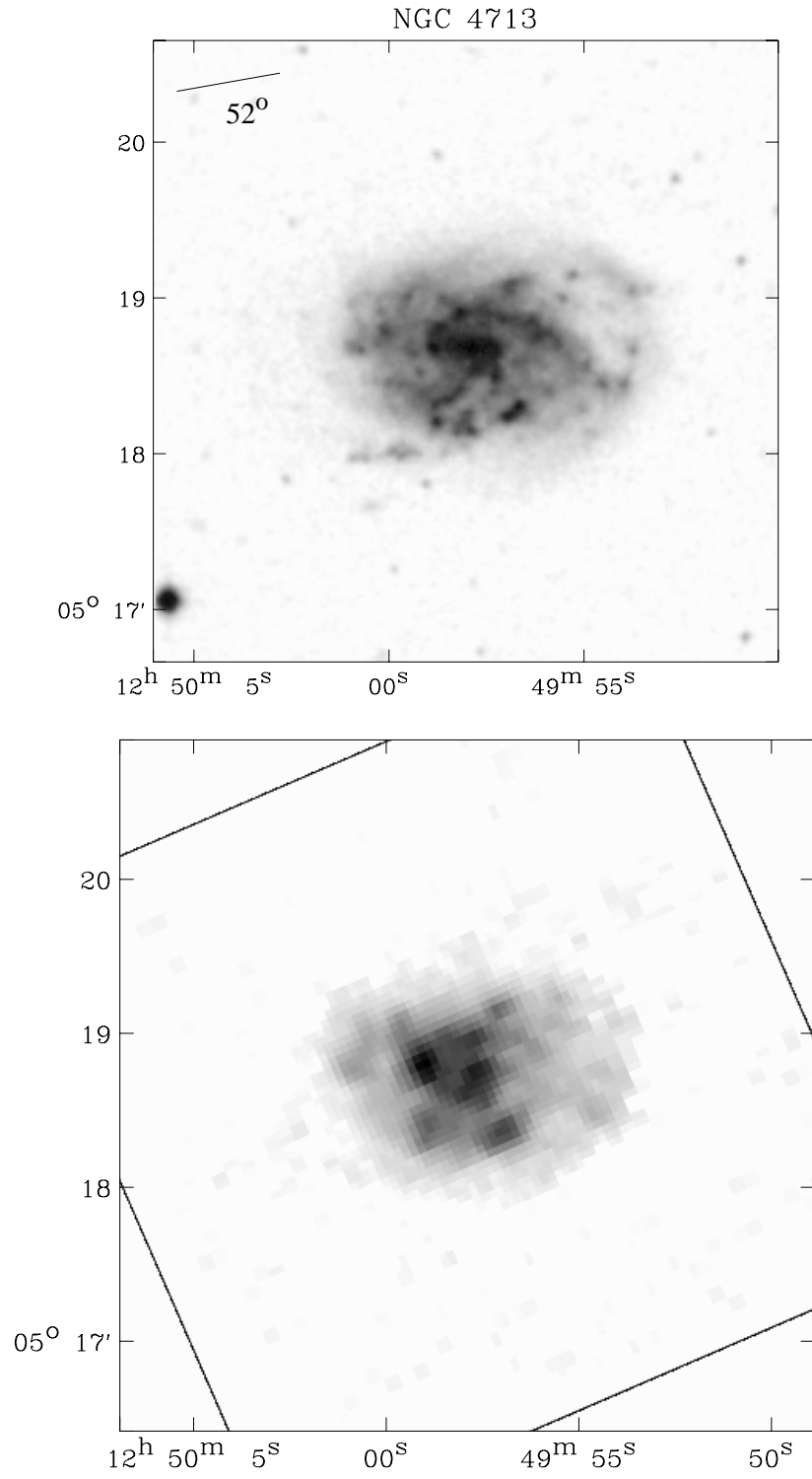


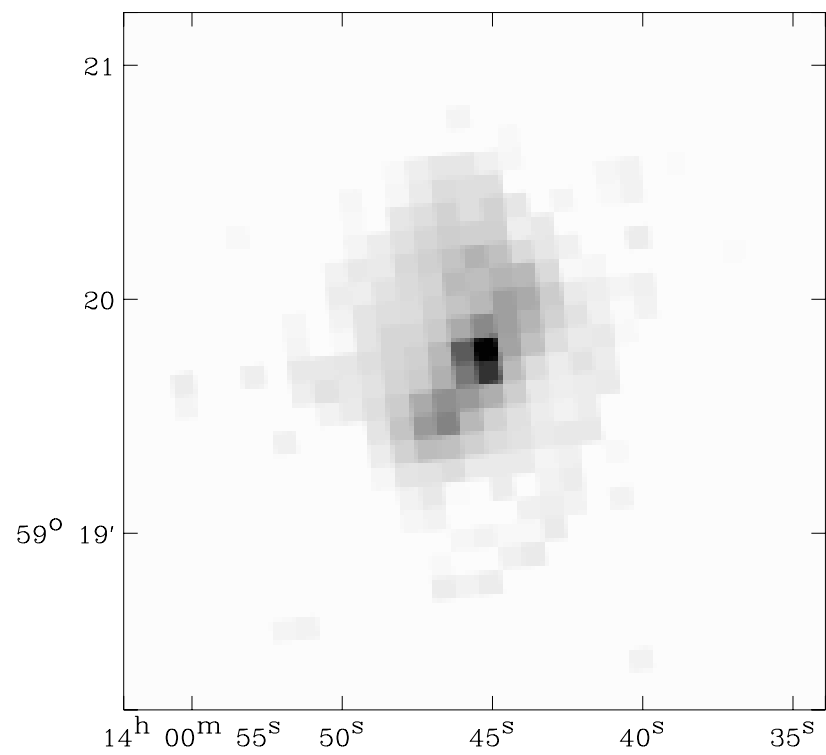
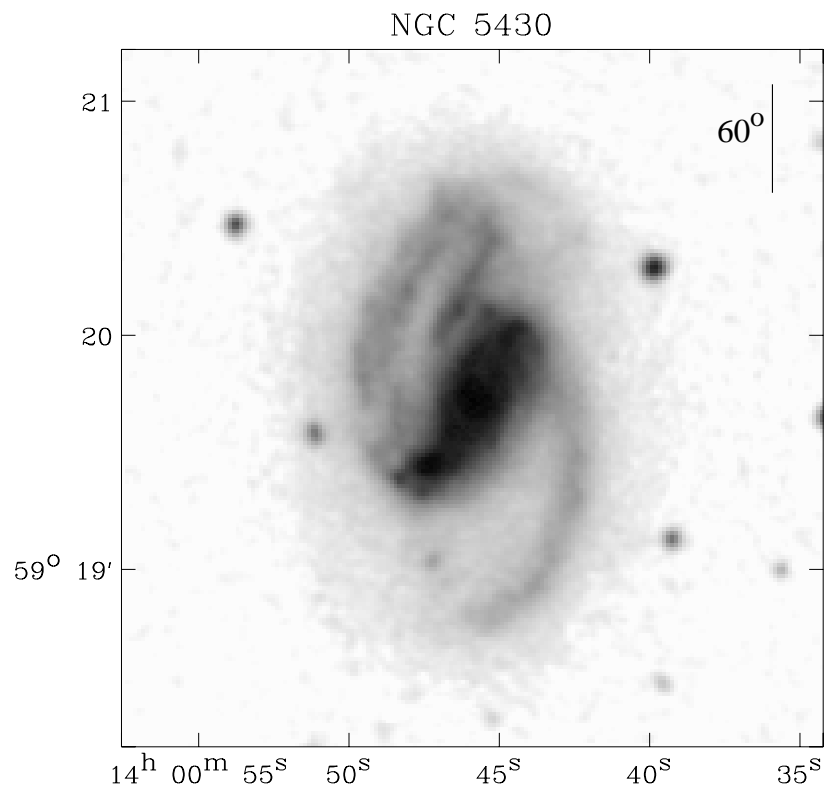


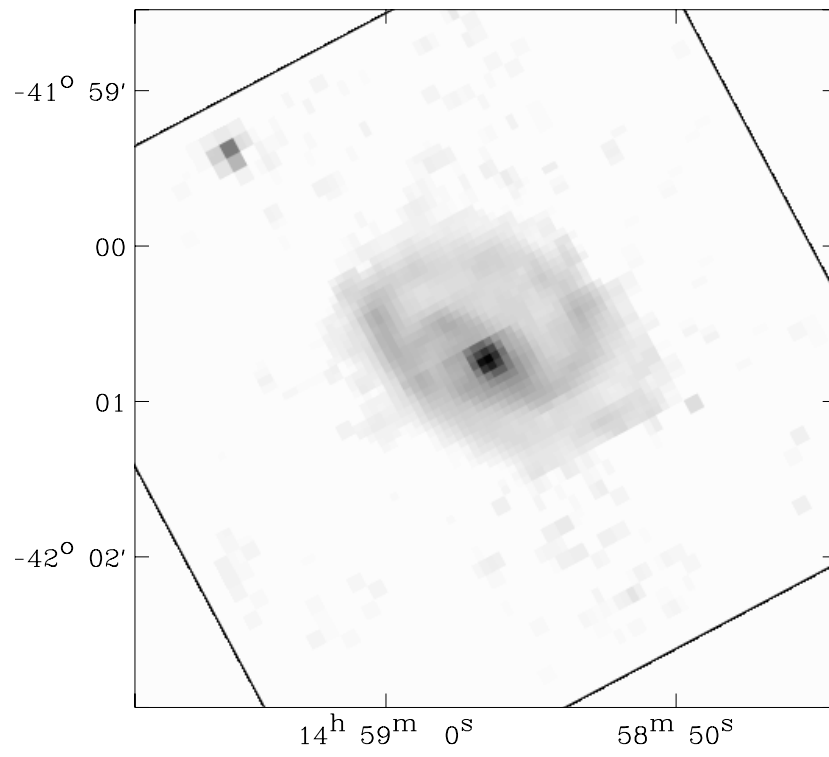
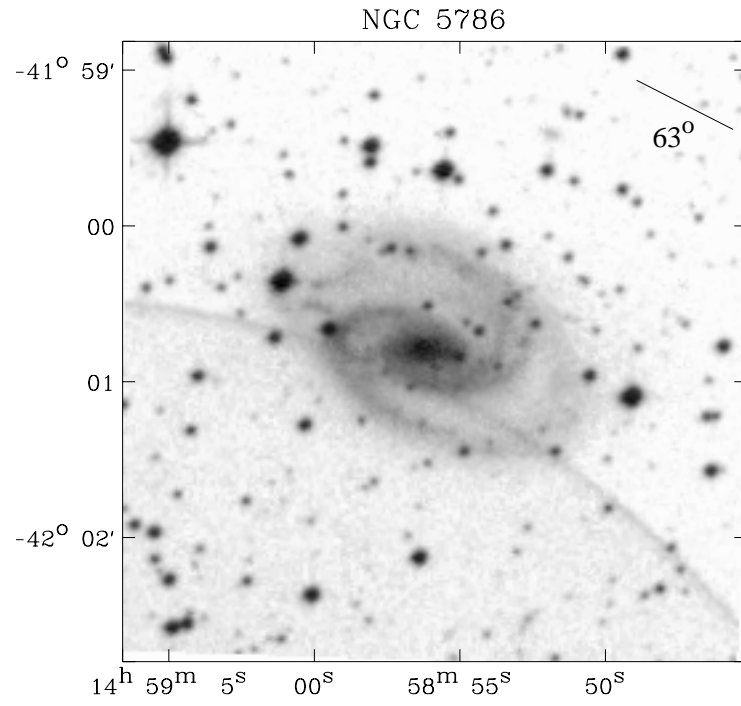


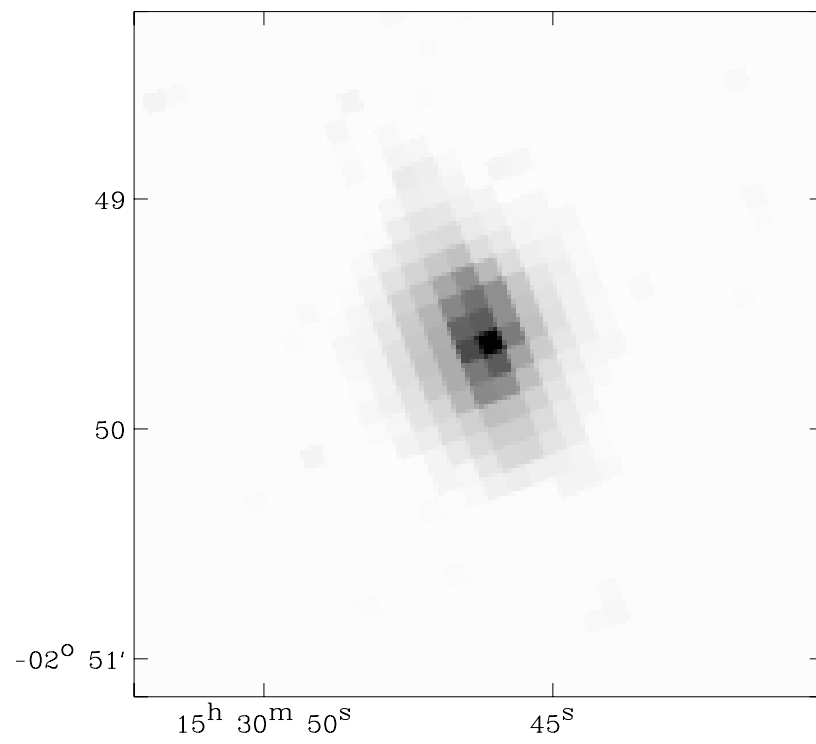
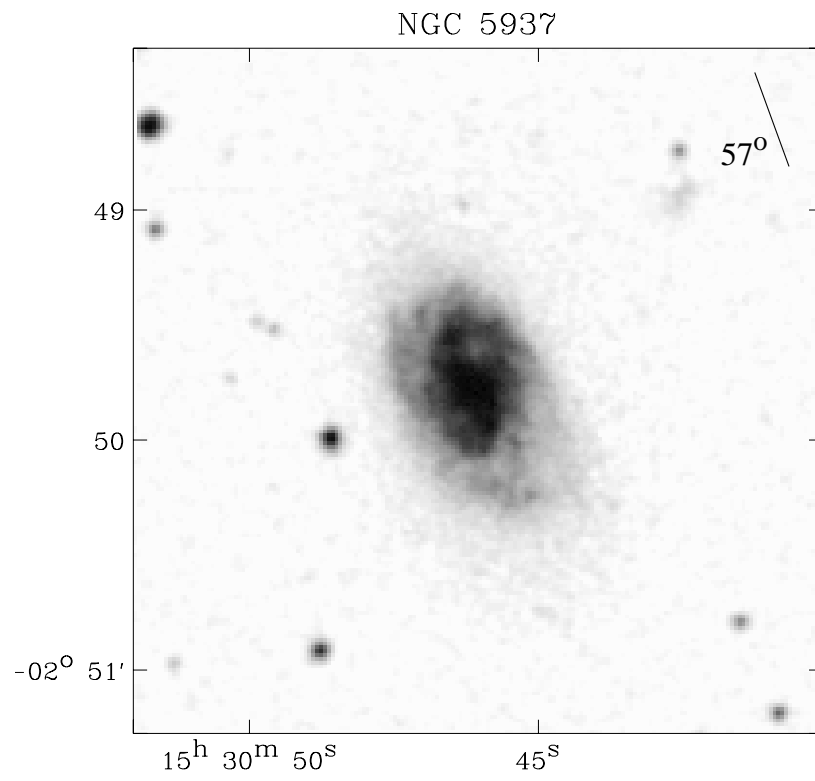
NGC 4519

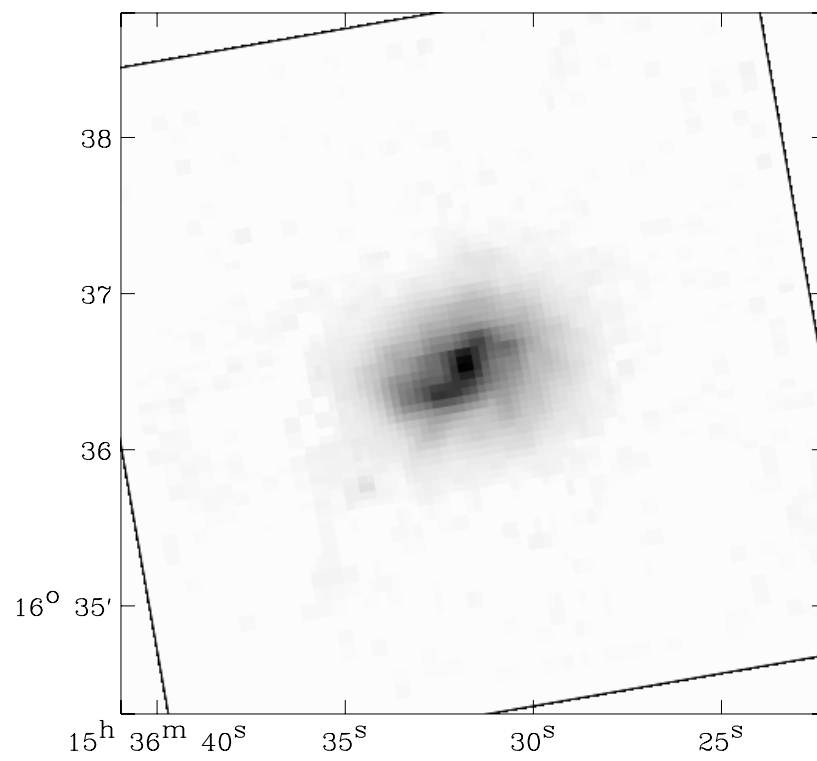
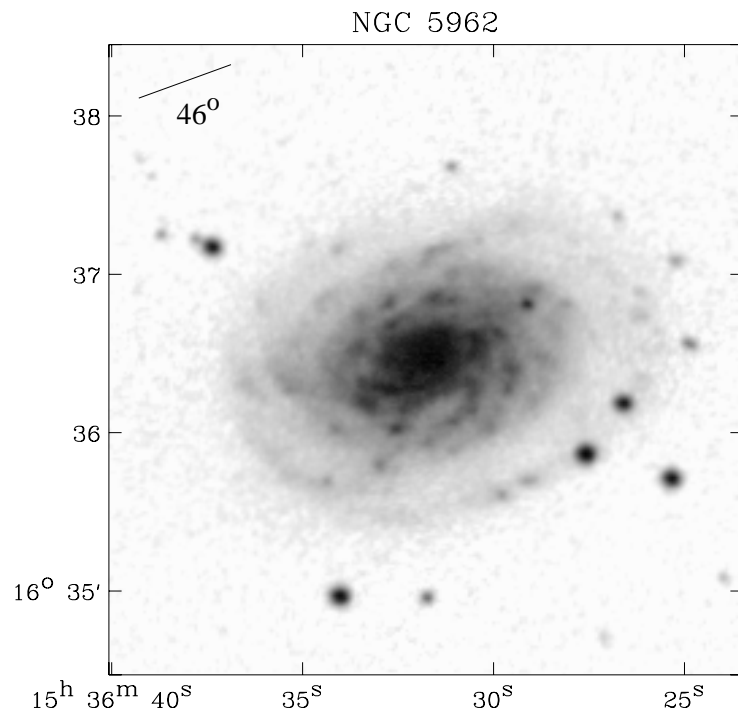


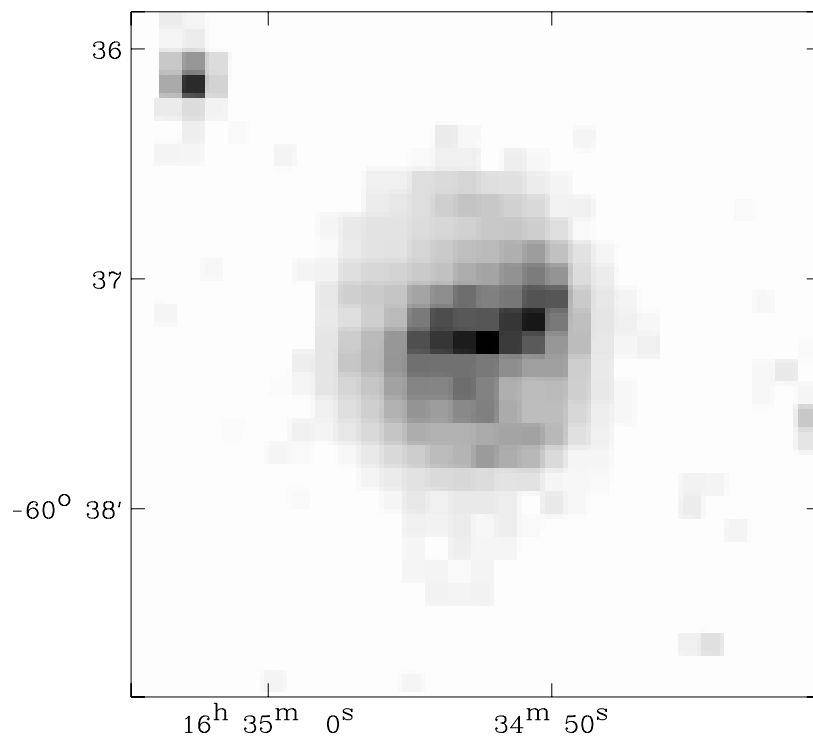
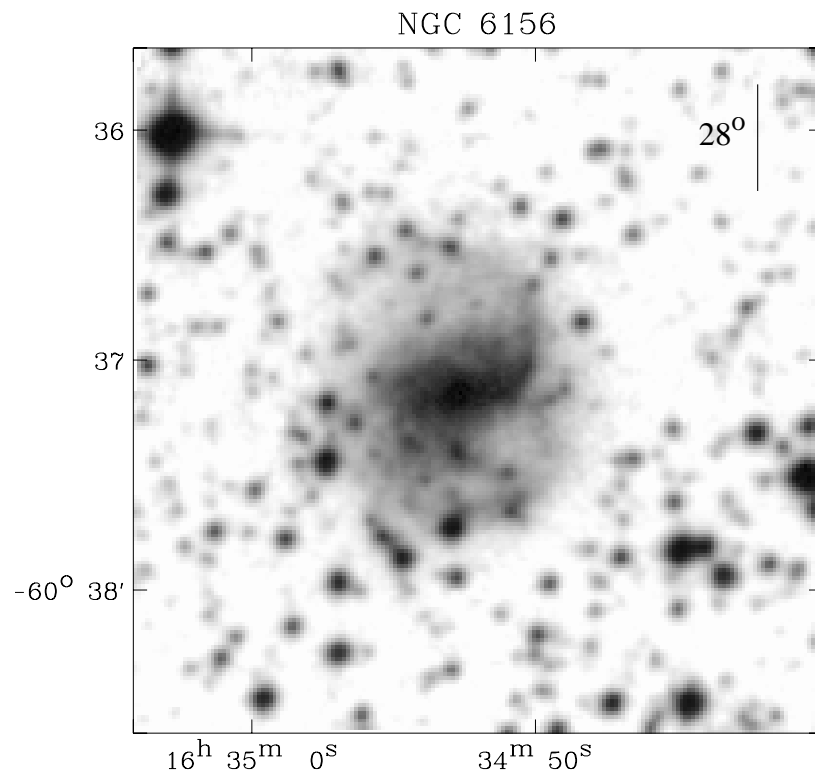


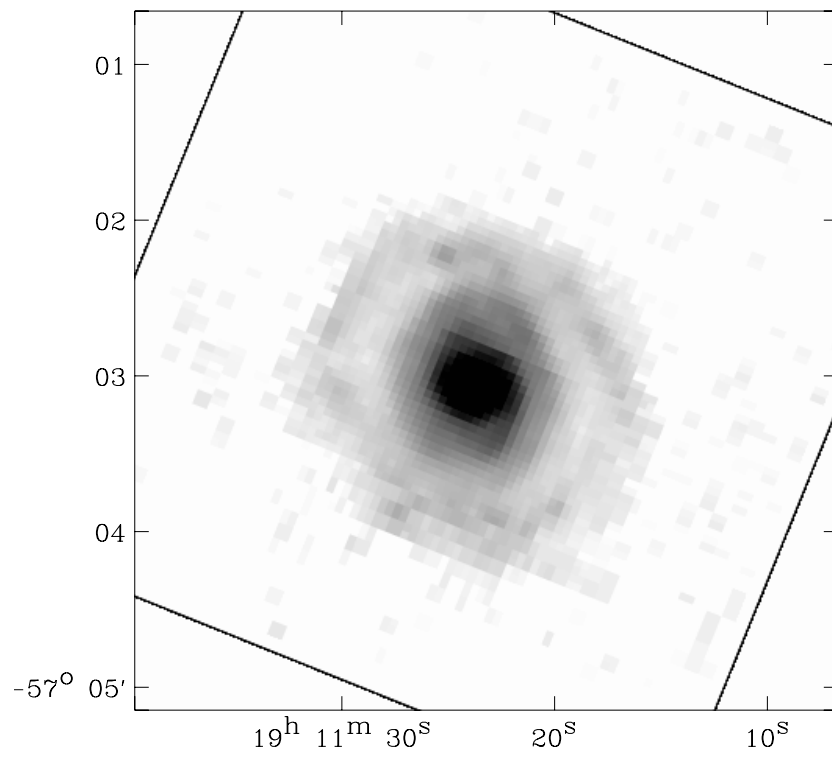
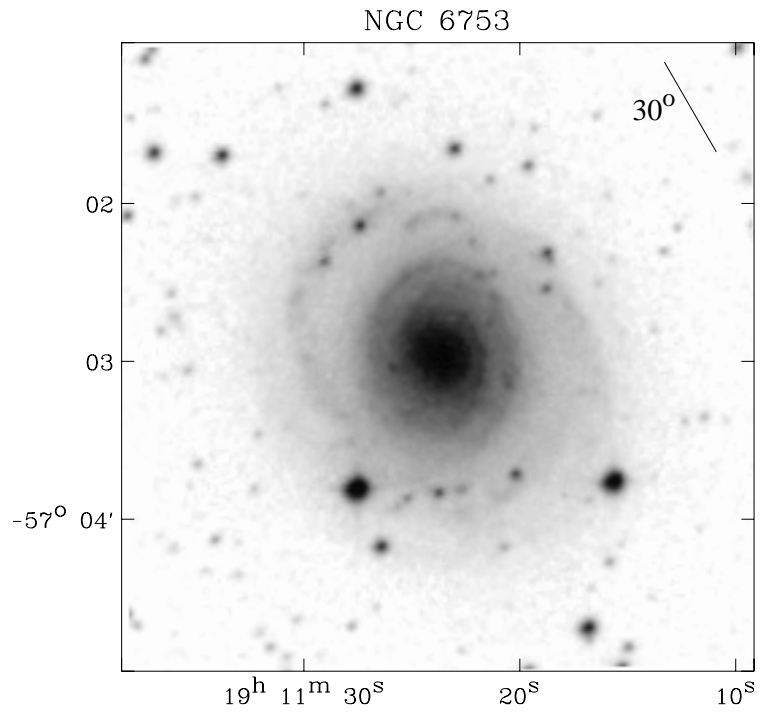


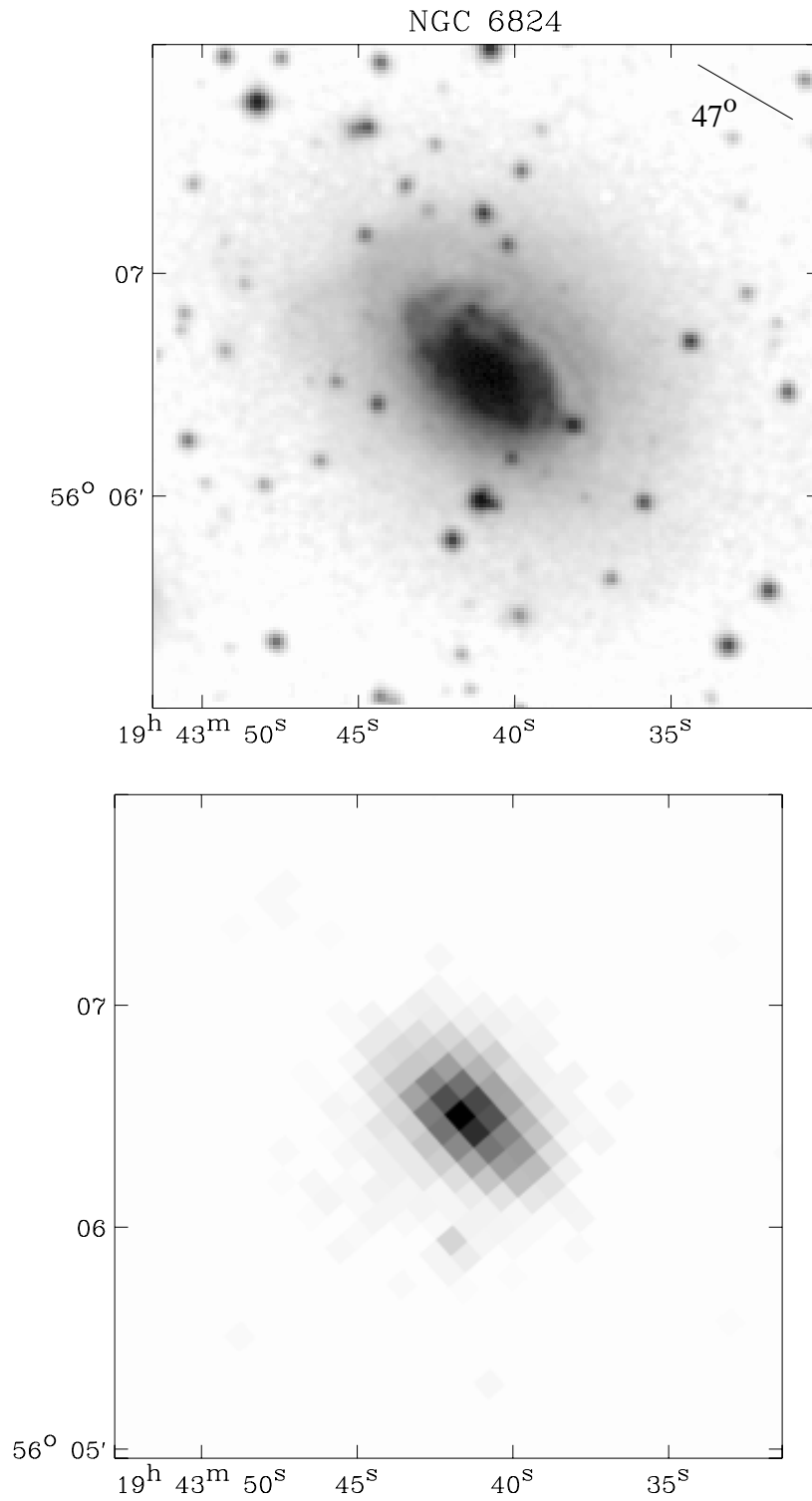


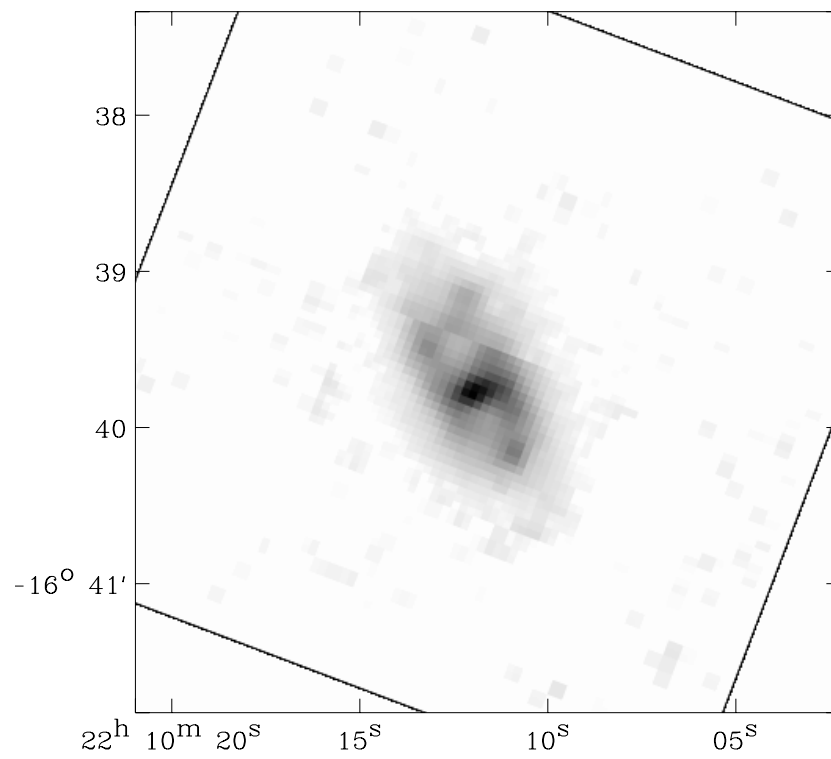
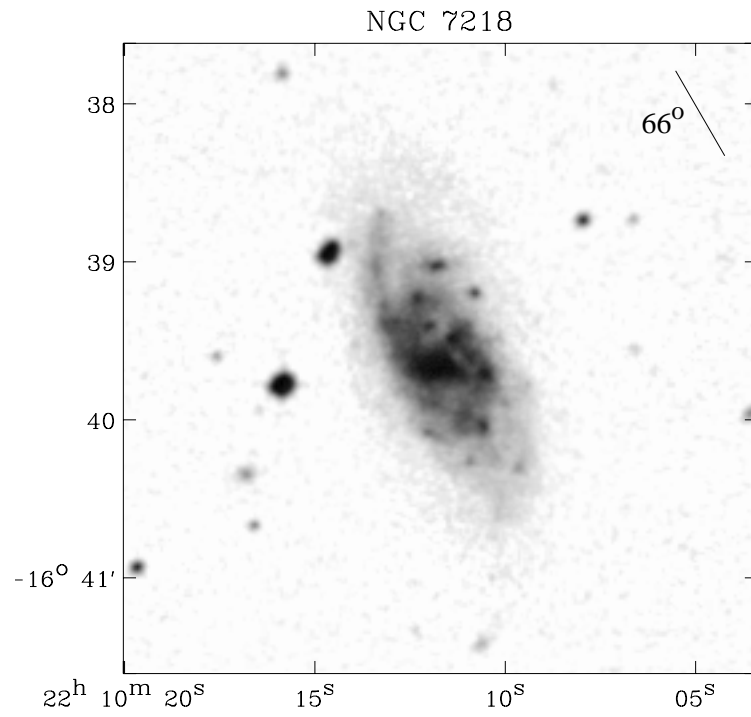




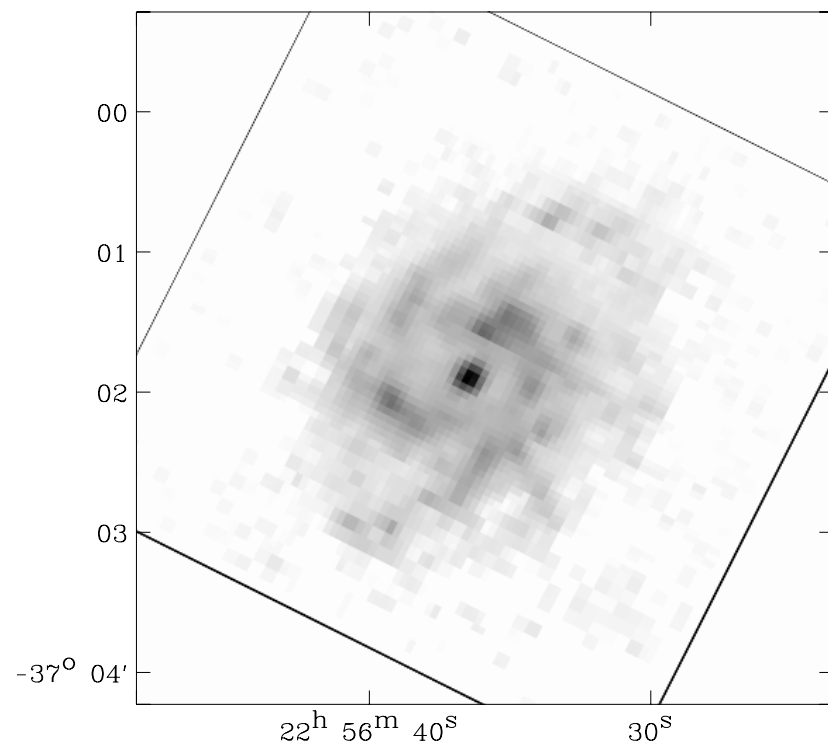
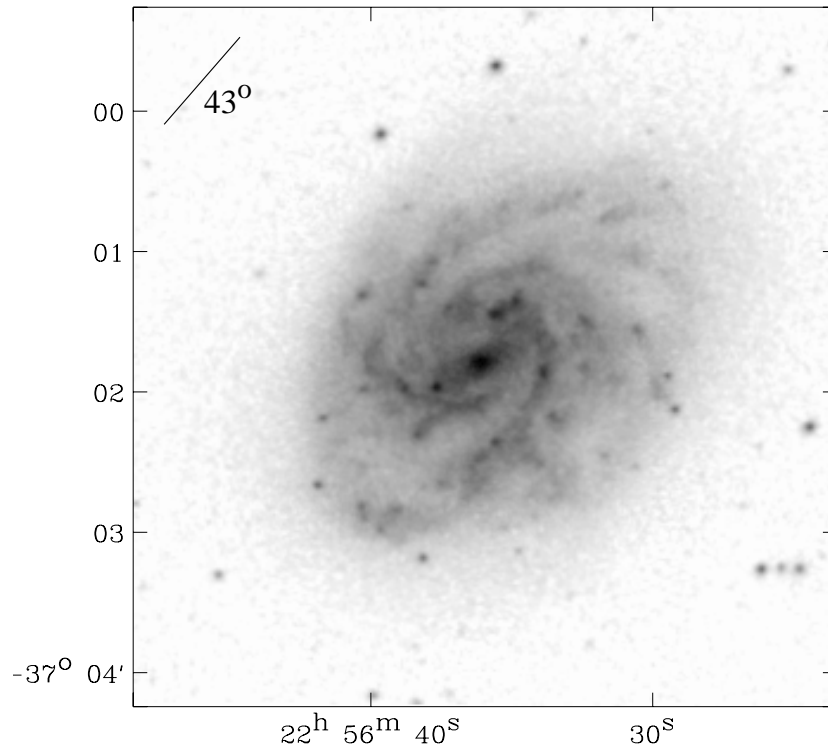


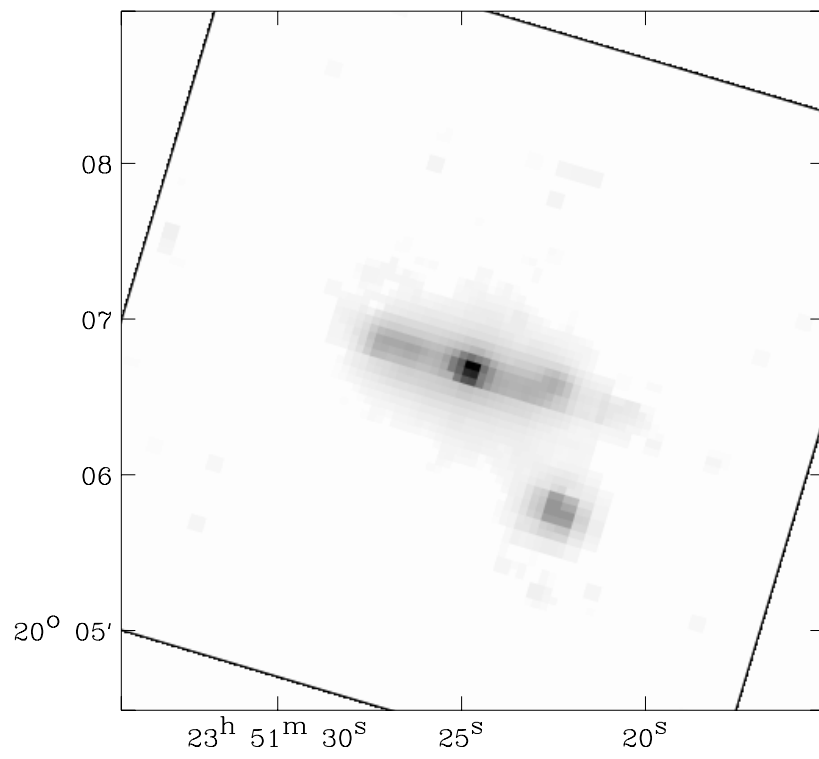
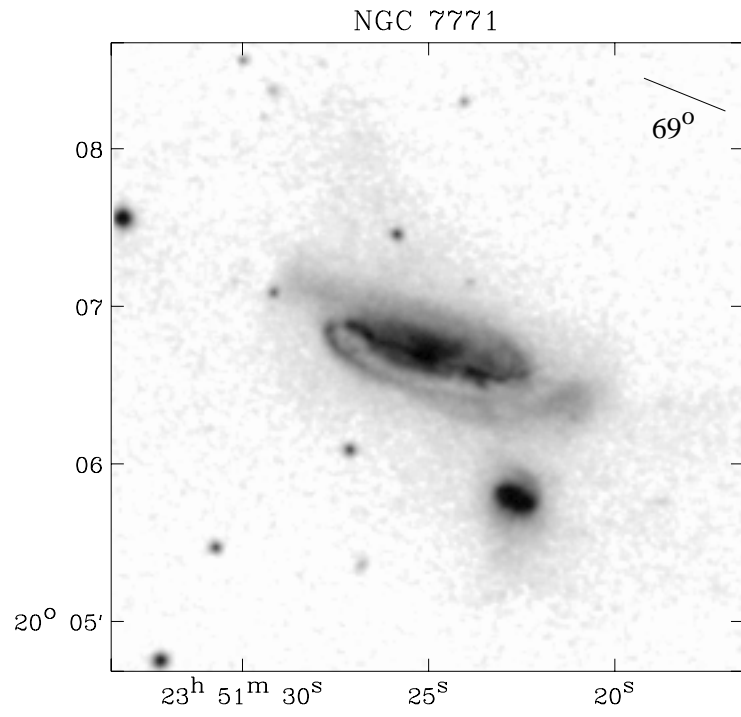


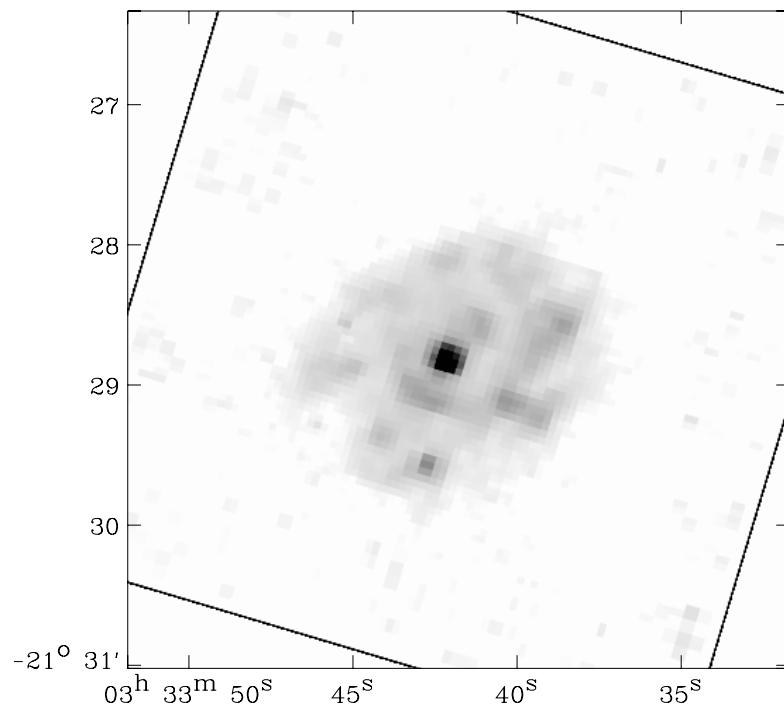
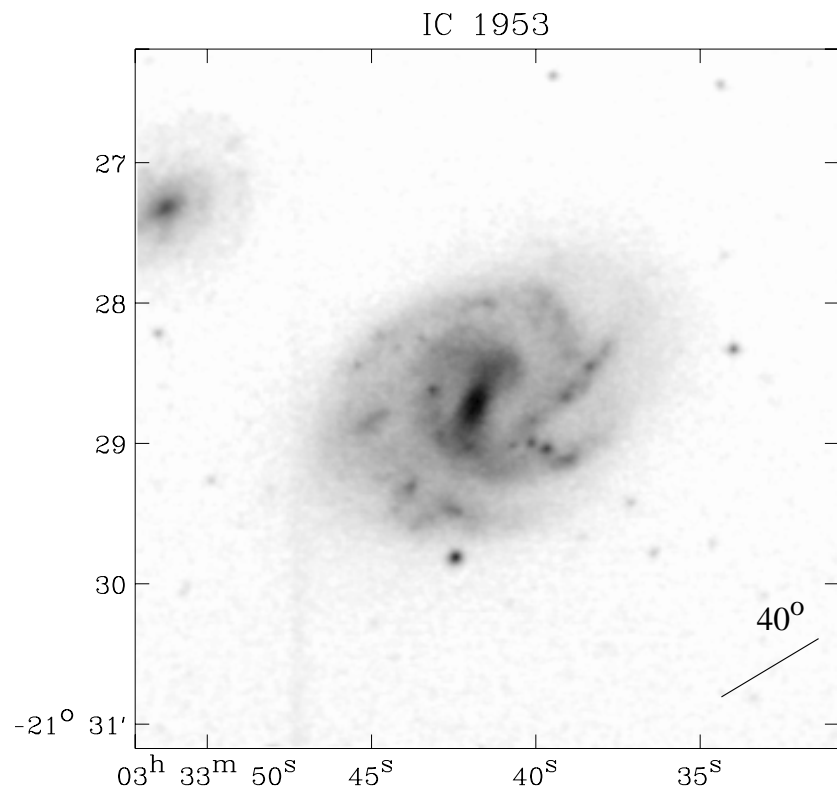


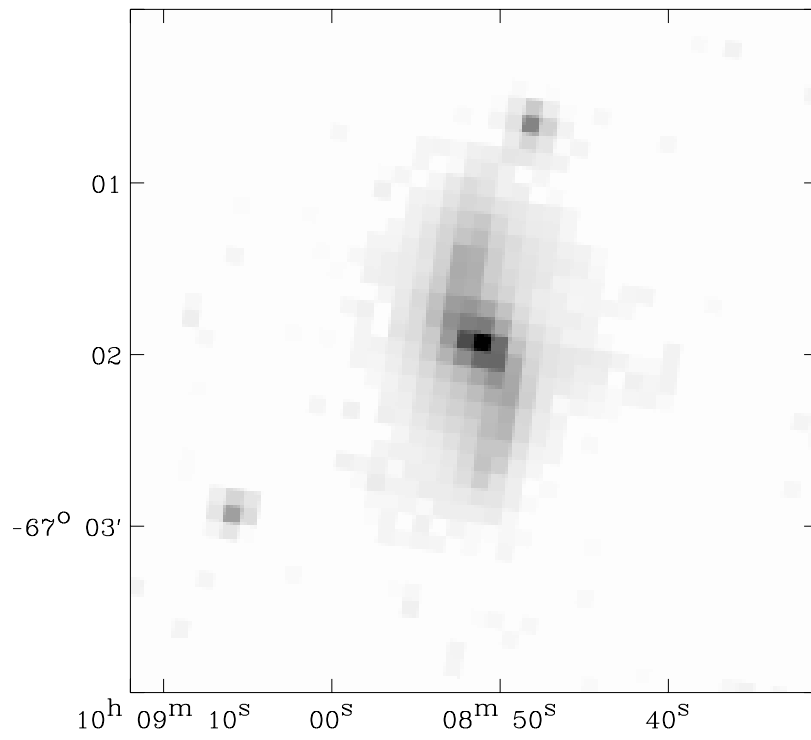
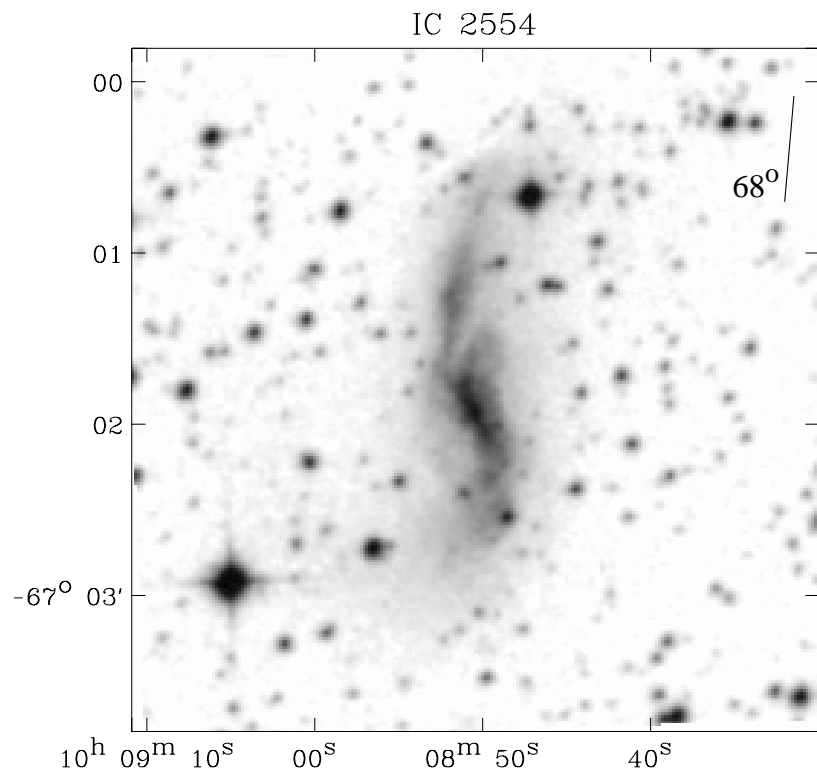


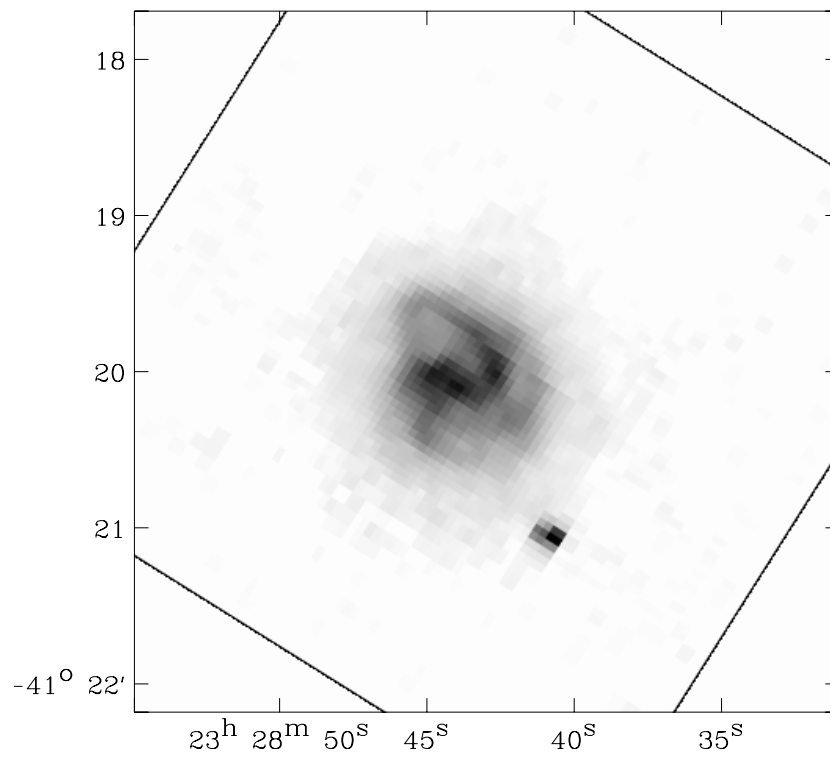
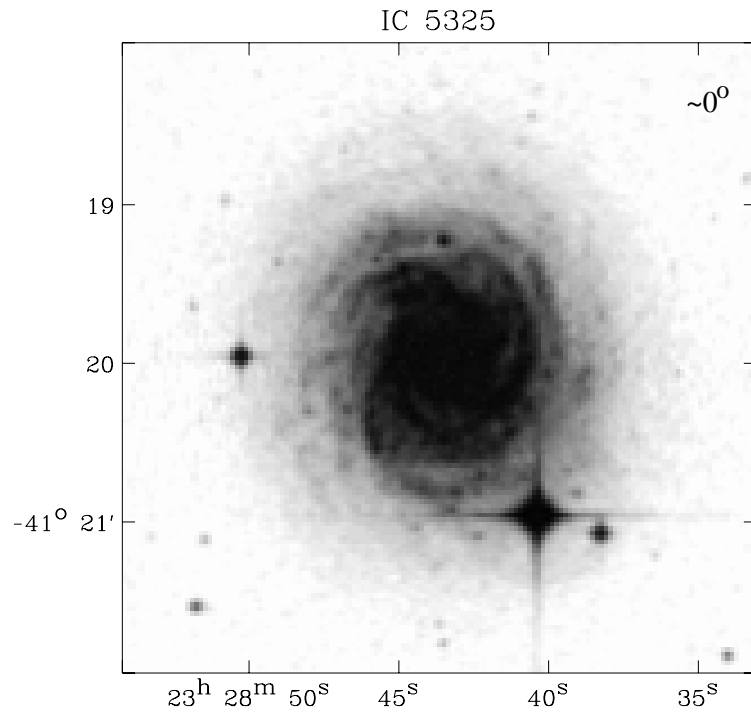
NGC 7418

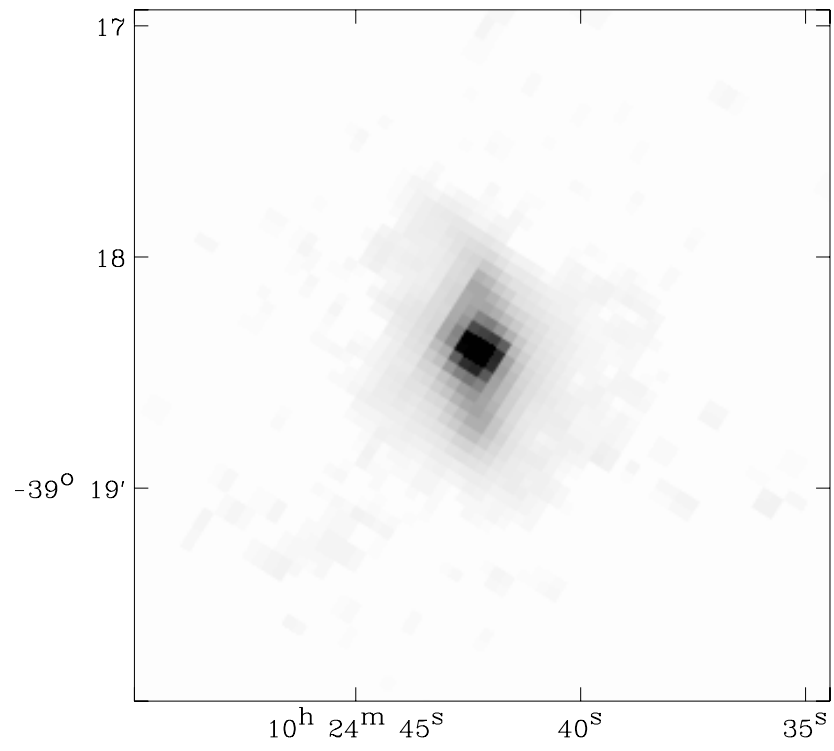
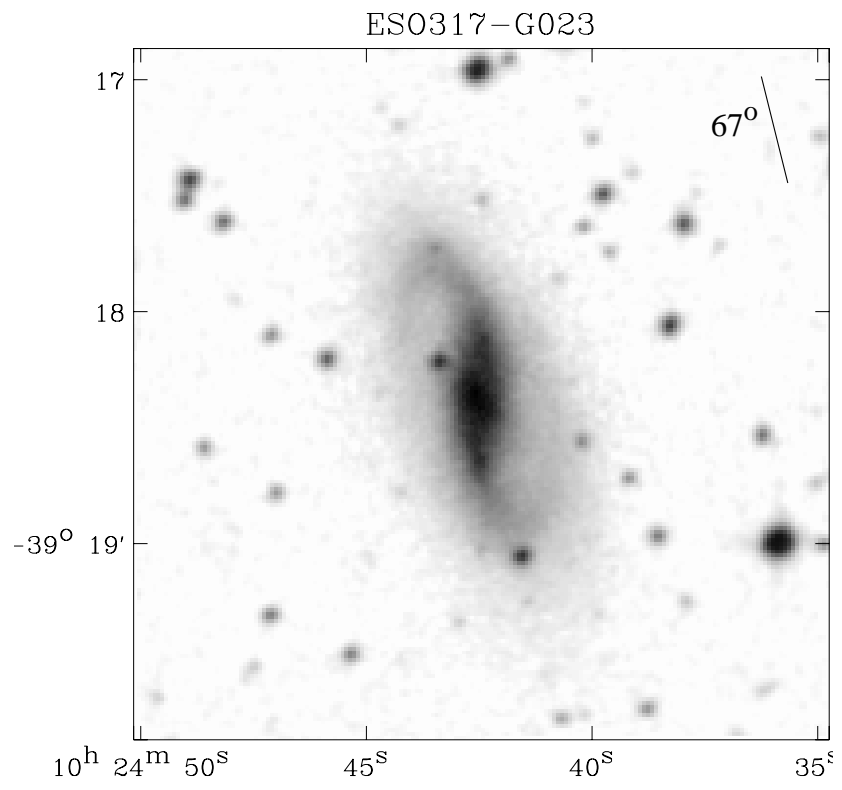












Chapitre V

Formation d'étoiles et rayonnement de la poussière

Dans *The Hubble atlas of galaxies*, Sandage (1961) insiste sur le fait que la présence de poussière dans les galaxies (vue en absorption dans les images optiques) est intimement liée à la présence de supergéantes bleues, étoiles jeunes de types O et B. Il en déduit que les étoiles sont formées à partir de poussière, mais nous dirions plutôt actuellement, d'une part, que la poussière est étroitement associée au gaz à partir duquel les étoiles se constituent, et d'autre part, que la poussière absorbe préférentiellement le rayonnement énergétique des étoiles jeunes et par conséquent manifeste sa présence plus clairement lorsque des étoiles jeunes sont présentes. La variation du contenu en poussière des galaxies avec le type de populations stellaires dominantes, ou encore avec le type morphologique, n'est pas claire. En particulier, ce n'est que récemment que de grandes quantités de poussière froide ont été détectées dans les galaxies extérieures, par des observations en infrarouge au-delà de $100 \mu\text{m}$ (par exemple Alton et al. 1998a).

Le thème de l'utilisation de l'émission infrarouge en tant qu'indicateur quantitatif des taux de formation d'étoiles a été beaucoup débattu sur la base des observations d'IRAS. L'émission infrarouge fournit une observable commode, parce qu'elle permet de s'affranchir dans une large mesure des effets d'extinction qui sont très complexes. Les estimateurs d'extinction reposant sur la comparaison d'un rapport de raies observé avec le rapport intrinsèque déduit d'un modèle de photoionisation, par exemple, qui sont les plus couramment employés, sont biaisés si les deux raies utilisées sont toutes deux affectées par une extinction substantielle, simplement parce que les régions les plus éteintes contribuent de façon négligeable aux flux, qui sont dominés par les régions d'avant-plan les moins éteintes.

La qualité du traceur indirect de la formation d'étoiles qu'est l'émission de la poussière dépend à la fois de sa quantité par rapport au contenu stellaire et de la contribution des étoiles évoluées à son chauffage. Dans ce chapitre, nous allons essayer de tester la validité de ce traceur indirect, pour les galaxies spirales, et dans différents régimes d'excitation de la poussière.

V.1 Morphologie comparée en infrarouge moyen et en $H\alpha$

Des cartes dans la raie $H\alpha$ (incluant le plus souvent les raies [NII]) ont été obtenues par communications privées (des personnes mentionnées ci-après) pour quelques galaxies de l'échantillon parmi les plus étendues, et pour lesquelles l'information photométrique trouvée dans la littérature est inexistante ou inadéquate pour notre but. Elles permettent d'une part de compléter la base

de flux $H\alpha$ dans des ouvertures directement adaptées de celles utilisées en infrarouge moyen, et d'autre part de comparer la structure des galaxies dans ces deux traceurs du milieu interstellaire. La réponse à une source ponctuelle (PSF) des observations en $H\alpha$ montrées ici n'étant pas connue, les cartes n'ont pas été convoluées pour les ramener à la résolution obtenue en infrarouge. Elles ne sont donc pas directement comparables du point de vue du détail de la structure.

Voici un résumé des cartes disponibles :

- NGC 5194 = M 51 (Fig. V.1) : carte ($H\alpha + [NII]$), extraite de l'édition électronique (ApJ) de Greenawalt et al. (1998), calibrée par le flux total donné par Young et al. (1996).
- NGC 5236 = M 83 (Fig. V.2) : carte en $H\alpha$ pur fournie par Stuart Ryder, par l'intermédiaire d'Andreas Vogler, déjà calibrée.
- NGC 5457 = M 101 (Fig. V.3) : carte ($H\alpha + [NII]$) de François Viallefond. Un gradient visible dans le fond a été approximé par un plan $\alpha x + \beta y$. La carte a été calibrée par le flux total donné par Kennicutt et al. (1994).
- NGC 1097 (Fig. V.4) : carte ($H\alpha + [NII]$) fournie par Thaisa Storchi-Bergmann, calibrée par une mesure d'Osmer et al. (1974) dans une ouverture de $40''$.
- NGC 1365 (Fig. V.5) : carte ($H\alpha + [NII]$) fournie par Magnus Naslund, calibrée par une mesure d'Osmer et al. (1974) dans une ouverture de $40''$.
- NGC 1530 (Fig. V.6) : carte en $H\alpha$ pur fournie par Mike Regan, par l'intermédiaire de Denis Reynaud, déjà calibrée.
- NGC 1672 (Fig. V.7) : carte ($H\alpha + [NII]$) fournie par Thaisa Storchi-Bergmann. Un gradient visible dans le fond a été approximé par un plan $\alpha x + \beta y$. La calibration en flux repose sur une mesure d'Osmer et al. (1974) dans une ouverture de $20''$.
- NGC 7552 (Fig. V.8) : cartes ($H\alpha + [NII] + \text{continuum}$) et continuum fournies par Carlos Feinstein. Pour soustraire le continuum (qui a été observé dans un filtre centré à 6520 \AA), le facteur de normalisation a été estimé à l'aide de cinq étoiles du champ non saturées et en tenant compte des niveaux de fond dans les deux cartes. La calibration en flux était déjà faite.
- NGC 1022 (Fig. V.9) : carte ($H\alpha + [NII]$) fournie par Antonio Garcia-Barreto (ainsi qu'une carte en bande I). Le continuum soustrait, clairement surestimé, a été corrigé à l'aide de la carte en bande I. La carte a été calibrée par le flux total donné par Hameed & Devereux (1999).
- NGC 4691 (Fig. V.10) : carte ($H\alpha + [NII]$) fournie par Antonio Garcia-Barreto (ainsi qu'une carte en bande I), calibrée au moyen des observations en spectroscopie à fente publiées dans García-Barreto et al. (1995).

Pour M 51, une deuxième carte $H\alpha$, provenant de G. Joncas, est disponible. Cependant, toute l'émission des interbras ainsi que l'émission diffuse a été tronquée. Par une comparaison avec les flux mesurés dans la carte de Greenawalt et al. (1998), qui est complète, on peut estimer que l'émission interbras et diffuse représente 47% de l'émission totale. Ce chiffre est confirmé par Thilker et al. (2000), qui ont utilisé une méthode sophistiquée pour soustraire les régions HII. J'avais auparavant décomposé la carte à $7 \mu\text{m}$ de M 51 de manière à séparer les bras du reste du disque (selon un seuil en brillance, après avoir "mis à plat" le profil radial du disque ajusté par une exponentielle). Il est intéressant de noter la coïncidence de la proportion de l'émission interbras et diffuse aux deux longueurs d'onde : j'avais en effet estimé que les bras et le plateau central de M 51 contribuent pour environ 50% à l'émission totale à $7 \mu\text{m}$. Bien que cette sorte de décomposition soit subjective, les bras de M 51 sont suffisamment fins, brillants et bien définis, pouvant être suivis de façon ininterrompue sur environ 450° de révolution, pour

que la comparaison ci-dessus soit significative.

Les cartes montrées ci-après sont clairement dépourvues de bulbe (au sens où il est défini dans l'émission stellaire, comme une composante centrale faiblement aplatie, lisse et se fondant graduellement dans le disque) à la fois en $H\alpha$ et en infrarouge moyen (la morphologie à $15\ \mu\text{m}$ est presque identique à celle vue à $7\ \mu\text{m}$), ainsi que noté pour l'infrarouge par Dale et al. (2000). Elles peuvent être comparées aux images optiques du Digitized Sky Survey qui figurent dans l'Atlas, et, pour les galaxies particulières NGC 1022 et NGC 4691, aux images en bande I de J.A. García-Barreto. L'aspect des bras spiraux, où se trouvent la plupart des régions de formation d'étoiles, est très similaire aux deux longueurs d'onde. La structure des régions centrales, lorsqu'elle est résolue en infrarouge moyen, est également semblable ; les meilleurs exemples sont l'anneau circumnucléaire à sursaut de formation d'étoiles de NGC 1097, et la forme asymétrique du centre de NGC 1365, allongé du côté des bandes de poussière de la barre. Cependant, comme noté ci-dessus pour M 51, l'émission n'est pas confinée aux bras ou aux régions centrales : une fraction substantielle du rayonnement provient de zones diffuses (régions interbras, zones internes des barres fortes, structures semblables à des lentilles dans les galaxies fortement barrées de types précoces), visibles aussi bien en infrarouge qu'en $H\alpha$.

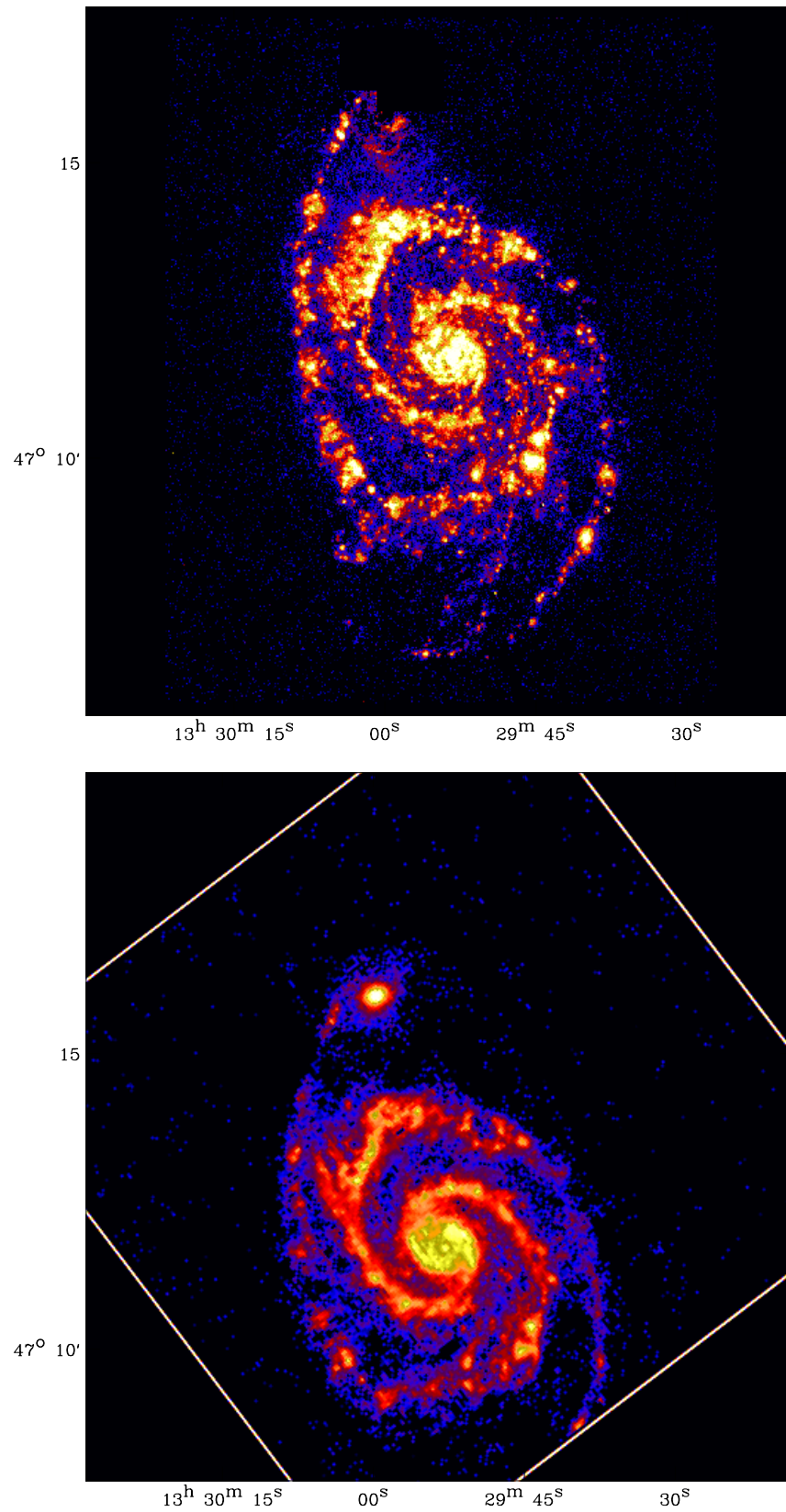


Figure V.1: *M51 (galaxie de type SAbc) dans la raie H α (en haut, carte extraite de Greenawalt et al. 1998) et à 7 μ m (en bas). Le compagnon de M51 au nord, NGC 5195, a été masqué dans la carte H α et son intensité a été tronquée dans la carte à 7 μ m pour rendre la structure de M51 plus aisément visible.*

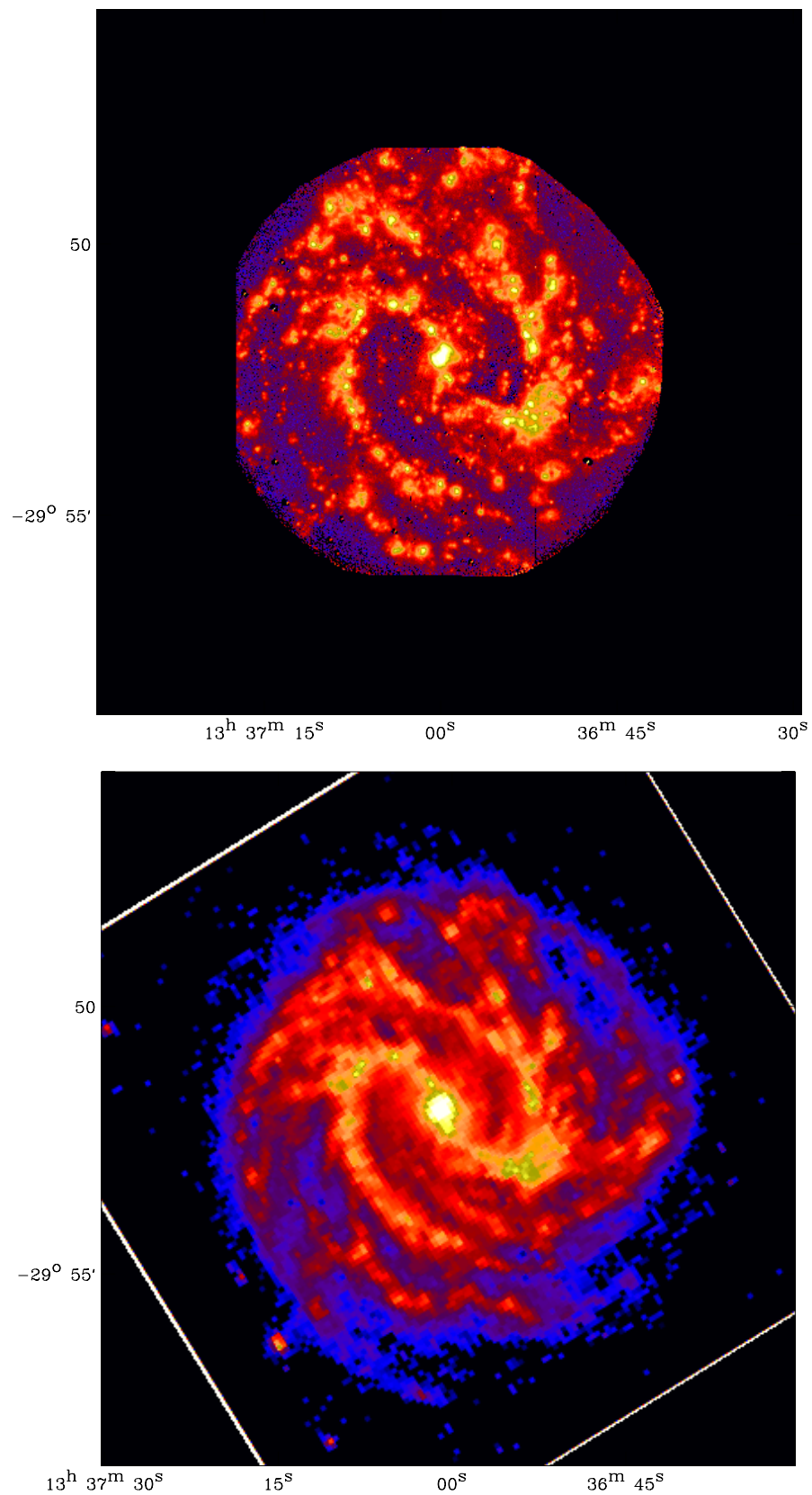


Figure V.2: *M83* (galaxie de type SABc) dans la raie H α (en haut, carte fournie par S. Ryder par l'intermédiaire d'A. Vogler) et à $7\mu\text{m}$ (en bas).

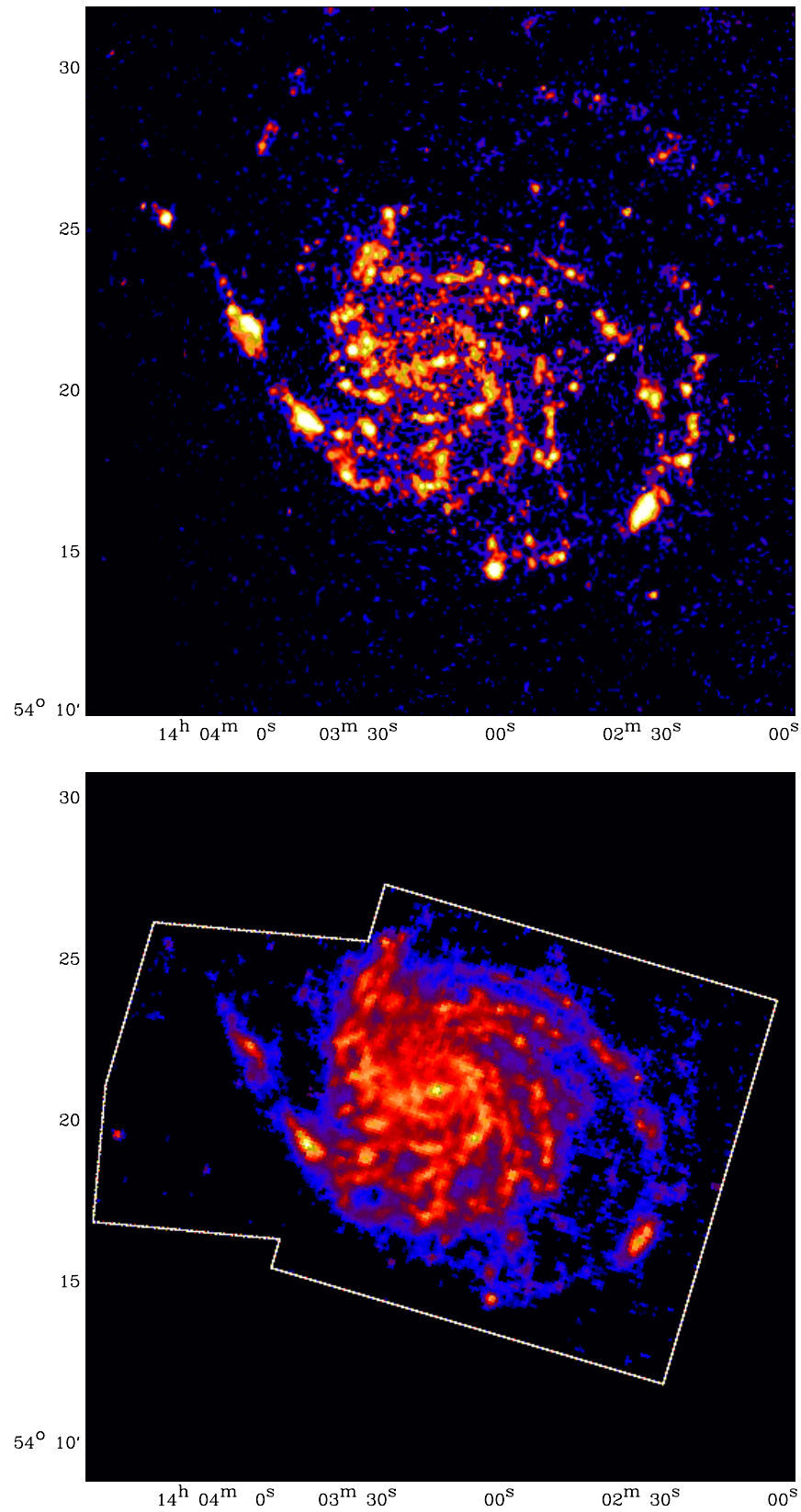


Figure V.3: *M101 (galaxie de type SABcd avec une très petite barre) dans la raie H α (en haut, carte de F. Viallefond) et à 7 μ m (en bas).*

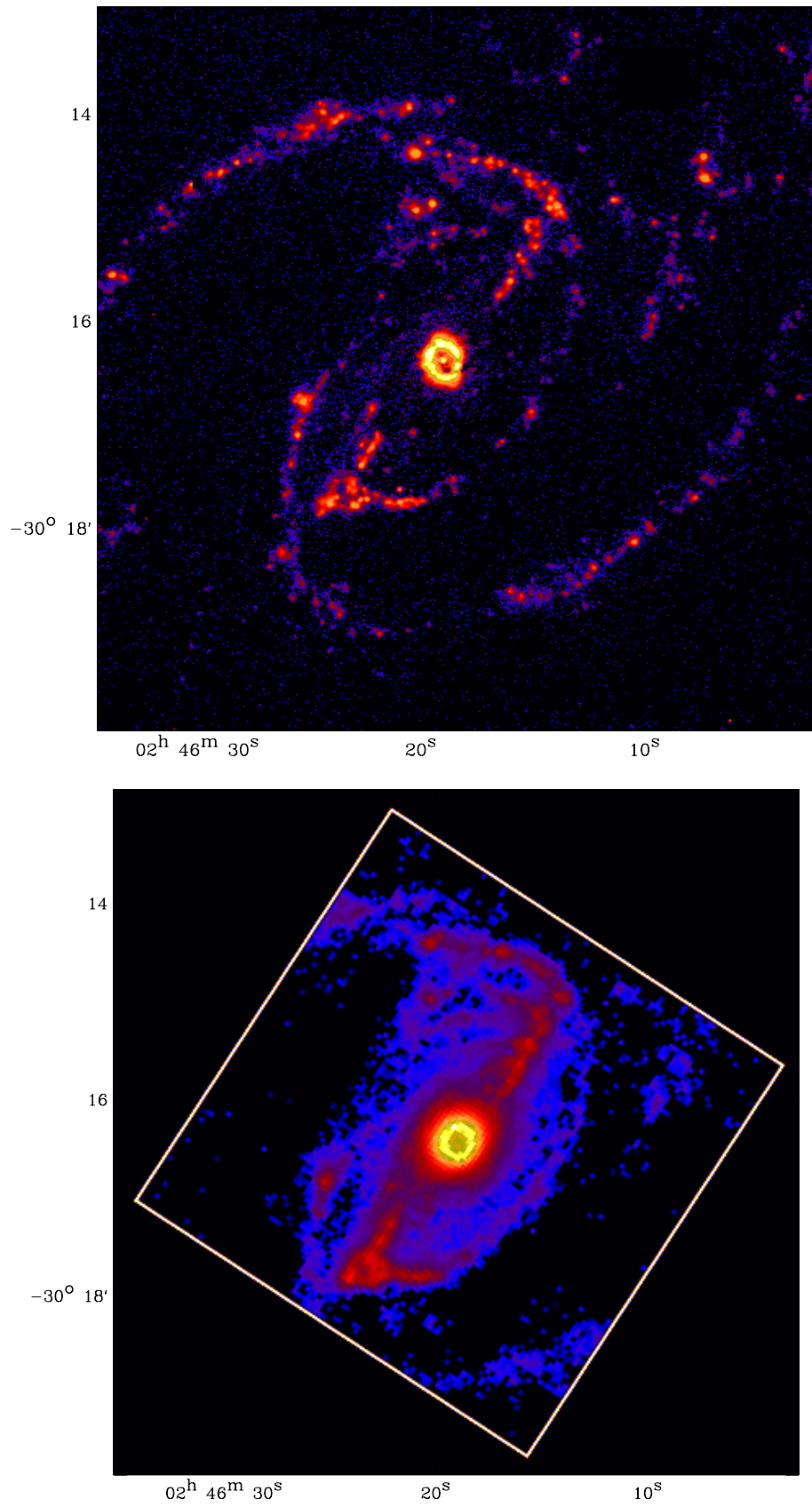


Figure V.4: NGC 1097 (galaxie de type SBb) dans la raie $H\alpha$ (en haut, carte fournie par T. Storchi-Bergmann) et à $7\mu\text{m}$ (en bas).

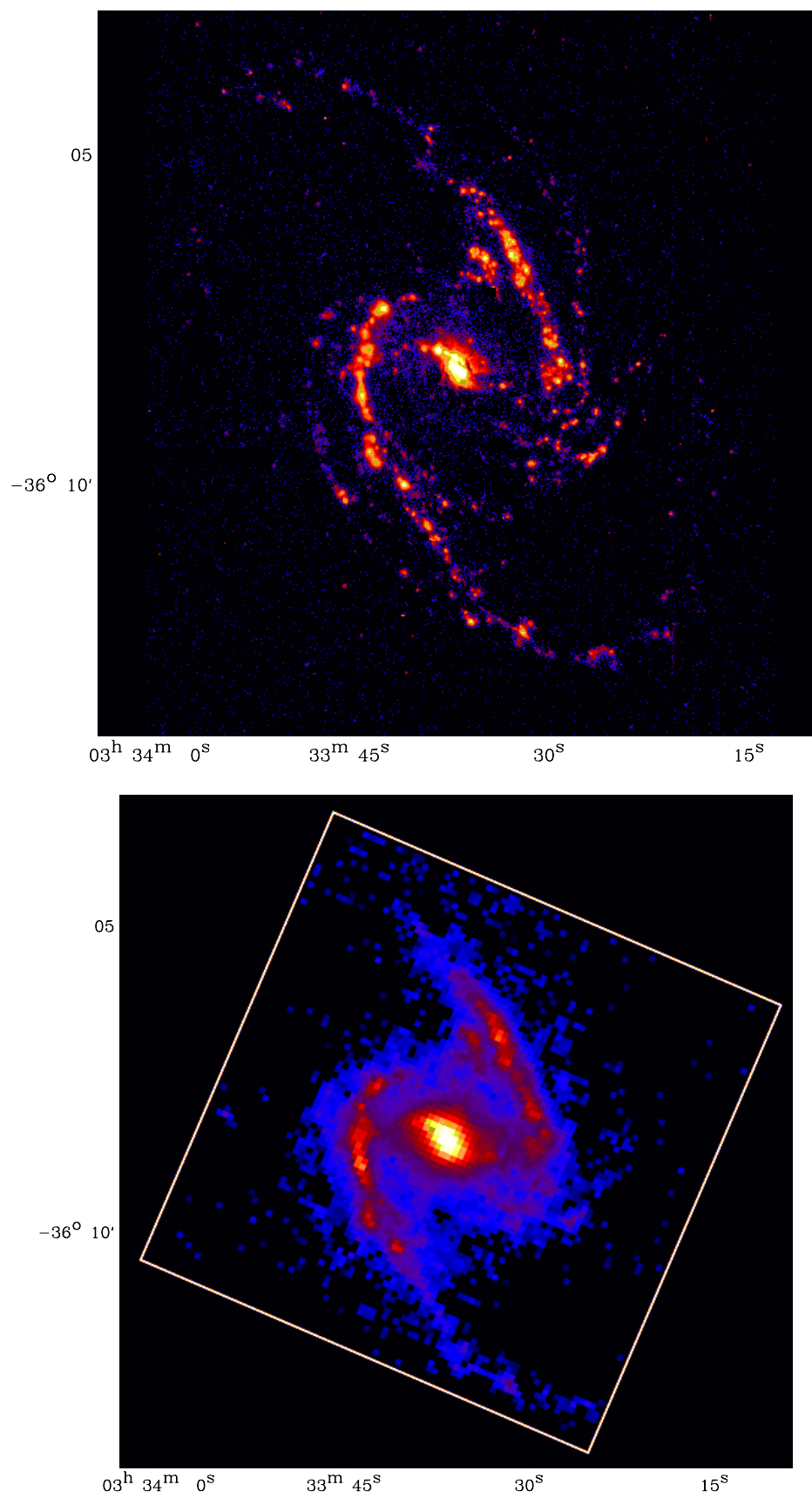


Figure V.5: NGC 1365 (galaxie de type SBb) dans la raie H α (en haut, carte fournie par M. Naslund) et à 7 μm (en bas).

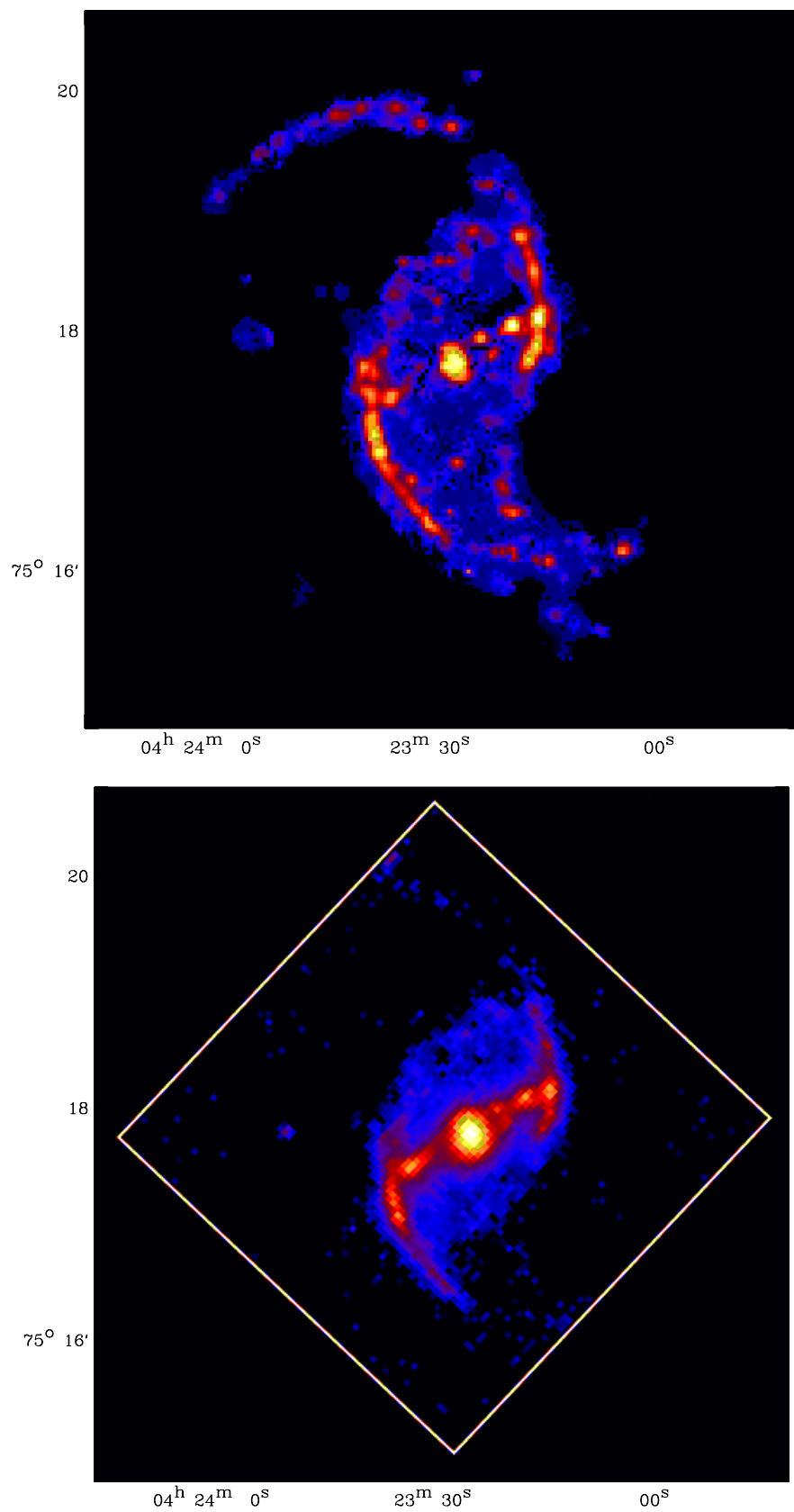


Figure V.6: NGC 1530 (galaxie de type SBb) dans la raie H α (en haut, carte fournie par M. Regan par l'intermédiaire de D. Reynaud) et à 7 μ m (en bas).

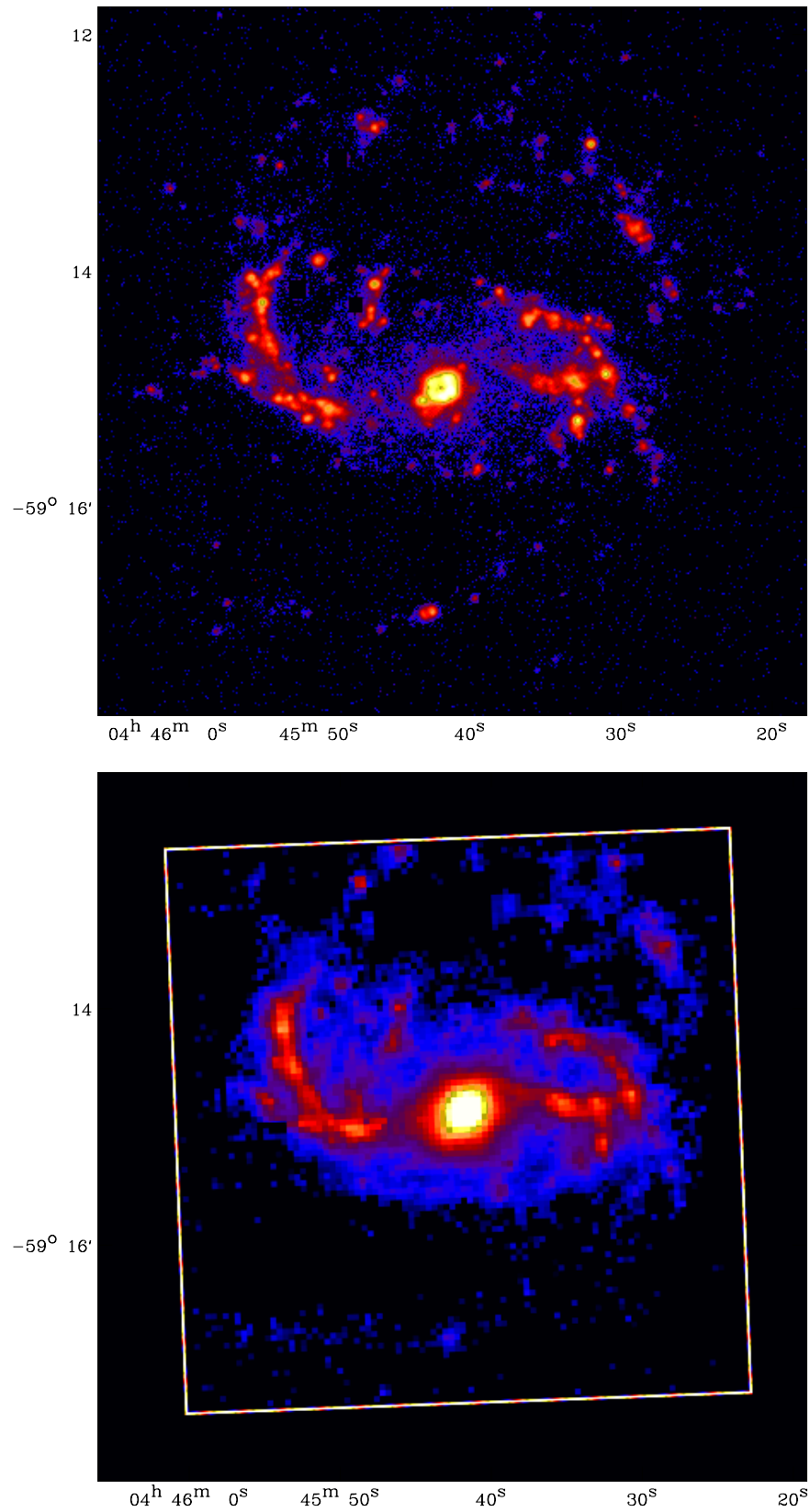


Figure V.7: NGC 1672 (galaxie de type SBb) dans la raie H α (en haut, carte fournie par T. Storchi-Bergmann) et à 7 μ m (en bas).

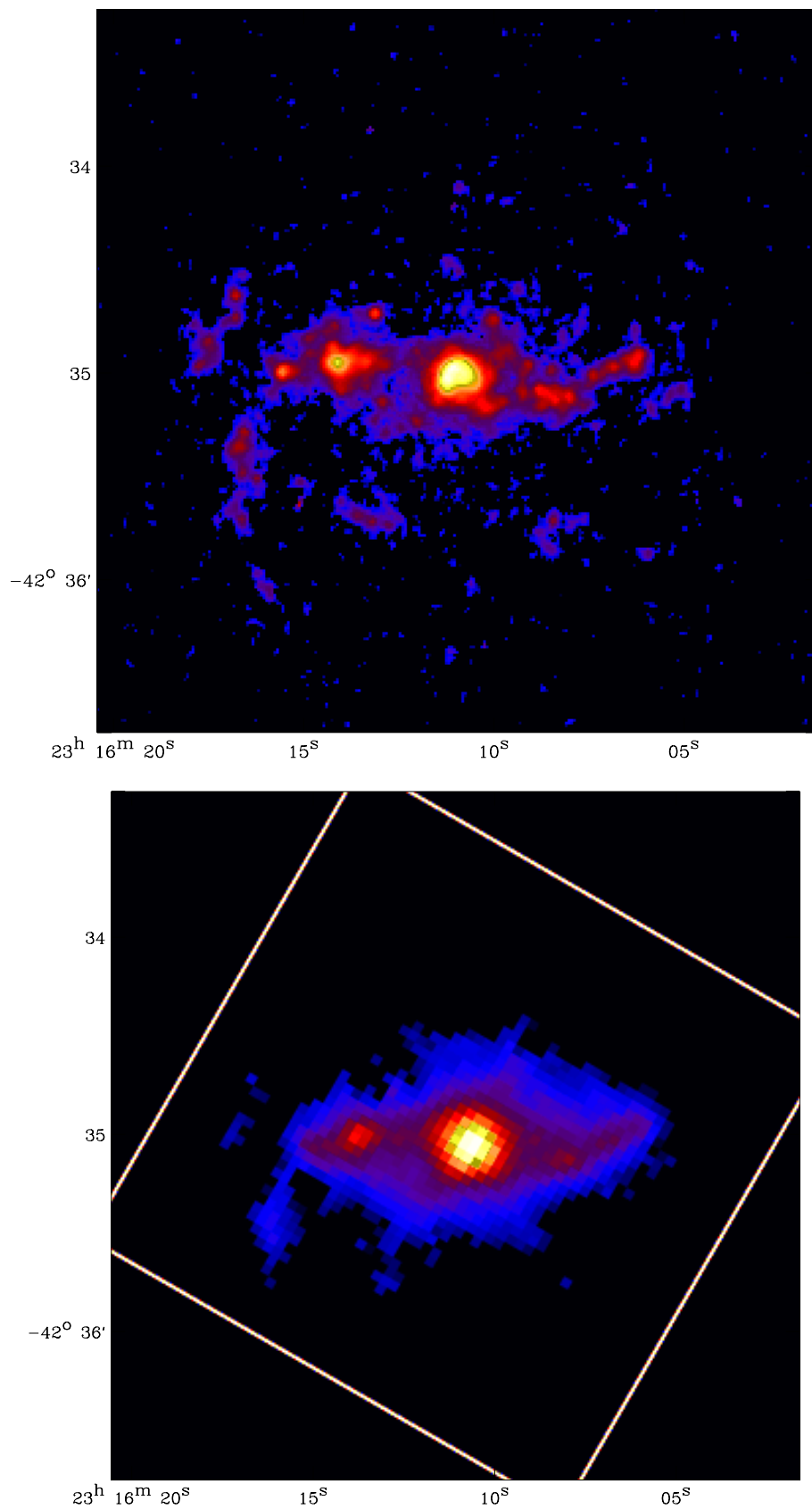


Figure V.8: NGC 7552 (galaxie de type SBab) dans la raie H α (en haut, carte fournie par C. Feinstein) et à 7 μ m (en bas).

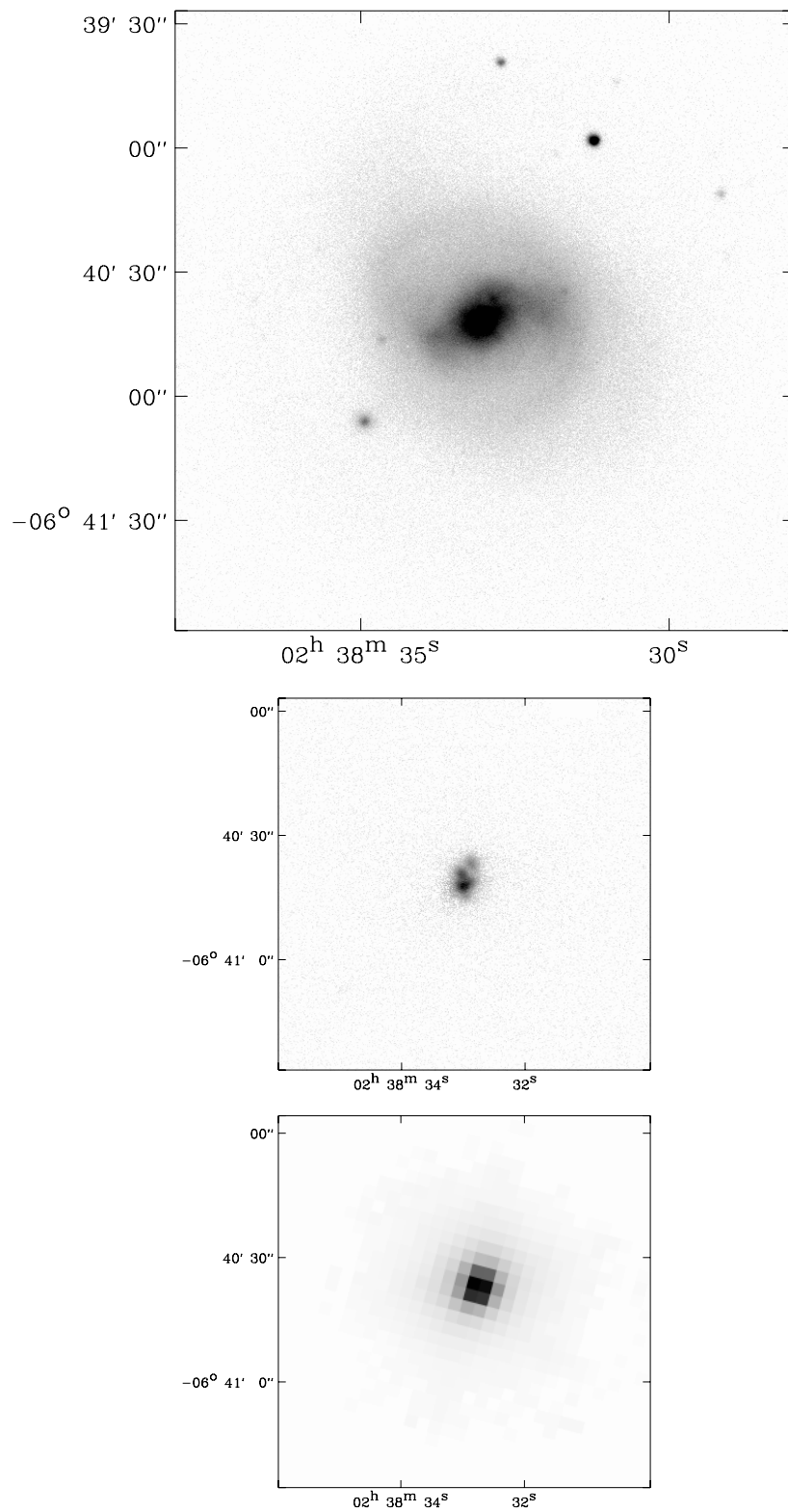


Figure V.9: *NGC 1022 (galaxie amorphe de type SBa) dans la bande I (en haut) et dans la raie $H\alpha$ (au milieu, cartes fournies par J.A. García-Barreto) et à $7\mu m$ (en bas).*

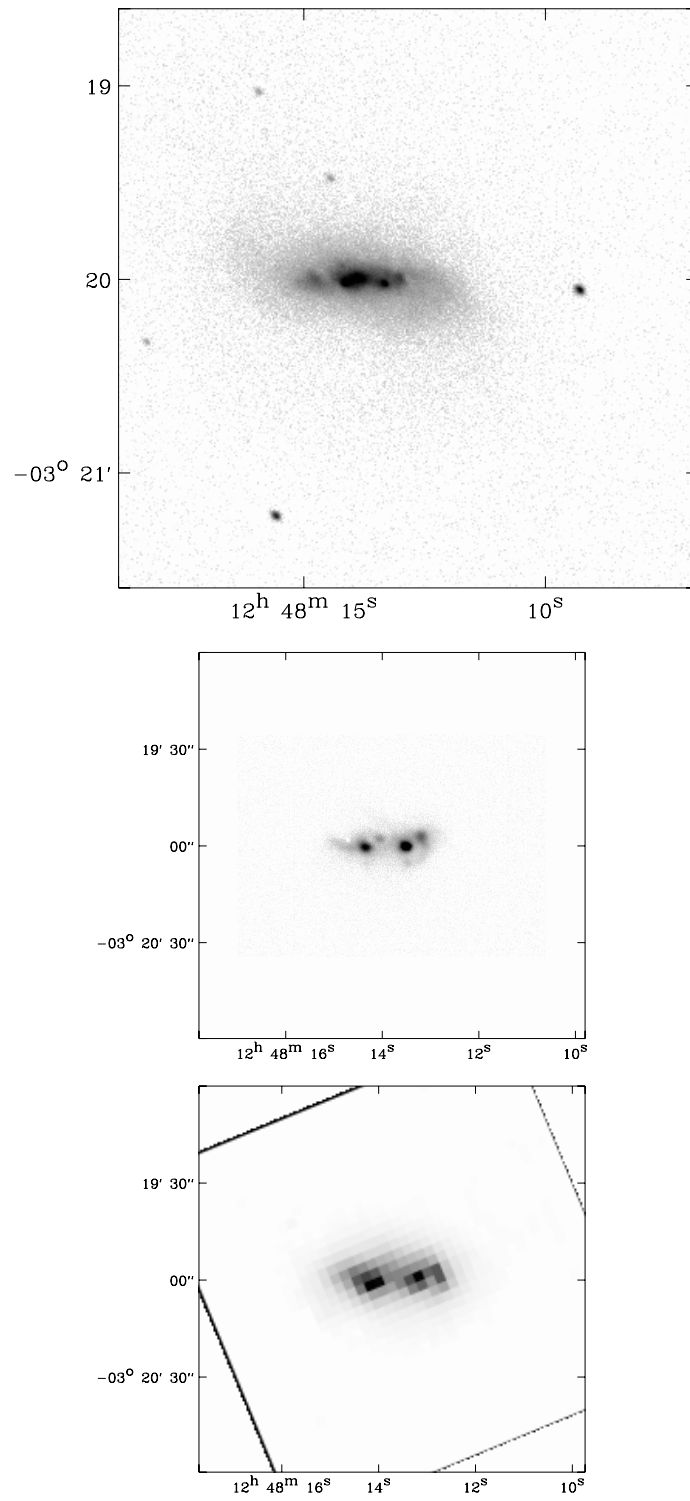


Figure V.10: NGC 4691 (galaxie amorphe de type SB0/a) dans la bande I (en haut) et dans la raie H α (au milieu, cartes fournies par J.A. García-Barreto) et à 7 μ m (en bas).

V.2 Dans les disques

Nous verrons au chapitre VI que la distribution spectrale d'énergie dans l'infrarouge moyen change radicalement des disques (considérés comme une composante unique) aux régions centrales, où le continuum des très petits grains est fréquemment décalé vers les courtes longueurs d'onde, révélant une distribution en température plus étendue vers des valeurs hautes. Cela fait que dans les régions centrales, nos observations mélangent plusieurs phases de poussière, alors que dans les disques, nous voyons principalement une seule phase, les porteurs des bandes aromatiques. Cette simplification du problème est une raison pour se restreindre aux disques dans un premier temps.

De plus, tous les traceurs de formation d'étoiles plus directs que l'émission infrarouge ou radio thermique sont sujets à une extinction importante (c'est le cas des raies de recombinaison de Balmer) ou sont relativement difficiles à observer parce qu'ils requièrent une grande sensibilité dans l'infrarouge proche (par exemple les raies des séries de Paschen et Brackett). Or les densités de surface et les profondeurs optiques sont généralement beaucoup plus élevées dans les régions circumnucléaires. Par exemple, Bianchi et al. (2000a), en utilisant un modèle de transfert radiatif appliqué à une distribution spectrale d'énergie complète de l'ultraviolet lointain à l'infrarouge lointain (de 910 Å à 850 μm) de la galaxie NGC 6946, ont trouvé une absorption centrale de l'ordre de 5 magnitudes dans le bleu, contre une absorption moyenne $A_V \approx 0.5$ mag. Si l'on modélise la distribution de la poussière par rapport aux étoiles non plus comme homogène mais structurée en nuages, l'absorption diminue au plus de 1 mag (Bianchi et al. 2000b).

Enfin, les mécanismes et efficacités de formation d'étoiles sont très dissemblables dans les disques et dans les régions centrales. La première différence est liée aux densités de gaz, qui sont plus grandes par 1 à 3 ordres de magnitude dans les centres (Kennicutt 1998b). Le plus souvent, l'essentiel du gaz circumnucléaire est observé sous forme moléculaire, et la distribution du gaz atomique neutre est parfois déprimée dans cette région centrale. Tacconi & Young (1986), par exemple, ont mis en évidence ce genre de ségrégation des phases du gaz interstellaire dans la galaxie (riche en gaz atomique) NGC 6946. Wang (1990), à partir d'une compilation de données HI et CO de 15 galaxies, confirme que le gaz moléculaire domine presque toujours la densité de gaz au centre, excepté dans les galaxies de faible masse qui contiennent plus de gaz sous forme atomique. La deuxième différence essentielle concerne la vitesse angulaire de rotation, qui décroît du centre vers l'extérieur. L'échelle de temps dynamique (la période de rotation du gaz) est donc beaucoup plus petite dans les régions centrales.

Kennicutt (1998b), utilisant un échantillon qui regroupe des galaxies spirales normales et des starbursts circumnucléaires ou se produisant à l'échelle d'une galaxie entière, a montré que la loi de formation d'étoiles, reliant la densité de colonne moyenne du gaz au taux de formation d'étoiles par unité de surface, reste la même sur plus de trois ordres de magnitudes et peut se paramétrer de façon équivalente comme une loi de Schmidt, $\Sigma_{\text{SFR}} \propto \Sigma_{\text{gaz}}^{(1.3-1.5)}$, ou comme $\Sigma_{\text{SFR}} \propto \Sigma_{\text{gaz}} \Omega_{\text{gaz}}$, où Ω_{gaz} est la vitesse angulaire de rotation du gaz. Cela implique que l'efficacité de formation d'étoiles (c'est à dire le taux de formation d'étoiles par unité de masse de gaz disponible) est d'autant plus grande que la densité de gaz l'est aussi. Dans les régions centrales des galaxies, l'efficacité de formation d'étoiles est donc beaucoup plus élevée, et les effets de rétroaction sur le milieu interstellaire plus importants.

Si le gaz est suffisamment dense, il n'est pas besoin de mécanisme spécial comme le passage d'une onde de densité pour induire une contraction des nuages moléculaires, comme dans les bras spiraux. Dans des anneaux associés à des résonances internes de Lindblad, existent des orbites chaotiques qui favorisent la collision des nuages.

V.2.1 Publication

The relationship between star formation rates and mid-infrared emission in galactic disks

H. Roussel, M. Sauvage & L. Vigroux

accepté pour publication dans *Astronomy & Astrophysics* (2001)

Je reproduis ici l'abrégé puis les conclusions de cet article :

Les brillances de surface moyennes en $H\alpha$ et en infrarouge moyen sont comparées dans les disques d'un échantillon de galaxies spirales proches observées par ISOCAM. Il en résulte que, dans les disques spiraux, l'émission de la poussière à 7 et 15 μm constitue un traceur valable de la formation d'étoiles. Le fait que le rapport des flux à 15 et 7 μm soit quasiment constant dans des conditions d'excitation globales diverses indique une origine commune, les porteurs des bandes aromatiques infrarouges, et implique qu'à ces longueurs d'onde, l'émission de la poussière dans les disques de galaxies normales est dominée par les régions de photodissociation, et non par les régions HII elles-mêmes.

Cette nouvelle corrélation entre l'infrarouge moyen et la raie $H\alpha$ est utilisée pour examiner la nature de la relation entre l'infrarouge lointain (60 et 100 μm) et $H\alpha$. Bien que les régions centrales ne soient pas séparables du disque dans l'infrarouge lointain, nous montrons qu'une contribution circumnucléaire à l'émission de la poussière, sans réel équivalent en $H\alpha$, est le responsable le plus probable de la non-linéarité connue entre les flux en infrarouge lointain et en $H\alpha$ des galaxies spirales.

Nous déduisons d'une calibration primaire en flux $H\alpha$ de la littérature une calibration des flux à 7 et 15 μm en termes de taux de formation d'étoiles. Nous insistons aussi sur les limites d'applicabilité de cette conversion, qui ne devrait pas être appliquée sans précautions à des galaxies de nature inconnue.

Les flux en infrarouge moyen peuvent être considérés comme des indicateurs de formation d'étoiles fiables dans des environnements d'activité modérée tels que les disques de galaxies spirales. Les spectres entre 5 et 18 μm des disques sont dominés par des bandes aromatiques, qui sont liées beaucoup plus étroitement au rayonnement des étoiles jeunes qu'à la lumière bleue, qui provient d'étoiles de toutes masses et de tous âges.

La calibration en termes de taux de formation d'étoiles que nous proposons dépend bien sûr de la fonction de masse initiale adoptée, mais surtout de la correction d'extinction appliquée aux flux $H\alpha$. La dispersion dans les flux $H\alpha$ par rapport à la corrélation linéaire, 0.19 dex, est bien plus petite que la correction d'extinction de 0.44 dex. Nous trouvons une dispersion bivariationnelle d'un facteur 1.37 autour de la corrélation linéaire, et une dispersion dans chaque variable d'un

facteur 1.56, à $7\ \mu\text{m}$ comme à $15\ \mu\text{m}$. Malgré cette large dispersion, notre calibration peut être employée de façon significative pour de grands échantillons, car la densité de taux de formation d'étoiles a une dynamique bien plus étendue (dans notre échantillon, elle varie par plus d'un facteur 50).

Néanmoins, il faut garder à l'esprit plusieurs limitations :

- La poussière peut être chauffée par le rayonnement provenant de régions HII à grande distance ; elle peut aussi, dans des régions diffuses, être chauffée principalement par des populations stellaires évoluées. La relation entre les flux en infrarouge moyen et les taux de formation d'étoiles est donc certainement beaucoup plus complexe dans des régions spatiales limitées que si l'on considère l'émission intégrée.
- Concernant les galaxies lointaines détectées dans les relevés profonds, seuls les flux totaux sont mesurables, et peuvent provenir de façon prédominante des régions galactiques centrales. Dans ce cas, le lien entre la formation d'étoiles et l'émission en infrarouge moyen peut aussi différer radicalement. En effet, l'utilisation des flux totaux, en infrarouge lointain comme à $15\ \mu\text{m}$, introduit une non-linéarité dans la corrélation avec les flux $H\alpha$. Plusieurs effets interviennent sans doute : un état thermodynamique des grains différent de celui dans les disques ; une absorption plus élevée en $H\alpha$; une contribution dominante de populations post-starburst du bulbe au chauffage de la poussière, en l'absence de formation d'étoiles conséquente.
- Les galaxies spirales de notre échantillon sont probablement de métallicité proche de la valeur solaire. Cependant, la composition de la poussière est modifiée par une déficience en métaux (qui est observée dans les galaxies naines irrégulières et bleues compactes). Si l'abondance des grains carbonés chute, l'émission en infrarouge moyen, dans un champ de rayonnement donné, sera réduite (Sauvage et al. 1990 ; Boselli et al. 1998). Les bandes aromatiques sont souvent absentes ou de faible intensité dans les galaxies naines, à la fois à cause de cet effet et de la destruction des particules par les photons ultraviolets durs, très pénétrants dans les milieux sous-métalliques (Madden 2000).
- Dans des environnements à métallicité normale mais très actifs, les porteurs des bandes aromatiques peuvent aussi être détruits ou subir des transformations chimiques, mais ces effets n'ont pas encore été quantifiés.

Malgré tout, cette relation entre flux en infrarouge moyen et taux de formation d'étoiles, dont l'applicabilité n'a été démontrée que dans les disques normaux, a une utilité pour interpréter les relevés de galaxies réalisés dans les filtres LW3 ($15\ \mu\text{m}$) et LW2 ($7\ \mu\text{m}$). A des décalages spectraux de l'ordre de 1.2, l'émission au repos en LW2 se retrouve dans la bande passante de LW3. Notre calibration doit donc fournir une limite inférieure des taux de formation d'étoiles, car pour des activités de formation d'étoiles supérieures à celles de notre échantillon, la redistribution d'énergie favorise la bande LW3 (les très petits grains réémettent plus d'énergie). Les observations présentées par Boulanger et al. (1998) de régions Galactiques (un nuage diffus et quatre régions de photodissociation) montrent que l'émission dans les bandes aromatiques augmentent avec la densité d'énergie du rayonnement ultraviolet, linéairement aux basses densités d'énergie puis plus lentement. A cause d'effets de dilution, la densité d'énergie à laquelle se produit cette transition, au-dessus de 10^3 fois la valeur du voisinage solaire, est incertaine. Cependant, le même type de comportement doit être observable dans l'émission intégrée des galaxies.

Un critère de validité simple de notre relation, pour des galaxies non résolues, serait une couleur au repos F_{15}/F_7 de l'ordre de 1, garantissant que les régions centrales contribuent faiblement aux flux totaux, ou abritent des populations stellaires comparables à celles des disques (non starbursts).

The relationship between star formation rates and mid-infrared emission in galactic disks^{*}

H. Roussel¹, M. Sauvage¹, L. Vigroux¹, and A. Bosma²

¹ DAPNIA/Service d'Astrophysique, CEA/Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette cedex, France

² Observatoire de Marseille, 2 Place Le Verrier, 13248 Marseille cedex 4, France

Received 2 February 1999 / Accepted 19 March 2001

Abstract. The H α and mid-infrared mean disk surface brightnesses are compared in a sample of nearby spirals observed by ISOCAM. This shows that, in spiral disks, dust emission at 7 and 15 μm provides a reasonable star formation tracer. The fact that the 15 to 7 μm flux ratio is nearly constant in various global exciting conditions indicates a common origin, namely the aromatic infrared band carriers, and implies that at these wavelengths, dust emission from the disks of normal galaxies is dominated by photodissociation regions and not by HII regions themselves.

We use this newly-found correlation between the mid-infrared and the H α line to investigate the nature of the link between the far-infrared (60 and 100 μm) and H α . Although the separation of the central regions from the disk is impossible to achieve in the far-infrared, we show that a circumnuclear contribution to the dust emission, having no equivalent counterpart in H α , is most likely responsible for the well-known non-linearity between far-infrared and H α fluxes in spiral galaxies.

We derive a calibration of 7 and 15 μm fluxes in terms of star formation rates from a primary calibration of H α in the literature, and also outline the applicability limits of the proposed conversion, which should not be blindly extrapolated to objects whose nature is unknown.

Key words. galaxies: spiral – galaxies: ISM – stars: formation – infrared: ISM

1. Introduction

Whether mid-infrared emission can be considered a reliable tracer of the massive stellar content of normal and isolated spirals is still unclear. The accepted interpretation of mid-IR spectra of galaxies (see the review by Puget & Léger 1989; Désert et al. 1990) is that they consist primarily of a composite of a featureless continuum and of a family of aromatic bands, the so-called unidentified infrared bands (UIBs). The continuum emission is attributed to very small grains, VSGs (Désert et al. 1990), of which little is known, while various carbonaceous materials have been suggested as candidates to carry the UIBs, among which the PAH model (polycyclic aromatic hydrocarbons) of Léger & Puget (1984) has been a long-time favorite. However, the recent work of Boulanger et al. (1998) indicates that UIB carriers are likely aggregates of several hundred atoms rather than macro-molecules. It is important to realize that under most radiation field conditions,

both components are out of thermal equilibrium and undergo large temperature fluctuations of several hundred K.

Sturm et al. (2000) have provided a census of the continuum emission and of emission features (UIBs and ionic lines) found from 2.4 to 45 μm in typical starburst galaxies, and which are potentially present in our data as well. Emission from the envelopes of cold stars can also contribute in the 7 μm bandpass, but it is negligible in our sample, except possibly in the disks of two S0/a–Sa galaxies.

This dual nature of the mid-infrared emission (produced mainly by two dust phases, UIB carriers and VSGs) makes the existence of a direct link with massive stars unlikely. A further complication is that even if both species are predominantly heated by high energy radiation, their excitation by optical and near ultraviolet photons may be significant in environments where old stellar populations dominate. Indeed, aromatic bands are ubiquitous in the diffuse interstellar medium (Giard et al. 1989; Mattila et al. 1996) and are also observed in regions where the ultraviolet radiation density is insufficient to account for their heating (Sellgren et al. 1990; Boulade et al. 1996; Uchida

Send offprint requests to: H. Roussel (e-mail: hroussel@cea.fr)

^{*} Based on observations with ISO, an ESA project with instruments funded by ESA Member States (especially the PI countries: France, Germany, the Netherlands and the United Kingdom) and with the participation of ISAS and NASA.

et al. 1998, 2000). When observing extragalactic objects, emission arising in star forming regions is mixed with that arising in the interstellar medium associated with more evolved stars. Therefore, the accuracy with which mid-infrared emission traces star formation should in principle depend on the balance between these two heating sources. This can be checked either by investigating spatially resolved galaxies, or by building global energy budgets. As we will show later, the flux fraction due to heating by old stellar populations is generally quite small in spiral galaxies, as already noted by Lemke et al. (1998).

An attempt to link the mid-infrared emission of galaxies with recent star formation is, however, encouraged by the following fact: resolved observations of individual regions in our Galaxy have revealed that aromatic bands are closely associated with the photodissociation shells and surfaces of molecular clouds in the vicinity of HII regions or hot stars, while the VSG continuum strongly peaks inside HII regions (Cesarsky et al. 1996; Tran 1998; Verstraete et al. 1996). Given that both types of sites are intimately linked with the presence of massive stars, a strong coupling between mid-infrared emission and present-day star formation could exist.

An invaluable advantage of infrared observations over optical recombination lines or the ultraviolet continuum resides in their much lower sensitivity to interstellar extinction, thus providing insights into obscured star forming regions. Besides, if it is confirmed that young stars are the major heating source of dust emitting at 7 and 15 μm , mid-infrared fluxes could provide a more acceptable star formation tracer than far-infrared fluxes, since the latter have been shown to contain a cirrus component (Helou 1986) which dominates the mean emission from morphological types Sa to Sc (Sauvage & Thuan 1992) and is responsible for a strong non-linearity in the correlation between far-infrared and H α fluxes. A vast literature covers the advantages and limitations of interpreting far-infrared emission as a star formation indicator, and includes for instance Lonsdale-Persson & Helou (1987), Devereux & Young (1990) and Smith & Harvey (1996). A summary of the issues in question can be found *e.g.* in Sauvage & Thuan (1992) or in Kennicutt (1998b).

On the other hand, since survey programs performed with ISO have focussed on observations at 7 and 15 μm , investigating the relationship between the emission in these bandpasses and star formation rates would be very helpful for their physical interpretation.

To tackle this question, we use a sample of 69 galaxies observed by ISOCAM in two broadband filters centered at 7 and 15 μm . All the galaxies being nearby, the achieved spatial resolution is sufficient to delineate distinct structural entities (spiral arms, giant HII complexes, the circumnuclear concentration, etc.). Distances to the sample galaxies range from 4 to 60 Mpc, which translates into linear resolutions of 110 pc to 1.7 kpc at 7 μm (full width at half maximum of the point spread function). This allows a clear differentiation of the mid-infrared properties of central regions and disks, a study described in Roussel et al.

(2000a and b, hereafter Atlas and Paper I). In this paper, we use this advantage to restrict ourselves to the study of galactic disks. Our motivation for that is manifold:

- (1) The mid-infrared colors of galaxies in our sample are relatively uniform in the disks, while the circumnuclear regions can show strong 15 μm emission excesses, suggesting the existence of a different thermodynamical state of dust in the central parts of galaxies.
- (2) Since we want to establish a calibration of mid-infrared fluxes in terms of star formation rates, we need to compare them with a direct primary star formation tracer and so far, few of them sample equally well the disk and the nuclear regions of galaxies, mainly because of extinction.
- (3) It has been shown (Kennicutt 1998a) that star formation processes and physical conditions prevailing in nuclei are widely different from those of disks.

In Sect. 2 we present our sample and the methods used to collect the photometric information needed for our analysis. Sect. 3 demonstrates the validity of mid-infrared fluxes as star formation tracers in galactic disks. In Sect. 4 we discuss the applicability limits of our calibration and the implications of our findings on the interpretation of the far-infrared emission of galaxies.

2. The galaxy sample and photometric data

The sample of spiral galaxies considered here is made from the partial merging of five ISOCAM programs:

- *Camspir* (PI: L. Vigroux) which mapped nearby very large spiral galaxies extensively observed in other interstellar tracers, allowing detailed spatial analyses.
- *Cambarre* (PI: C. Bonoli) which mapped barred spiral galaxies, selected to span the variety of bar and Hubble types and a large range of infrared luminosities.
- resolved spirals from the complete survey of the *Virgo* program (PI: J. Lequeux; see Boselli et al. 1998).
- non-Seyfert spirals, with no strong signs of tidal interaction, from the *Sf_glx* program (PI: G. Helou; see Dale et al. 2000) which selected galaxies sampling the IRAS color-color diagram (Helou 1986).
- identically chosen spirals from the *Galir* program (PI: T. Onaka) that aimed at constructing infrared spectral energy distributions of normal galaxies, in preparation for the Japanese mission IRTS.

The resulting sample comprises 69 galaxies spanning the whole de Vaucouleurs spiral sequence from S0/a to Sdm. All were observed in raster mode in the two filters LW2 centered at 7 μm (5–8.5 μm) and LW3 centered at 15 μm (12–18 μm), with a pixel size of 3'' or 6''. General information and a deeper discussion of the mid-infrared properties of these galaxies can be found in Paper I, together with the spectra between 5 and 16 μm observed in five of them. The detailed description of data reduction appears in the Atlas, that also presents the 7 μm maps. We simply note here that we processed all maps in a homogeneous way, including those already published.

2.1. $H\alpha$ data

Since the goal of this paper is to assess the reliability of mid-infrared emission as a star formation tracer, we need to collect data on a primary indicator. Recombination lines, which trace the existence of massive stars, are an obvious choice: well-established calibrations in terms of star formation rate (SFR) exist, and their production by post-AGB stars, as seen in ellipticals (Binette et al. 1994), is negligible in star-forming galaxies (Kennicutt 1998a).

We therefore searched the literature for integrated $H\alpha$ photometry. In addition, some $H\alpha$ maps were kindly made available to us by J.A. García-Barreto for NGC 1022 and NGC 4691 (published in García-Barreto et al. 1996); T. Storchi-Bergmann for NGC 1097 and NGC 1672 (published in Storchi-Bergmann et al. 1996); M. Naslund for NGC 1365 (published in Lindblad 1999, courtesy of S. Jörsäter, M. Naslund and J.J. Hester); C. Feinstein for NGC 7552 (data published in Feinstein 1997); M.W. Regan via D. Reynaud for NGC 1530 (published in Regan et al. 1996); S.D. Ryder via A. Vogler for NGC 5236 (published in Ryder et al. 1995; Vogler et al. 2000); F. Viallefond for NGC 5457. Some of these maps have been corrected for a spatial gradient, using the background, or for an over-subtraction of the continuum emission, using I-band images. In some cases, we also performed the flux-calibration, using data from the literature inside various apertures.

Concerning galaxies for which we have no map, the bulk of the data comes from Young et al. (1996). We note that this reference provides ($H\alpha + [\text{NII}]$) fluxes systematically higher than those of Kennicutt & Kent (1983) for the galaxies in common (by a factor ranging from about one to two). We thus preferred to adopt data from Young et al. (1996) or other references, but for six of our galaxies, they were taken from Kennicutt & Kent (1983); we have corrected them by a factor 1.16, following Kennicutt (1998b)'s prescription, and we have checked that the optical diameter of these galaxies is less than or comparable to the $H\alpha$ aperture used (except for VCC 2058: the optical size and $H\alpha$ aperture are respectively $4.27'$ and $3'$).

Since the central regions of most galaxies in our sample stand out in the mid-infrared as having different properties from the disk (see Paper I and the Atlas) and as the contamination of $H\alpha$ fluxes by nuclear regions can be significant in galaxies harboring non-stellar activity or starburst, and for all the reasons emphasized in Sect. 1, we chose to exclude the central regions from both mid-infrared and $H\alpha$ measurements. For this purpose, we used matched apertures which were dictated by the available $H\alpha$ data in the literature. We aimed at subtracting circumnuclear fluxes of sufficiently large a region to match that region inside which most of a possible $15\ \mu\text{m}$ excess is located. It was straightforward to achieve this when we could directly perform measurements on $H\alpha$ maps. However, this could not be achieved in practice for all galaxies, due to the difficulty of finding suitable $H\alpha$ data. When such nuclear data are not available or were measured only inside an aperture

significantly smaller than the size of the circumnuclear region in the mid-infrared (this concerns 8 galaxies out of 44), we checked that the circumnuclear F_{15}/F_7 color is low (below 1.2), *i.e.* shares the main characteristic of disks. This ensures that we are not introducing a strong bias, because the color indicates that the star formation process and extinction should be close to those found in disks. The aperture used by Pogge (1989) (from whom the central $H\alpha$ fluxes of 8 galaxies are obtained) is not given explicitly, but could be estimated from his $H\alpha$ images, except for VCC 460 and VCC 857, for which we have assumed that it is equal to the infrared size of the central region. This could be problematic in the case of VCC 460, whose central color is high ($F_{15}/F_7 = 2.55$). However, all these uncertainties remain a negligible source of error with respect to the extinction correction.

Most $H\alpha$ measurements (at $6563\ \text{\AA}$) include the two neighboring $[\text{NII}]$ lines (the most intense at $6583\ \text{\AA}$ and another one at $6548\ \text{\AA}$). We applied the same correction as Kennicutt (1983) for average $[\text{NII}]$ contamination in disk HII regions (25% of the total flux). The $[\text{NII}]/H\alpha$ ratio is in general higher in central regions than in disk HII regions (*e.g.* Brand et al. 1981), but we have removed central ($[\text{NII}] + H\alpha$) fluxes, and ratios in disks are little dispersed (Kennicutt & Kent 1983).

We also made use of the value given by Kennicutt (1983) for average and uniform extinction in the $H\alpha$ line (expected to be the major source of uncertainty, since it amounts to 1.1 mag). It is clear that a uniform extinction correction is in principle very far from the true correction that should be applied. However, we can first expect that regions where the extinction most significantly departs from this value are located in the central parts of galaxies, which we have excluded from the present analysis. Second, it is on $H\alpha$ data corrected in this way that SFR calibrations are built. And third, apart from observationally deriving the extinction in each object, it is not possible to define a correction scheme (*e.g.* based on Hubble type, or on global Balmer decrement) that does not introduce as much uncertainty and bias as it supposedly removes. We therefore choose to confine ourselves to this uniform correction scheme, bearing in mind that our conclusions are relative to this method of correcting $H\alpha$ data in order to estimate the SFR.

Control on the bias that we introduce thereby can be found in an examination of the $H\alpha$ to $15\ \mu\text{m}$ flux ratio (since we apply a uniform correction on the $H\alpha$ data, it makes no difference here whether these are corrected or not). The variation of the ratio of $H\alpha$ to $15\ \mu\text{m}$ fluxes as a function of the inclination (estimated from kinematical data or, if unavailable, from the ratio of major to minor isophotal diameters) is a pure scatter diagram. We also checked that separating our sample into two morphological classes (22 S0/a–Sb and 20 Sbc–Sdm) did not result in significant a difference in the $H\alpha$ to $15\ \mu\text{m}$ flux ratio: the logarithmic means in the two subsamples are respectively -0.67 ± 0.18 and -0.66 ± 0.21 . Finally, no trend can be seen in a plot of the $H\alpha$ to $15\ \mu\text{m}$ flux ratio versus

the size-normalized $H\alpha$ flux (see section 3 for a definition of this quantity). Since the $15\ \mu\text{m}$ emission is much less prone to absorption, we are therefore confident that no systematic variation in the extinction affects the $H\alpha$ data. Furthermore, the values of $F_{15}/F(H\alpha)$ in our sample are all compatible with moderate absorption if compared with the values observed in M 51 (Sauvage et al. 1996).

Galactic extinction was corrected using the blue absorptions listed in the RC3 together with the extinction curve of Cardelli et al. (1989). The galaxies for which suitable $H\alpha$ data were found are listed in Table 1 with their total and central fluxes.

2.2. Mid-IR photometry

We have measured total fluxes as explained in the Atlas, and central fluxes inside the same aperture as that used for $H\alpha$, in images treated with an algorithm designed to correct for dilution effects, also described in the Atlas. The disk flux is then the difference between the total flux and the corrected nuclear flux. The resulting central flux fractions which have been removed and disk fluxes are given in Table 1.

As already mentioned, the aperture of $H\alpha$ measurements matches reasonably well the size of the circumnuclear concentration in the images corrected for dilution. We call the attention of our readers to the fact that the size of the aperture used to measure central mid-IR fluxes in this paper is different from that used in Paper I. In Paper I, since we did not have the constraint to match the mid-IR aperture to that available for data taken at a different wavelength, the size of the central regions was measured on non-deconvolved mid-IR surface brightness profiles. The aperture sizes given in Table 1 are thus different from those used in Paper I.

Typical errors on disk fluxes are expected to be of the order of 20 or 30%, mainly due to the camera memory effects¹ and to flux calibration uncertainties.

3. The star formation rate scaling in galactic disks

In M 51 and NGC 7331 for example, there exists a striking correspondence between the spatial distributions of $H\alpha$ and $15\ \mu\text{m}$ emission (Sauvage et al. 1996; Smith 1998). When we compare in detail our 7 and $15\ \mu\text{m}$ maps with the $H\alpha$ maps at our disposal, all structures, such as rings, bars and arms, are very similar at the three wavelengths, even without correction for the different angular resolutions and sensitivities. Thus, it is tempting to check the robustness of this correlation in a more quantitative approach. If it holds for total fluxes, it would indicate a strong relationship between mid-infrared dust emission and the SFR.

We first have to cancel identifiable bias sources in our data. In addition to the varying contribution of the cen-

tral regions, the most obvious one is a scale effect, *i.e.* large – or bright – galaxies tend to be bright at all wavelengths, and comparing them with small and faint galaxies introduces artificial correlation of the data. Another bias results from the use of luminosities instead of fluxes: an incorrect estimation of distances introduces dispersion and the presence of the distance squared on both axes also produces an artificial correlation. We therefore have to normalize our data by another galaxy property, independent of both mid-infrared and $H\alpha$ emission. We chose for such a quantity the disk area (from the major diameter at the blue isophote $\mu_B = 25\ \text{mag arcsec}^{-2}$, defined in the RC3). We stress that even though the normalization of fluxes by the disk area gives quantities that are formally surface brightnesses, these should not be identified with mid-infrared or $H\alpha$ surface brightnesses. The normalization is only used to avoid the scale-effect in our sample. In the following, we will refer to the quantities obtained in this way as “size-normalized” fluxes.

We applied two fitting procedures. The first one is the classical minimization of squared distances to a line, with an equal treatment of both variables. The second one is the minimization of absolute values instead of squares, again bivariate, and is more robust to outlier points. Fig. 1a shows the dependence of the size-normalized $15\ \mu\text{m}$ on the size-normalized $H\alpha$ fluxes. The best least squares fit implies that F_{15} scales as $F(H\alpha)^{1.01}$, with a correlation coefficient of 0.91; the 3σ interval for the slope is [0.81; 1.25]. The results for $7\ \mu\text{m}$ are quite similar to those for $15\ \mu\text{m}$ (Fig. 1b), with approximately the same power law. That the 7 and $15\ \mu\text{m}$ flux densities appear interchangeable in Fig. 1 may come at first as a surprise given the already growing amount of literature data indicating that regions of high star formation activity appear as regions of enhanced $15\ \mu\text{m}$ emission with respect to $7\ \mu\text{m}$ (Vigroux et al. 1996; Sauvage et al. 1996; Dale et al. 2000). However it is also clear that: (1) not all star forming regions show a $15\ \mu\text{m}$ excess (see *e.g.* the color data in Dale et al. 2000 and our Atlas) and (2) the excess appears only above a certain threshold in star-formation activity. This last point is amply demonstrated by the so-called ISO-IRAS color-color diagram (Vigroux et al. 1999; Helou 2000) that plots the F_{15}/F_7 ISO color versus the F_{60}/F_{100} IRAS color: for most of the F_{60}/F_{100} range, the F_{15}/F_7 color is nearly constant and around 1, and only starts to increase for the hottest F_{60}/F_{100} colors, corresponding to starburst and interacting galaxies. For normal spiral galaxies such as those in our sample, the F_{15}/F_7 color does not significantly deviate from 1. In fact, we show in Paper I that changes of the global F_{15}/F_7 color of spirals are strictly due to the circumnuclear regions which are not included in Fig. 1. Spiral disks exhibit a F_{15}/F_7 color of 0.89 ± 0.14 (in flux density units, *i.e.* in Jy).

The fact that the 7 and $15\ \mu\text{m}$ fluxes show similar variations with radiation density (in disks) is somewhat puzzling, as they were originally thought to behave quite differently, since the main emission sites of aromatic bands and VSGs (respectively photodissociation regions and HII

¹ The stabilization correction that we applied uses the latest available technique taking into account the detector characteristics, described in Coulais & Abergel (2000).

regions) are distinct. A likely explanation is that when averaged in disks, the $15\ \mu\text{m}$ emission is no longer dominated by VSGs as in HII regions but by a part of the feature composed of the aromatic bands at 11.3 and $12.7\ \mu\text{m}$, and thus shares a common origin with the $7\ \mu\text{m}$ emission. This is what can be seen in our few mid-IR spectra (Paper I). Other fainter UIBs are additionally present in the $13\text{--}18\ \mu\text{m}$ range (see for instance Hony et al. 2001). A further confirmation of the common origin of the 7 and $15\ \mu\text{m}$ fluxes in disks can be found in the fact that the dependence of F_{15}/F_7 on the IRAS color F_{25}/F_{12} is weak for low ratios ($F_{25}/F_{12} < 2$) and begins to strengthen only for relatively hot colors: as the $25\ \mu\text{m}$ flux density is clearly due to VSGs, this indicates another origin for the $15\ \mu\text{m}$ flux density in the low F_{25}/F_{12} range.

Fig. 1 thus implies that on the scale of galactic disks, in the mid-infrared, HII regions are seen only through their effect of globally increasing the interstellar radiation field. Since impulsive heating of aromatic band carriers by single photons causes the shape of the spectrum to be very insensitive to the radiation intensity (Boulanger et al. 1996), this explains the constant F_{15}/F_7 ratio observed in our sample. It results from this that even over the large range in HII region sizes and densities seen along the Hubble sequence, what we observe in disks is mainly the emission from photodissociation regions, and the filling factor by HII regions is always comparatively small.

Although mid-IR emission can in principle originate from regions where old stars dominate, when integrated throughout spiral disks, the emission in both bandpasses traces young stars and the heating provided by a more evolved population appears negligible. Otherwise, the $F_{15}/\text{H}\alpha$ ratio would increase with decreasing SFR surface density, as the importance of the diffuse interstellar medium relative to star forming regions is then higher; this is not observed, and neither is a variation of $F_{15}/\text{H}\alpha$ with Hubble type.

An alternative cause of the observed correlation could be a much more indirect link between star formation and dust emission, both of them being causally associated with the molecular gas phase (dust is mixed with gas, and stars form out of molecular clouds), and these two links then simulate a direct connection between the presence of massive stars and dust excitation. We have no means of deciding which scenario is the more likely, and they would observationally be extremely difficult to test, in particular because molecular gas mass estimations are not accurate enough. Nevertheless, the presence of molecular gas is a prerequisite but certainly not a sufficient condition for star formation, so that the link between the two is not more direct than the link between young stars and dust emission.

Assuming a purely linear correlation between UIB and $\text{H}\alpha$ emission (as indicated in Fig. 1 by the dashed line) and using the $\text{H}\alpha$ -SFR calibration of Kennicutt (1998a) leads to the following scalings:

$$\text{SFR} (\text{M}_\odot \text{ yr}^{-1}) = 6.5 \cdot 10^{-9} L(15\ \mu\text{m}_{\text{UIB}}) (L_{\odot\text{bol}})$$

$$= 2.4 \cdot 10^{-9} L(7\ \mu\text{m}_{\text{UIB}}) (L_{\odot\text{bol}}) \quad (1)$$

with $L_{\odot\text{bol}} = 3.827 \cdot 10^{26}$ W (this assumes solar abundances, and a Salpeter IMF ranging from 0.1 to $100\ \text{M}_\odot$). Flux densities at 7 and $15\ \mu\text{m}$ were converted into luminosities using bandpasses of $16.18\ \text{THz}$ and $6.75\ \text{THz}$ respectively. These formulas are applicable only when the mid-infrared emission is dominated by UIBs, with a negligible VSG continuum, which is the case in disks of galaxies, but is not always verified at $15\ \mu\text{m}$ (in galactic central regions, for instance).

In our sample, size-normalized SFRs in disks (we mean here physical regions defined in Paper I) range between about 0.3 and $20\ \text{M}_\odot \text{ kyr}^{-1} \text{ kpc}^{-2}$, from VCC 1043 to NGC 5236, and SFRs of disks between about 0.12 and $8\ \text{M}_\odot \text{ yr}^{-1}$.

We emphasize that the relationship found between dust emission and the $\text{H}\alpha$ recombination line is unique and is not reproduced if the $\text{H}\alpha$ emission is replaced by an observable tracing more evolved stellar populations, such as the blue luminosity, coming from the RC3 (Fig. 2).

4. Discussion

4.1. Integrated versus local quantities

The above calibration, derived from integrated disk fluxes, should not be applied locally in small regions of disks, for several reasons:

- In the diffuse interstellar medium, far away from any star-forming site, a substantial part of UIB carrier heating may be provided by optical photons, since it has been demonstrated, for instance in reflection nebulae, that this type of heating can be efficient (Uchida et al. 1998). Looking at quantities integrated over large spatial scales, we average in our beam all the stellar populations contributing to the excitation of dust. Since dust heating by ionizing photons is much more efficient than by near-ultraviolet or optical photons, a small population of massive stars mixed with a large population of low-mass stars can still dominate dust heating as soon as it exceeds a certain threshold, still to be determined. It is clear that this could no longer be the case in selected regions of galaxies.
- Close to HII regions and in some giant star formation complexes, the F_{15}/F_7 color is observed to rise above the mean value in disks (see for instance NGC 5457 in the Atlas), revealing a thermodynamical state different from that in disks for the species emitting at these two wavelengths. This $15\ \mu\text{m}$ excess clearly breaks down the symmetry of the 15 and $7\ \mu\text{m}$ fluxes, and then most likely the validity of our calibration.
- A significant fraction of ionizing photons is able to escape HII regions, and possibly to propagate to very large distances. In such a configuration, a physical link between young stars and dust heating can be established only using integrated fluxes.

To support the last caveat, we note that Beckman et al. (2000) propose, from their study of $H\alpha$ luminosity functions of HII regions, that the estimated ionizing luminosity able to escape the most luminous HII regions is more than sufficient to ionize the warm diffuse interstellar medium (see also Oey & Kennicutt 1997 and references therein); it is hence also able to heat dust to comparable distances. If the idea that the diffuse ionized gas is excited by the photons escaping from HII regions is confirmed, then the high $H\alpha$ luminosity fractions attributable to this diffuse medium (30–50% according to *e.g.* Ferguson et al. 1996) imply that a correct assessment of star formation activity cannot be made if restricted to limited regions, neither using recombination lines nor using the infrared emission.

Vogler et al. (2000) have looked at the relationship between $H\alpha$ and $7\mu\text{m}$ fluxes locally inside the disk of NGC 5236, using resolution elements of $12''$ ($\approx 300\text{ pc}$ at our adopted distance). They find a very large dispersion, mostly at low flux levels, so that the correlation that we report here breaks down at kpc-scales. It is however difficult to disentangle in the observed scatter the role played by variable extinction in the $H\alpha$ line (spatially and also as a function of brightness) from a physical decorrelation.

4.2. Mid-IR versus far-IR emission as tracers of star formation

In Sect. 3, restricting ourselves to spiral disks, we have found that mid-IR luminosities can be used to trace the level of star formation. As mentioned in Sect. 1, numerous attempts to use the far-IR luminosity as a tracer of star formation have already been presented (see *e.g.* Devereux & Young 1990; Kennicutt 1998a and references therein). It is thus worthwhile to examine whether the tracer we propose here presents some significant advantage over the far-IR one. The main problem with the far-IR luminosity is that the heating radiation required for grains to emit in that wavelength range can easily be provided by relatively old stars of 10^8 yr or more (Buat & Xu 1996) and thus the information derived on the SFR is different from that obtained from $H\alpha$. In other terms, when plotting far-IR versus $H\alpha$ data, there is a hidden variable which corresponds to the amount of energy provided by non-ionizing stars. It is this hidden variable which has previously been deemed responsible of the significant non-linearity of the far-IR– $H\alpha$ correlation (*e.g.* Lonsdale-Persson & Helou 1987).

Fig. 3 shows that the two integrated far-IR and $15\mu\text{m}$ size-normalized fluxes are tightly and linearly correlated. Consequently, there cannot be major differences in the heating source for the small grains responsible for the $15\mu\text{m}$ emission and the large grains emitting in the far-infrared. If we restrict ourselves to galaxies with small circumnuclear contribution (in Fig. 3, those for which the two symbols used are close to each other), this suggests that in galaxies which are dominated by their disk, the far-infrared emission is an equivalently good star formation tracer as the 15 and $7\mu\text{m}$ emission.

In Fig. 4, we plot the correlation between the size-normalized *total* far-IR and $H\alpha$ fluxes for galaxies in our sample. Given the very poor spatial resolution of current far-IR instruments, it is impossible to separate nuclear and disk contributions. We see here that the correlation is worse than that obtained in Fig. 1 and in particular that the well-known non-linearity of the correlation is found in our sample too: a least-square fit to our data gives a slope of 1.35 .² The results obtained are highly dependent on the adopted references for IRAS fluxes among the various catalogs (Moshir et al. 1989; Rice et al. 1988; Soifer et al. 1989; Helou et al. 1988; Sanders et al. 1995; Rush et al. 1993; Thuan & Sauvage 1992; PSC), which may partially account for the dispersion. However, we have tried to identify the most reliable fluxes by optimizing the agreement between our 7 and $15\mu\text{m}$ fluxes and IRAS $12\mu\text{m}$ fluxes, whose bandpass overlaps with both ISOCAM bandpasses.

Looking for the origin of this non-linearity, we find that it is mainly introduced in our sample by prominent circumnuclear regions. Indeed, when the fraction of the $15\mu\text{m}$ flux contributed by central regions increases (from nearly 0 to nearly 1), the mean $F_{\text{FIR}}/F(H\alpha)$ ratio rises from ≈ 130 to ≈ 480 . The increase of $F_{\text{FIR}}/F(H\alpha)$ is also connected with the appearance of high F_{15}/F_7 colors, which have been shown in Paper I to originate in central regions of galaxies whose total mid-infrared emission is dominated by a central starburst. We can further check this finding by estimating the fraction of far-IR emission arising from the disk alone and producing an analog of Fig. 1 for the far-IR. Since no spatially-resolved measurements are available, we have to rely on disk flux fractions measured at $15\mu\text{m}$ and assume that they can account for the true fractions in the far-IR. Given that total $15\mu\text{m}$ and far-IR fluxes are tightly correlated, this assumption is sensible. This empirical correction succeeds in linearizing the far-IR– $H\alpha$ relationship and reducing the scatter: the least squares and least absolute deviation fits give a slope of respectively $1.01^{+0.25}_{-0.20}$ and 1.07 . This demonstrates that it is the circumnuclear contribution which creates the non-linearities observed in previous attempts to correlate the far-infrared and $H\alpha$ fluxes.

To further support this view, we have looked at correlations between *total* mid-infrared and $H\alpha$ fluxes, adding the two galaxies whose mid-infrared and $H\alpha$ emission is highly concentrated, NGC 1022 and 4691. Fig. 5 shows the result at $15\mu\text{m}$, compared with what we have previously obtained in disks. Owing to the fact that $H\alpha$ data were found for only few centrally dominated galaxies with a $15\mu\text{m}$ excess, the relationship for total fluxes is not much different from that for disk fluxes. However, the fits indicate that the dispersion is already higher and that we introduced a non-linearity. As the extinction in circumnuclear regions is expected to be higher than in the average

² Using a large sample drawn from the $H\alpha$ catalogues mentioned in Sect. 2 and applying a robust estimation method to reduce the effects of outlying points, since a significant scatter is present, we obtain $\Sigma(F_{\text{FIR}}) \propto \Sigma(H\alpha)^{1.43}$.

disk, the interpretation of the cause for the non-linearity is not straightforward. We postpone the detailed study of mid-infrared emission and other star formation estimates in circumnuclear and starburst regions (Förster Schreiber & Roussel, in preparation), and outline that the relationship found here is strictly valid only in disks, and cannot be extrapolated easily.

4.3. Applicability at high redshift

In cosmological surveys with the HST, SFRs are measured with fluxes that correspond to ultraviolet wavelengths in the rest-frame of distant galaxies. For this reason, we have tried to compare the SFRs deduced from mid-infrared fluxes using Eq. 1 with the SFRs derived from ultraviolet fluxes at 1650 \AA using the calibration given in Kennicutt (1998a). The data come from Rifatto et al. (1995), Deharveng et al. (1994) and Bell & Kennicutt (2000) (whose filters are not centered exactly at 1650 \AA but at 1615 and 1521 \AA), and the sample was limited to galaxies either with a disk flux fraction above 0.7 or with $F_{15}/F_7 \leq 1.2$ (respectively 20 and 29 objects), both criteria leading to the same conclusion. UV fluxes have only been corrected for Galactic extinction in the same way as $H\alpha$, and the internal extinction has been estimated by the requirement that the 7 or $15 \mu\text{m}$ and ultraviolet SFR values agree for each spiral. Resulting UV absorptions range between 0.2 and 2.6 mag, and their median value amounts to 1.4 – 1.7 mag. We recall that our calibration assumes an $H\alpha$ absorption of 1.1 mag, and that changing $A(H\alpha)$ would change A_{1650} by the same amount.

We can compare these numbers with those obtained in the high-redshift sample of Flores et al. (1999) ($0.2 < z < 1.1$), who have performed a similar comparison between star formation rates derived from ultraviolet and infrared observations. They have extrapolated ultraviolet fluxes at 2800 \AA from spectral energy distributions above 4350 \AA , using a grid of spectro-photometric evolutionary models, and have also estimated total infrared fluxes from 8 to $1000 \mu\text{m}$ from mid-infrared and radio fluxes, fitted by a set of templates. Assuming the same IMF as in the present work and the SFR calibrations of Kennicutt (1998a) both in terms of UV and IR fluxes, Flores et al. (1999) derive extinctions in the range $0.5 \leq A_{2800} \leq 2.2$ mag. This translates into $0.6 < A_{1650} < 2.8$, using the extinction curves of Cardelli et al. (1989). Absorption estimates in our sample are thus consistent, well within the uncertainties, with those in the sample of Flores et al. (1999). Hence, although absorption estimates can be flawed by metallicity effects in young galaxies – if they deplete preferentially small carbonaceous grains emitting in the mid-infrared – there is no hint of a significant increase of optical depths with redshift, which implies that the calibration we give likely remains valid in more distant galaxies.

5. Summary and conclusions

We have seen that mid-infrared fluxes can be considered reliable tracers of star formation in relatively quiescent environments such as spiral galactic disks. There, mid-infrared spectra between 5 and $18 \mu\text{m}$ are dominated by aromatic bands, which are much more tightly linked with the radiation from young stars than with the blue-band radiation, to which stars of all masses and ages contribute.

The calibration in terms of SFR that we propose depends of course on the adopted IMF, but most sensitively on the extinction correction applied to $H\alpha$ fluxes. The dispersion in $H\alpha$ fluxes with respect to the linear correlation is 0.19 dex in Fig. 1, much lower than the extinction correction of 0.44 dex. We find a bivariate dispersion around the linear correlation of a factor of 1.37 and a one-dimensional dispersion of a factor of 1.56 , both at 7 and $15 \mu\text{m}$. Despite this large scatter, it is meaningful to apply our calibration to large samples, because the size-normalized SFR shows a much larger range (it varies by more than a factor of 50 across the present sample).

Nevertheless, one must be aware of several limitations:

- Because dust grains can be heated by the radiation from HII regions at large distances from them, and because dust, in some diffuse regions, can be predominantly heated by old stellar populations, the relationship between mid-infrared fluxes and star formation rates is certainly much more complex locally than when considering integrated fluxes.

- For distant objects detected in surveys, the only available information consists of fluxes integrated over the whole galaxy, which can be dominated by the central regions. In this case, the link between star formation and mid-infrared emission can also be completely different. Indeed, we show that considering global fluxes, in the far-infrared as well as at $15 \mu\text{m}$, introduces a non-linearity in the correlation with $H\alpha$ fluxes. This may be due to a combination of several effects: a thermodynamical state of dust grains in central regions different from that in disks; a greater extinction affecting the $H\alpha$ line; a dominant contribution from post-starburst populations of the bulge to dust heating in the absence of significant star formation.

- Our sample comprises only spiral galaxies whose metallicity is thought to be near solar, while metal-deficiency (mostly seen in blue compact and dwarf irregular galaxies) can alter the dust composition and is likely to deplete carbonaceous grains, which tends to lower the mid-infrared emission for a given radiation field (Sauvage et al. 1990; Boselli et al. 1998). The aromatic bands are often absent or very weak in dwarf galaxies, due to the above effect combined with their destruction by the far-ultraviolet radiation, very pervasive in low-metallicity environments (Madden 2000).

- In extremely active environments with normal metallicity, the aromatic band carriers can also be destroyed or experience chemical transformations, but quantitative estimations of these effects are yet unavailable.

However, this relationship between mid-IR fluxes and SFRs that strictly holds only in normal disks can be useful to interpret surveys made in the two filters LW3 ($15\ \mu\text{m}$) and LW2 ($7\ \mu\text{m}$). For galaxies at high redshifts ($z \simeq 1.2$), the LW2 rest frame emission is shifted to the LW3 bandpass. Hence, the calibration given here must provide a lower limit for the true SFR since, for galaxies with greater star formation activity than in the present sample, the energy redistribution favors the LW3 band, as more energy is reradiated by VSGs. Indeed, Boulanger et al. (1998b) have presented observations in resolved Galactic regions (a diffuse cloud and four photodissociation regions) which show that the emission in UIBs tends to rise with the ultraviolet energy density, linearly at low energy densities and more slowly at higher values. The threshold for this transition, above 10^3 times the energy density in the solar neighborhood, is uncertain due to dilution effects. However, the same type of behavior must hold in integrated galaxies.

Dealing with integrated fluxes, a simple validity criterion of the formula presented here would be a rest-frame color $F_{15}/F_7 \simeq 1$, *i.e.* the contribution from the central concentration to the total emission should be low or should arise from heating by a disk-like (non-starburst) stellar population.

Acknowledgements. We warmly thank Antonio García-Barreto, Thaisa Storchi-Bergmann, Magnus Naslund, Carlos Feinstein, Michael Regan, Stuart Ryder and François Viallefond for freely providing their H α maps. We wish to thank Suzanne Madden for taking part in the improvement of the manuscript and Hervé Aussel for a discussion about high redshift studies of star formation.

The ISOCAM data presented in this paper were analyzed using and adapting the CIA package, a joint development by the ESA Astrophysics Division and the ISOCAM Consortium (led by the PI C. Cesarsky, Direction des Sciences de la Matière, C.E.A., France).

References

- Armus L., Heckman T.M. & Miley G.K., 1990, ApJ 364, 471
- Beckman J.E., Rozas M., Zurita A., Watson R.A. & Knapen J.H., 2000, AJ 119, 2728
- Bell E.F. & Kennicutt R.C., 2001, ApJ 548, 681
- Binette L., Magris C.G., Stasińska G., Bruzual A.G., 1994, A&A 292, 13
- Boselli A., Lequeux J., Sauvage M. et al., 1998, A&A 335, 53
- Boulade O., Sauvage M., Altieri B. et al., 1996, A&A 315, L85
- Boulanger F., Abergel A., Bernard J.P. et al., 1998b, ASP Conf. Series 132, 15
- Boulanger F., Boissel P., Cesarsky D. & Ryter C., 1998a, A&A 339, 194
- Boulanger F., Reach W.T., Abergel A. et al., 1996, A&A 315, L325
- Brand P.W.J.L., Coulson I.M. & Zealey W.J., 1981, MNRAS 195, 353
- Buat V. & Xu C. 1996, A&A 306, 61
- Cardelli J.A., Clayton G.C. & Mathis J.S., 1989, ApJ 345, 245
- Cesarsky D., Lequeux J., Abergel A. et al., 1996, A&A 315, L309
- Coulais A. & Abergel A., 2000, A&AS 141, 533
- Crocker D.A., Baugus P.D. & Buta R., 1996, ApJS 105, 353
- Dale D.A., Silbermann N.A., Helou G. et al., 2000, AJ 120, 583
- Deharveng J.-M., Sasseen T.P., Buat V. et al., 1994, A&A 289, 715
- Désert F.-X., Boulanger F. & Puget J.L., 1990, A&A 237, 215
- Devereux N.A. & Young J.S., 1990, ApJ 350, L25
- Engargiola G., 1991, ApJS 76, 875
- Falcke H., Wilson A.S. & Simpson C., 1998, ApJ 502, 199
- Feinstein C., 1997, ApJS 112, 29
- Ferguson A.M.N., Wyse R.F.G., Gallagher J.S. & Hunter D.A., 1996, AJ 111, 2265
- Flores H., Hammer F., Thuan T.X. et al., 1999, ApJ 517, 148
- Förster-Schreiber N.M. & Roussel H., 2001, in preparation
- García-Barreto J.A., Franco J., Carrillo R., Venegas S. & Escalante-Ramírez B., 1996, RMxAA 32, 89
- Giard M., Pajot F., Lamarre J.M., Serra G. & Caux E., 1989, A&A 215, 92
- Greenawalt B., Walterbos R.A.M., Thilker D. et al., 1998, ApJ 506, 135
- Hameed S. & Devereux N., 1999, AJ 118, 730
- Helou G., 2000, in *Infrared astronomy: today and tomorrow*, Les Houches Summer School Aug. 1998, ed. Springer-Verlag, 337
- Helou G., Khan I.R., Malek L. & Boehmer L., 1988, ApJS 68, 151
- Helou G., 1986, ApJ 311, L33
- Ho L.C., Filippenko A.V. & Sargent W.L.W., 1997, ApJS 112, 315
- Hony S., van Kerckhoven C., Peeters E. et al., 2001, A&A 370, 1030
- Keel W.C., 1983, ApJS 52, 229
- Kennicutt R.C., 1998a, ARA&A 36, 189
- Kennicutt R.C., 1998b, ApJ 498, 541
- Kennicutt R.C., Tamblyn P. & Congdon C.W., 1994, ApJ 435, 22
- Kennicutt R.C., Keel W.C., van der Hulst J.M., Hummel E. & Roettiger K.A., 1987, AJ 93, 1011
- Kennicutt R.C., 1983, ApJ 272, 54
- Kennicutt R.C. & Kent S.M., 1983, AJ 88, 1094
- Léger A. & Puget J.L., 1984, A&A 137, L5
- Lemke D., Mattila K., Lehtinen K. et al., 1998, A&A 331, 742
- Lindblad P.O., 1999, A&AR 9, 221
- Lonsdale-Persson C.J. & Helou G., 1987, ApJ 314, 513
- Madden S.C., 2000, New Astr. Review 44, 249
- Mattila K., Lemke D., Haikala L.K. et al., 1996, A&A 315, L353

- Moshir M., Copan G., Conrow T. et al., 1989, IRAS Faint Source Catalog
- Oey M.S. & Kennicutt R.C., 1997, MNRAS 291, 827
- Pogge R.W., 1989, ApJS 71, 433
- Puget J.L. & Léger A., 1989, ARAA 27, 161
- Regan M.W., Teuben P.J. & Vogel S.N., 1996, AJ 112, 2549
- Rice W., Lonsdale C.J., Soifer B.T. et al., 1988, ApJS 68, 91
- Rifatto A., Longo G. & Capaccioli M., 1995, A&AS 114, 527
- Romanishin W., 1990, AJ 100, 373
- Roussel H., Vigroux L., Bosma A., Sauvage M. et al., 2001a, A&A 369, 473 (Atlas)
- Roussel H., Sauvage M., Vigroux L., Bosma A. et al., 2001b, accepted for A&A (Paper I)
- Rush B., Malkan M.A. & Spinoglio L., 1993, ApJS 89, 1
- Ryder S.D., Hungerford A., Dopita M.A. et al., 1995, in “The Opacity of Spiral Disks”, ed. J.I. Davies & D. Burstein (Dordrecht: Kluwer), 359
- Ryder S.D. & Dopita M.A., 1994, ApJ 430, 142
- Sanders D.B., Egami E., Lipari S., Mirabel I.F. & Soifer B.T., 1995, AJ 110, 1993
- Sauvage M., Blommaert J., Boulanger F. et al., 1996, A&A 315, L89
- Sauvage M. & Thuan T.X., 1992, ApJ 396, L69
- Sauvage M., Thuan T.X. & Vigroux L., 1990, A&A 237, 296
- Sellgren K., Luan L. & Werner M.W., 1990, ApJ 359, 384
- Sheth K., Regan M.W., Vogel S.N. & Teuben P.J., 2000, ApJ 532, 221
- Smith B.J., 1998, ApJ 500, 181
- Smith B.J. & Harvey P.M., 1996, ApJ 468, 139
- Soifer B.T., Boehmer L., Neugebauer G. & Sanders D.B., 1989, AJ 98, 766
- Stauffer J.R., 1983, ApJ 264, 14
- Storchi-Bergmann T., Wilson A.S. & Baldwin J.A., 1996, ApJ 460, 252
- Sturm E., Lutz D., Tran D. et al., 2000, A&A 358, 481
- Thuan T.X. & Sauvage M., 1992, A&AS 92, 749
- Tran D., 1998, PhD thesis, University of Paris XI
- Uchida K.I., Sellgren K., Werner M.W., Houdashelt M.L., 2000, ApJ 530, 817
- Uchida K.I., Sellgren K. & Werner M., 1998, ApJ 493, L109
- de Vaucouleurs G., de Vaucouleurs A., Corwin H.G. et al., 1991, Third Reference Cat. of Bright Galaxies (RC3)
- Véron-Cetty M.-P. & Véron P., 1986, A&AS 66, 335
- Verstraete L., Puget J.L., Falgarone E. et al., 1996, A&A 315, L337
- Vigroux L. et al., 1999, in “The universe as seen by ISO”, October 20-23 1998, Paris, ESA SP-427
- Vigroux L. Mirabel I.F., Altieri B. et al., 1996, A&A, 315, L93
- Vogler A., Madden S., Sauvage M. et al., 2001, in preparation
- Wang J., Heckman T.M. & Lehnert M.D., 1999, ApJ 515, 97
- Young J.S., Allen L., Kenney J.D.P., Lesser A. & Rownd B., 1996, AJ 112, 1903

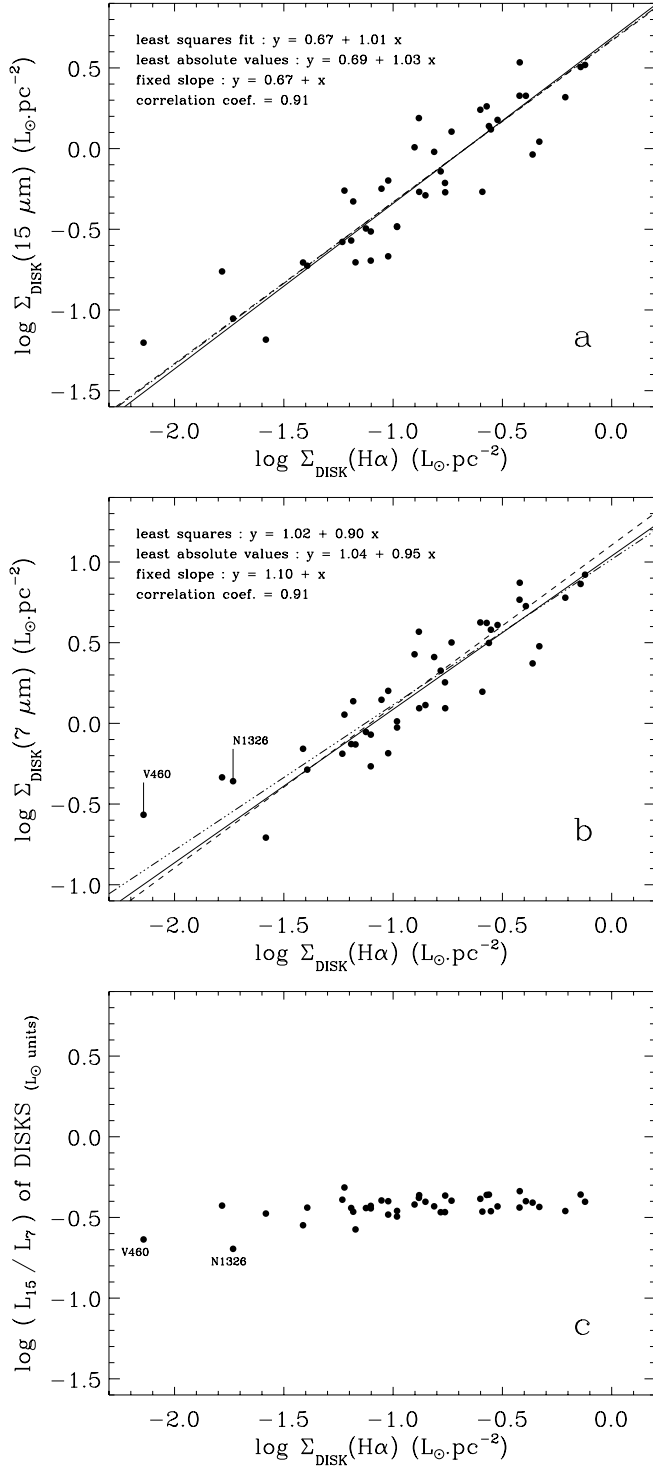


Fig. 1. Relationship between size-normalized fluxes of H α and: (a) F_{15} (12 to 18 μm); (b) F_7 (5 to 8.5 μm). The dashed line is the linear correlation. The best least squares fit and least absolute deviation fit are shown as dot-dashed and solid lines. NGC 4736 and NGC 6744 were excluded because their disk was not completely mapped at 7 and 15 μm . Excluding in (b) the two galaxies with suspected significant contribution from stellar emission at 7 μm , because of their low F_{15}/F_7 ratios (VCC 460 and NGC 1326), the fitted slopes become 1.00 and 1.07, instead of 0.90 and 0.95. (c) shows that F_{15}/F_7 is constant with a good approximation in disks. Flux density ratios (Jy units) can be obtained applying a factor 2.40 (0.38 dex).

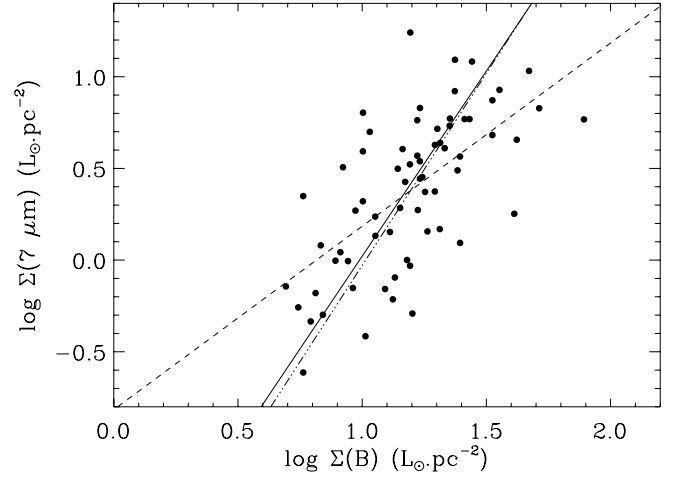


Fig. 2. Comparison of total size-normalized fluxes in the blue band and at 7 μm . The dashed line is the linear correlation, and the best least squares fit and best least absolute deviation fit are shown as dot-dashed and solid lines. The fitted slopes are 2.10 and 2.02, with a 1σ confidence interval [1.85; 2.41] and a linear correlation coefficient of 0.65. Using 15 μm fluxes instead of 7 μm fluxes or H-band fluxes for the stellar emission leads to very similar results. Restricting the sample to the galaxies present in Fig. 1 or to the galaxies dominated by disk emission at 15 μm by more than 70% also produces similarly dispersed distributions with fitted slopes always above 1.6.

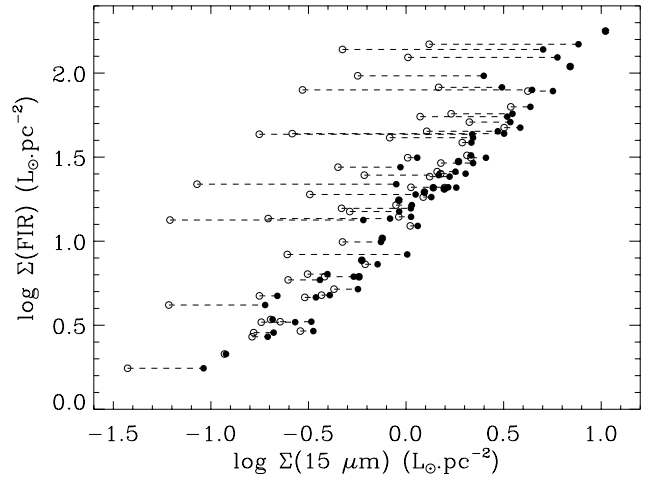


Fig. 3. Proportionality between far-infrared and mid-infrared size-normalized fluxes. Far-IR fluxes are a combination of 60 and 100 μm IRAS fluxes as defined in Helou et al. (1988). Filled circles represent total fluxes and open circles show the effect of taking into account only bare disks, as defined in Paper I (this was possible only at 15 μm , since galaxies are not resolved by IRAS). The best least-squares fit gives a slope of $1.08^{+0.11}_{-0.10}$ at a 3σ confidence level) with a correlation coefficient of 0.97. The relationship with 7 μm fluxes is similar, but more dispersed and with a slightly higher slope ($1.20^{+0.18}_{-0.15}$ at a 3σ confidence level).

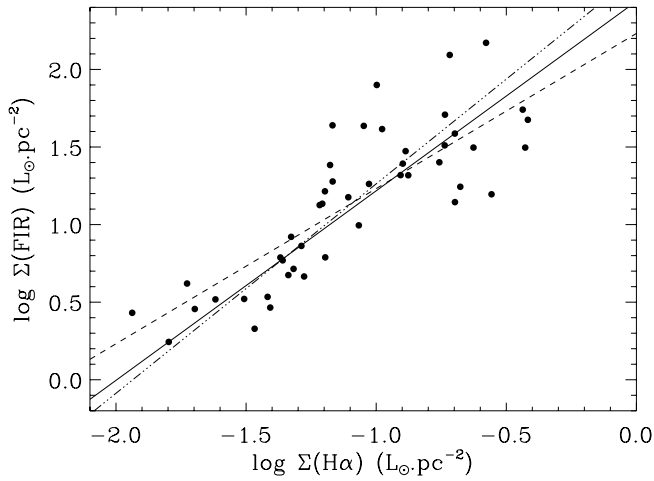


Fig. 4. Relationship between total far-IR and $H\alpha$ size-normalized fluxes. The dashed line represents the linear correlation, the dot-dashed line the least squares fits, and the solid line the least absolute deviation fit, with respective slopes $1.35^{+0.50}_{-0.34}$ (3σ interval) and 1.22.

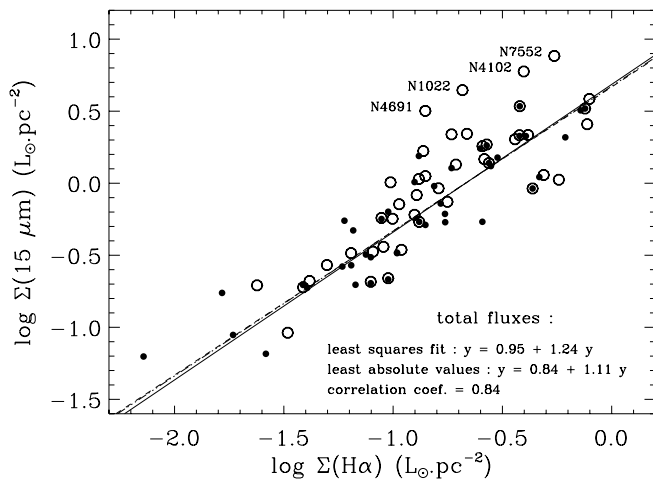


Fig. 5. Same as Fig. 1, with *total* size-normalized $15\ \mu\text{m}$ and $H\alpha$ fluxes superimposed, shown as empty circles. The solid and dot-dashed lines correspond to the fits on disk fluxes of Fig. 1. The names of the most strongly deviating galaxies and the numerical results of the fits on total fluxes are indicated. At $7\ \mu\text{m}$, only NGC 1022 and 4691 tend to stray from the relationship found in disks.

Table 1. Photometric data. Galaxies are named according to the VCC catalog for the *Virgo* program and according to the NGC catalog for other programs.

name	$(\text{H}\alpha + [\text{NII}])_{\text{TOT}}^a$ (log W m ⁻²)	D_C^b (arcsec)	$(\text{H}\alpha + [\text{NII}])_{\text{CEN}}^a$ (log W m ⁻²)	f_{C15}^c	f_{C7}^c	$F_{15\text{DISK}}^d$	$F_{7\text{DISK}}^d$ (mJy)	refs ^e
N337	-14.38	4. × 4.	-15.69	0.03	0.03	288.27	327.34	11a,21
N1022	-14.91			≈ 1	≈ 1			8, ..
N1097	-13.94	45.	-14.27	0.76	0.60	540.84	846.37	20,20
N1365	-13.74	40.	-14.32	0.71	0.54	1306.65	1701.55	12,12
N1433	-14.67	26.	-15.39	0.31	0.26	246.95	283.21	2, 2
N1530 (-)	-14.46	28.	-15.32	0.44	0.38	337.69	356.16	14,14
N1672	-13.93	32.	-14.40	0.58	0.48	842.58	1030.42	20,20
N4027	-14.41	4. × 4.	-16.21	0.01	0.01	668.50	765.68	11a,21
N4535	-14.26	≈ 10.	-15.22	0.11	0.08	1000.65	1047.02	24,13
N4691	-14.94			≈ 1	≈ 1			6, ..
N4736	-13.27	≈ 10.	-15.65	0.06	0.05	3970.51	3702.07	24,13
N5194	-13.33	89.	-14.10	0.25	0.22	5969.43	6728.27	24, 7
N5236	-12.87	33.	-13.97	0.17	0.14	16737.02	15933.28	11b,16
N5383 (-)	-14.23	22.3	-14.49	0.49	0.41	169.72	205.100	18,18
N5457	-13.17	35.	-15.18	0.02	0.02	5295.81	5920.03	11b,22
N6744 (-)	-13.54	4. × 4.	-16.95	0.01	0.01	1494.72	2414.59	17,21
N7552	-14.19	21.3	-14.50	0.83	0.69	475.78	574.27	5, 5
V66 (N4178)	-14.59	2. × 4.	-17.22	0.02	0.01	178.19	225.74	24, 9
V92 (N4192)	-14.39	≈ 5.	-15.61	0.06	0.03	591.66	872.36	24,13
V460 (N4293)	-14.90	≈ 12.	-14.99	0.67	0.29	62.34	112.59	24,13
V692 (N4351)	-15.43	8.	-16.18	0.12	0.12	40.28	46.48	24,19
V836 (N4388)	-14.50	12.	-14.97	0.73	0.38	267.86	308.83	11b, 4
V857 (N4394)	-14.96	≈ 10.	-16.56	0.09	0.09	127.13	147.36	24,13
V912 (N4413)	-15.13					92.98	89.25	24, ..
V1043 (N4438)	-14.61	8.	-15.28	0.29	0.20	149.30	186.32	24,19
V1110 (N4450)	-15.17	≈ 10.	-15.68	0.11	0.09	150.36	167.55	24,13
V1379 (N4498)	-15.01	8.	-16.53	0.05	0.05	89.63	107.73	24,19
V1673 (N4567) (+)	-14.93	8.	-16.20	0.05	0.04	279.19	306.28	24,19
V1676 (N4568) (+)	-14.53	8.	-15.88	0.08	0.06	1016.44	1014.13	24,19
V1690 (N4569)	-14.22	8.	-15.21	0.19	0.08	758.34	776.63	24,19
V1727 (N4579)	-14.45	≈ 10.	-14.93	0.17	0.07	513.84	624.93	24,13
V1972 (N4647)	-14.66	8.1	-16.09	0.04	0.03	454.66	459.85	24,10
V1987 (N4654)	-14.32	≈ 10.	-15.64	0.05	0.05	962.89	1000.25	15,13
V2058 (N4689)	-14.78	8.	-16.83	0.02	0.02	323.91	335.34	11a,19
N986	-14.47	17.8	-15.00	0.57	0.36	454.91	512.01	8, 8
N1326	-14.71	26.	-14.78	0.85	0.69	42.17	87.09	2, 2
N1385	-14.31	4. × 4.	-15.93	0.02	0.01	768.69	804.42	11a,21
N3885	-14.96	14.8	-15.13	0.75	0.75	99.60	85.69	8, 8
N4041	-14.25					751.86	792.81	24, ..
N4102	-14.43	34.4 × 34.4	-14.66	0.88	0.69	207.48	254.07	1, 1
N4519	-14.74	8.	-16.31	0.28	0.08	168.59	162.81	24,19
N4713	-14.49					209.41	223.64	15, ..
N5962	-14.62	4. × 4.	-16.50	0.02	0.01	500.70	479.09	11a,21
N6753	-14.63					646.77	586.44	2, ..
N6946 (-)	-12.98	45.	-13.70	0.19	0.11	8640.46	10401.74	23, 3
N7218	-14.75					273.49	260.59	11a, ..

^a corrected for Galactic extinction using the RC3 blue absorptions and the extinction curve of Cardelli et al. (1989). Total pure H α fluxes, available for N1530, N5383, N6744 and N6946, were made homogeneous with (H α + [NII]) fluxes by applying a factor 4/3.

^b diameter aperture or slit dimensions of the measurement used to remove a central H α contribution.

^c approximate fractions of central mid-infrared fluxes inside the same aperture as used for H α (corrected for dilution effects).

^d mid-infrared fluxes after removal of the central contribution matched to the H α aperture.

^e Reference codes for the total H α flux and the central H α flux.

(1) Armus et al. (1990) ; (2) Crocker et al. (1996) ; (3) Engargiola (1991) ; (4) Falcke et al. (1998) ; (5) map provided by C. Feinstein ; (6) map provided by J.A. García-Barreto ; (7) map taken from the electronic edition of Greenawalt et al. (1998) ; (8) Hameed & Devereux (1999) ; (9) Ho et al. (1997) ; (10) Keel (1983) ; (11a) Kennicutt & Kent (1983) ; (11b) Kennicutt et al. (1994) ; (12) map provided by M. Naslund ; (13) Pogge (1989) ; (14) map provided by M. Regan ; (15) Romanishin (1990) ; (16) map provided by S.D. Ryder ; (17) Ryder & Dopita (1994) ; (18) Sheth et al. (2000) ; (19) Stauffer (1983) ; (20) map provided by T. Storchi-Bergmann ; (21) Véron-Cetty & Véron (1986) ; (22) map provided by F. Viallefond ; (23) Wang et al. (1999) ; (24) Young et al. (1996).

The correction for stellar absorption of Ho et al. (1997) was cancelled, using their data.

⁽⁺⁾ close system : we used the total H α flux listed by Young et al. (1996) weighted by the two contributions inside a smaller aperture derived from Kennicutt et al. (1987).

⁽⁻⁾ (H α + [NII]) flux estimated from a pure H α flux.

V.3 Précisions sur les conséquences pour l'infrarouge lointain

Nous venons de voir que la résolution angulaire dont nous disposons en infrarouge moyen, qui nous permet de séparer les régions galactiques centrales des disques, nous fournit par là-même des renseignements sur les variations spatiales probables de l'émission en infrarouge lointain. Rappelons que les flux totaux à $15\ \mu\text{m}$ et en infrarouge lointain sont corrélés linéairement dans l'échantillon de galaxies étudié. Sellgren et al. (1990), dans leur étude de nébuleuses par réflexion, avaient déjà noté que I_{12}/I_{bolFIR} (le rapport de la puissance émise à $12\ \mu\text{m}$ sur la puissance bolométrique estimée en infrarouge lointain) ne montrait aucune variation systématique en fonction de la température de l'étoile excitatrice. Sauvage & Thuan (1994) ont également mis en évidence une étroite corrélation entre les flux à 12 et $100\ \mu\text{m}$ dans un échantillon de galaxies spirales sélectionnées optiquement. Cette bonne adéquation de l'émission en infrarouge moyen avec l'émission en infrarouge lointain suggère que leur distribution spatiale doit être similaire.

La figure V.11 indique sans ambiguïté que les régions centrales de galaxies qui ont des couleurs F_{15}/F_7 élevées et dominant l'émission en infrarouge moyen (voir le chapitre VI pour la démonstration que des couleurs globales élevées sont dues à des couleurs centrales élevées) sont responsables d'une forte augmentation du rapport $L_{\text{FIR}}/L_{\text{H}\alpha}$. Cependant, la raison exacte de cette augmentation n'est pas élucidée : ce pourrait être soit à cause d'une plus forte extinction en $\text{H}\alpha$ dans les régions centrales, soit par un chauffage additionnel de la poussière par des populations stellaires vieilles résidant dans le bulbe, et suffisamment denses pour fournir une densité de rayonnement élevée (Sauvage & Thuan 1994), soit que l'efficacité de conversion des photons ionisants en photons infrarouges soit accrue. J'examine ci-dessous le lien entre la formation d'étoiles et l'émission en infrarouge moyen dans les régions centrales de quelques galaxies de l'échantillon.

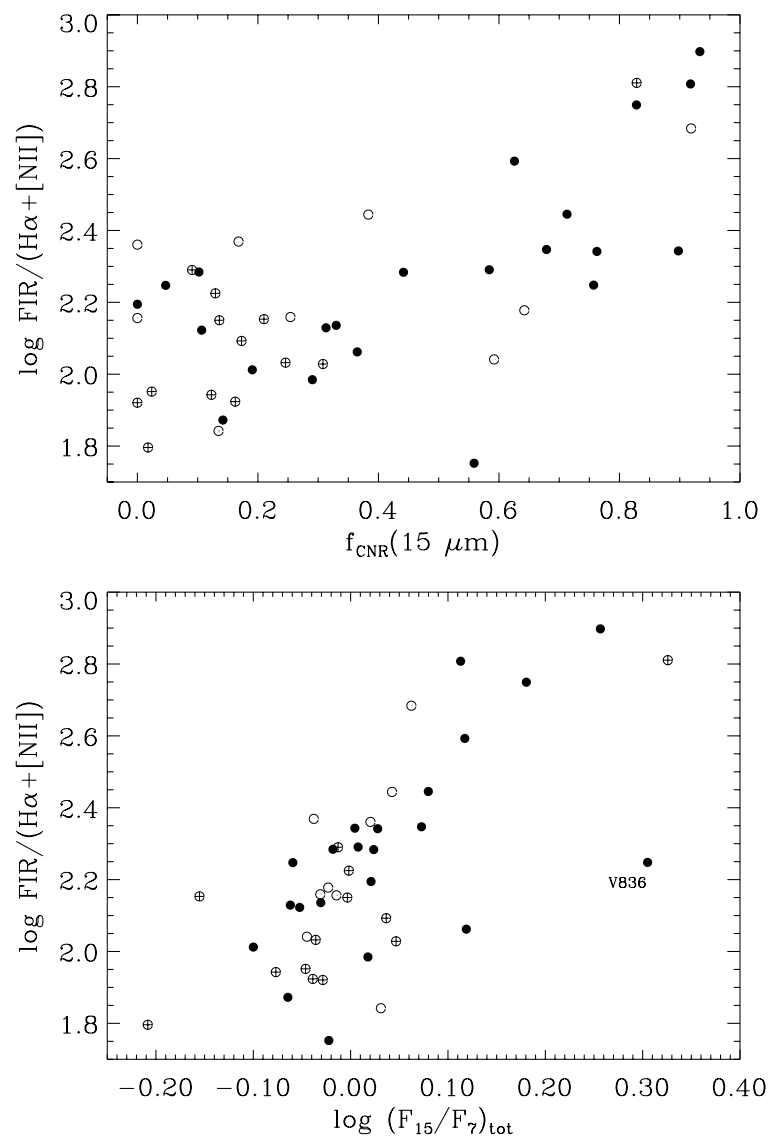


Figure V.11: Rapport des puissances émises en infrarouge lointain et dans les raies ($\text{H}\alpha + [\text{NII}]$) en fonction de la fraction du flux total à $15 \mu\text{m}$ provenant des régions circum-nucléaires (**en haut**) et de la couleur F_{15}/F_7 totale (**en bas**). La valeur moyenne de l'ordonnée est d'environ 340 pour les galaxies dominées par leurs régions centrales ($f_{\text{CNR}}(15 \mu\text{m}) > 0.5$) et 140 pour les autres. La galaxie dont le nom est indiqué, V836, est une galaxie de Seyfert dont les activités stellaire et non-stellaire contribuent à parts équivalentes à l'émission infrarouge.

V.4 Dans les régions circumnucléaires

L'étude de l'évolution de la relation entre l'émission de la poussière en infrarouge moyen et l'activité de formation d'étoiles, lorsqu'on passe des conditions prévalant dans les disques spiraux aux starbursts modérés des régions circumnucléaires, a bénéficié d'un résultat obtenu par Natascha Förster-Schreiber (Förster-Schreiber et al. 2001). Dans trois galaxies à sursauts de formation d'étoiles (M 82, NGC 253 et NGC 1808) – beaucoup plus actives que les galaxies de mon échantillon – observées par ISOCAM dans son mode de spectro-imagerie, elle a établi l'existence d'une bonne corrélation entre les flux mesurés à $15\ \mu\text{m}$ dans une bande étroite, et les flux dans la raie [ArII] à $6.99\ \mu\text{m}$, qui doivent être proportionnels aux flux de photons ionisants dans les conditions d'excitation des régions HII des trois galaxies. Comme les régions circumnucléaires des galaxies de mon échantillon ont des activités de formation d'étoiles intermédiaires entre les disques spiraux et ces trois galaxies starbursts, la juxtaposition des données disponibles nous permet d'explorer la relation entre émission de la poussière et taux de formation d'étoiles sur plus de quatre ordres de grandeur.

Pour tenter de résoudre la difficulté d'estimer l'extinction moyenne dans les régions circumnucléaires, j'ai cherché des données dans des raies de recombinaison de l'hydrogène en infrarouge proche. En effet, la raie $\text{Br}\gamma$, par exemple, à $2.17\ \mu\text{m}$, subit une extinction environ 7 fois plus faible que la raie $\text{H}\alpha$, à $6563\ \text{\AA}$ (en utilisant la loi d'extinction de Cardelli et al. 1989), alors que le rapport des extinctions dans les raies $\text{H}\beta$ et $\text{H}\alpha$ est seulement d'environ 1.4, en utilisant la même loi. Nous disposons donc en utilisant le décrément $\text{Br}\gamma/\text{H}\alpha$ d'une meilleure estimation de l'extinction qu'à partir du décrément $\text{H}\alpha/\text{H}\beta$. L'inconvénient de cette méthode est la rareté des données dans les raies de Paschen ou Brackett (qui requièrent une grande sensibilité), et qui plus est dans des ouvertures qui ne soient pas trop petites, de façon à pouvoir réaliser des mesures raisonnables sur les cartes à 7 et $15\ \mu\text{m}$. Par exemple, des données $\text{Br}\gamma$ pour NGC 613, 1672 et 986 n'ont pu être utilisées parce que les ouvertures, inférieures à $6''$, ne sont pas appropriées à notre résolution angulaire.

J'ai aussi essayé d'estimer l'extinction dans la raie $\text{H}\alpha$ en utilisant le continuum radio à différentes fréquences, de manière à pouvoir en séparer les composantes thermique et synchrotron. L'indice spectral de l'émission libre-libre a été supposé valoir -0.1 :

$$\frac{S_\nu}{S_{\nu_0}} = f_{\text{th}}(\nu_0) \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{-0.1} + [1 - f_{\text{th}}(\nu_0)] \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{a_{\text{nth}}} \quad (\text{V.1})$$

où ν_0 est une fréquence de référence, f_{th} la fraction thermique de l'émission et a_{nth} l'indice spectral de l'émission non-thermique. Niklas et al. (1997) trouvent un indice moyen $a_{\text{nth}} \approx -0.8$ pour l'émission radio intégrée des galaxies, dans une fourchette $[-0.4; -1.2]$. Si la composante thermique est connue, l'extinction en $\text{H}\alpha$ peut être déduite de la théorie de la recombinaison en faisant l'hypothèse d'une certaine température électronique. Cette méthode exige de disposer d'observations au moins à trois fréquences (dans des ouvertures compatibles), et si possible allant au-delà de 10 GHz, c'est à dire dans un domaine de fréquence où l'émission ne soit pas entièrement dominée par la composante synchrotron. La fraction thermique et l'indice spectral non-thermique sont par ailleurs très sensibles à de petites variations des flux. Les données que j'ai pu trouver pour une dizaine de galaxies sont trop disparates et trop imprécises pour estimer

Tableau V.1: Photométrie des régions circumnucléaires. Les flux en infrarouge moyen ont été mesurés sur les images traitées avec la procédure analogue de CLEAN.

nom	D_C (arcsec)	$\log \text{Br}\gamma$ (W.m^{-2})	$\log \text{H}\alpha$ (W.m^{-2})	$A(\text{Br}\gamma)$	$A(\text{H}\alpha)$	F_{15} (mJy)	F_7 (mJy)	ref.(Br γ)	ref.(H α)
N1097 ^a	$\approx 30.$	≥ -16.16	-14.59	≥ 0.19	≥ 1.30	1562 ± 94	1134 ± 63	(K)	(H)
N1365 ^b	23.5	-15.71	-14.55	0.36	2.50	2624 ± 366	1564 ± 244	(P88)	(N, O)
N4691 ^c	24.5	-16.43	-15.11	0.29	2.03	493 ± 61	329 ± 39	(P90)	(G)
N5236 ^d	23.5	-15.71	-14.19	0.21	1.45	$\geq 2730 \pm 162$	$\geq 2054 \pm 156$	(P88)	(R)
N7552 ^e	$\approx 12.$	-15.96	-14.71	0.32	2.23	$\geq 1986 \pm 128$	1049 ± 125	(S)	(F)
N4102 ^f	23.5	-16.23				$\geq 1371 \pm 557$	$\geq 444 \pm 111$	(P88)	
N6946 ^g	23.5	-16.21				$\geq 1520 \pm 716$	$\geq 822 \pm 263$	(P88)	
N7771 ^h	$\approx 10.$	≥ -17.26				208 ± 61	162 ± 23	(RK)	

^aNGC 1097 : L'ouverture, qui n'est pas spécifiée clairement, est approximativement la taille de l'anneau. Le flux Br γ est sans doute une limite inférieure à cause des vitesses radiales élevées dans l'anneau et de l'étroitesse du filtre utilisé. Le flux H α peut être surévalué à cause de l'emploi de la relation $\text{H}\alpha = 0.75 (\text{H}\alpha + [\text{NII}])$.

^bNGC 1365 : L'ouverture effective a été calculée à partir de la largeur à mi-hauteur du faisceau, en supposant celui-ci gaussien ($D_C = \text{FWHM}/\sqrt{\ln 2}$).

^cNGC 4691 : L'ouverture effective a été calculée de la même manière que pour NGC 1365.

^dNGC 5236 : Le noyau est saturé à 7 et 15 μm .

^eNGC 7552 : même remarque sur l'ouverture que pour NGC 1097. Le noyau est légèrement saturé à 15 μm . Le flux H α a été estimé par la relation $\text{H}\alpha = 0.75 (\text{H}\alpha + [\text{NII}])$.

^fNGC 4102 : Le noyau est légèrement saturé à 7 et 15 μm .

^gNGC 6946 : Le noyau est saturé à 7 et 15 μm .

^hNGC 7771 : mêmes remarques sur l'ouverture et le flux Br γ que pour NGC 1097.

références : (F) carte H α de C. Feinstein ; (G) carte H α d'A. García-Barreto et García-Barreto et al. (1995) ; (H) Hummel et al. (1987) ; (K) Kotilainen et al. (2000) ; (N) carte H α de M. Naslund ; (O) Osmer et al. (1974) ; (P90) Puxley et al. (1990) ; (P88) Puxley et al. (1988) ; (RK) Reunanen et al. (2000) ; (R) carte H α de S. Ryder ; (S) Schinnerer et al. (1997).

l'extinction à mieux qu'un facteur 2 près, si l'on n'est pas résolument optimiste. Je m'en suis donc tenue à l'utilisation du décrement Br γ /H α .

L'extinction dans la raie H α est obtenue par :

$$\log \left(\frac{\text{H}\alpha}{\text{Br}\gamma} \right)_{obs} = \log \left(\frac{\text{H}\alpha}{\text{Br}\gamma} \right)_{intr} - 0.4 A(\text{H}\alpha) \left(1 - \frac{1}{A(\text{H}\alpha)/A(\text{Br}\gamma)} \right) \quad (\text{V.2})$$

où le rapport intrinsèque $(\text{H}\alpha/\text{Br}\gamma)_{intr}$ est de 103.8 pour des conditions standard dans les régions HII (Kennicutt 1998a) et $A(\text{H}\alpha)/A(\text{Br}\gamma) = 7.03$ selon la loi d'extinction de Cardelli et al. (1989).

En utilisant les cartes H α dont je dispose pour quelques galaxies, il est possible d'adapter l'ouverture photométrique aux données trouvées en infrarouge proche. Lorsque la bande passante inclut les raies [NII], j'ai utilisé la relation $\text{H}\alpha = 0.75 (\text{H}\alpha + [\text{NII}])$ donnée par Kennicutt. Cependant, les rapports [NII]/H α sont en général plus élevés et plus variables dans les régions centrales des galaxies, en cas d'excitation par des chocs ou un rayonnement ultraviolet dur. Les données sont rassemblées dans le tableau V.1.

La figure V.12 montre la mise en commun des données des disques et des données des régions

centrales des galaxies spirales de mon échantillon. Pour les disques, les quantités tracées sont les flux normalisés par la surface du disque optique (voir le chapitre V.2.1), tandis que pour les régions centrales, ce sont de vraies brillances de surface. Bien que ces quantités ne soient pas strictement équivalentes, changer la normalisation revient à faire glisser les points le long d'une droite de pente 1. Malgré les incertitudes assez substantielles, il semble que le prolongement soit meilleur à $7\ \mu\text{m}$ qu'à $15\ \mu\text{m}$. L'émission des régions circumnucléaires doit nécessairement se comporter différemment à ces deux longueurs d'onde, puisque leurs couleurs F_{15}/F_7 sont plus élevées et plus variables que celles des disques. Dans les centres des galaxies, le spectre des bandes d'émission aromatiques reste très semblable à celui des disques. La différence essentielle est l'apparition du continuum thermique émis par les très petits grains au-delà de $10\ \mu\text{m}$, qui se superpose dans la bande passante du filtre à $15\ \mu\text{m}$ aux bandes aromatiques déjà présentes dans les disques.

On peut donc interpréter la brisure dans la relation $\text{H}\alpha$ - $15\ \mu\text{m}$ comme une transition entre des conditions où une seule phase de poussière domine (les porteurs des bandes aromatiques), et des conditions où une autre phase contribue significativement à l'émission ou même la domine (les très petits grains). On aurait pu s'attendre par ailleurs à ce que la relation $\text{H}\alpha$ - $7\ \mu\text{m}$ s'infléchisse pour des grandes densités de photons ionisants. En effet, on a observé que les porteurs des bandes aromatiques sont détruits à l'intérieur des régions HII (par exemple Giard et al. 1994). On peut supposer que lorsque la densité de régions HII augmente, les enveloppes de photodissociation se recouvrent partiellement, provoquant une augmentation du facteur de remplissage du milieu interstellaire par les zones ionisées. Comme l'émission des bandes aromatiques provient surtout des zones de photodissociation et des surfaces des nuages moléculaires (Cesarsky et al. 1996), cela amènerait une saturation de l'émission à $7\ \mu\text{m}$ pour des densités de formation d'étoiles plus grandes. Il semble donc que dans les centres des galaxies étudiées, on n'ait pas atteint ce régime. Qu'en est-il pour des galaxies starbursts ?

Natascha Förster-Schreiber m'a communiqué ses mesures sur les spectres ISOCAM de M 82, NGC 253 et NGC 1808. Pour ces galaxies, l'estimation du flux de photons ionisants, et donc du taux de formation d'étoiles, est fournie par l'observation de la raie interdite $[\text{ArII}]$ à $6.99\ \mu\text{m}$. En supposant que la métallicité est solaire ($[\text{Ar}/\text{H}] = 3.98 \cdot 10^{-6}$), que tous les atomes d'argon sont ionisés une fois, que la densité et la température électroniques sont de l'ordre de $n_e = 300\ \text{cm}^{-3}$ et $T_e = 5000\ \text{K}$ (Förster-Schreiber et al. 2001), les émissivités dans les raies $\text{H}\alpha$ et $[\text{ArII}]$ $6.99\ \mu\text{m}$ sont $\epsilon(\text{H}\alpha) = 6.69 \cdot 10^{-25}\ \text{erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-3}$ et $\epsilon([\text{ArII}]) = 1.55 \cdot 10^{-20}\ \text{erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-3}$. On obtient alors le rapport de flux intrinsèque

$$F(\text{H}\alpha) / F([\text{ArII}]) = \frac{N(\text{H}^+) n_e \epsilon(\text{H}\alpha)}{N(\text{Ar}^+) n_e \epsilon([\text{ArII}] 6.99)} = 10.84. \quad (\text{V.3})$$

A partir des spectres, qui vont de 5 à 16 - $17\ \mu\text{m}$ environ, il est possible de simuler les flux en bande large à $7\ \mu\text{m}$ (5 - $8.5\ \mu\text{m}$), mais pas à $15\ \mu\text{m}$ (12 - $18\ \mu\text{m}$). Pour estimer le niveau du continuum thermique des très petits grains, Natascha a mesuré les flux $F_{15\text{ct}}$ dans l'intervalle 14.81 - $15.19\ \mu\text{m}$, dans une zone qui n'est en principe pas contaminée par des bandes d'émission ou des raies ioniques, et qui n'est pas trop affectée par la non-stabilisation du début des observations (aux plus grandes longueurs d'onde). Il est possible de reproduire ces mesures pour les galaxies de mon échantillon observées en mode de spectro-imagerie, c'est à dire NGC 613, 1097, 1365,

Tableau V.2: Photométrie des régions circumnucléaires dans la bande passante 14.81–15.19 μm . Le facteur de correction de dilution appliqué est celui qui a été déterminé à 15 μm (bande passante 12–18 μm) grâce aux cartes traitées avec l’analogue de CLEAN. Il est donc sous-estimé si la taille du pixel est 3'' pour les cartes et 6'' pour les spectres, ce qui est le cas pour NGC 1097 et 5149 ; cependant, cela est préférable à l’emploi de la PSF (matrice de réponse à une source ponctuelle). La barre d’erreur donnée inclut l’incertitude sur le niveau du fond zodiacal (voir l’Atlas). Pour les galaxies autres que NGC 1365, des fantômes dus aux réflexions à l’intérieur de l’instrument peuvent contribuer au flux (de 10 à 20% à 7 μm , d’après la comparaison photométrique des spectres avec les cartes qui figure dans l’Atlas).

nom	D_C (arcsec)	f_{dil}	$F_{15\text{ ct}}$ (mJy)	$\log H\alpha$ ($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$)
N1097	$\approx 30.$	≥ 1.24	$\geq 1432 \pm 55$	
N1365	23.5	1.32	2639 ± 63	
N5194 ^a	65.	≥ 1.08	$\geq 1101 \pm 138$	-14.44
N5236	23.5	1.30	3942 ± 79	

^aNGC 5194 : Pour cette galaxie, aucune mesure dans la raie Br γ n’est disponible, mais l’extinction en H α peut être grossièrement estimée à l’aide de flux radio mesurés à 49 cm, 2.8 cm, 2 cm et 1.2 cm dans une ouverture de 65'' (Klein et al. 1984) : j’obtiens $1.2 \leq A(H\alpha) \leq 2$. Le flux H α (donné non corrigé de l’extinction) a été estimé par la relation $H\alpha = 0.75 (H\alpha + [\text{NII}])$.

5194 (= M 51) et 5236 (= M 83). Les résultats, en utilisant la même ouverture que pour les flux dans la raie Br γ , sont indiqués dans le tableau V.2. Comme le flux Br γ trouvé pour NGC 613 a été mesuré dans une ouverture trop petite (6'' \times 6'', correspondant à un pixel d’ISOCAM), cette galaxie est écartée. Pour les galaxies du tableau V.1 qui n’ont pas été observées en mode de spectro-imagerie, on peut raisonnablement estimer leur flux dans l’intervalle 14.81–15.19 μm en faisant l’hypothèse que le rapport $F_{15\text{ ct}}/F_{12-18}$ ne dépend que de la couleur F_{15}/F_7 mesurée dans la même région : c’est ce que j’ai fait en utilisant les spectres et cartes de NGC 1097 et 1365 (NGC 5236 est inutilisable parce que son noyau est assez fortement saturé dans les cartes).

Le résultat de la comparaison des galaxies starburst avec les autres est montré en Fig. V.13. Les données des galaxies starbursts n’ont pas été corrigées de l’extinction, qui est assez substantielle même à ces longueurs d’onde (Förster-Schreiber et al. 2001), mais elle affecte de façon similaire la raie [ArII] et le continuum à 15 μm . Les régions circumnucléaires de NGC 1365, 5236 et 7552 chevauchent le domaine d’activité des régions de M 82, NGC 253 et NGC 1808 entourant le cœur du starburst. Pour ces régions circumnucléaires comme pour celles des autres spirales, les observations sont compatibles avec l’existence d’une relation linéaire entre le flux de photons ionisants et l’émission des très petits grains, sur plus de deux ordres de grandeur. Cependant, le décrochement entre les disques et les régions centrales, déjà visible en Fig. V.12 (où les mesures dans l’intervalle 12-18 μm mélangent bandes aromatiques et continuum thermique), est beaucoup plus marqué dans le filtre étroit centré à 15 μm . On peut estimer que ce décrochement se produit pour des densités de photons ionisants moyennes comprises entre $3 \cdot 10^{45}$ et $3 \cdot 10^{46} \text{ s}^{-1} \cdot \text{pc}^{-2}$ (étant entendu que les quantités tracées pour les disques de galaxies ne sont pas de vraies densités de surface et les sous-estiment).

La figure V.14 montre le prolongement de la figure V.12 à 7 μm par l’ajout des galaxies starbursts. Au vu de ces données, l’émission des bandes aromatiques des régions circumnucléaires

des galaxies normales se comporte de la même manière que celle des galaxies starbursts vis à vis du rayonnement ionisant. On commence peut-être à observer le fléchissement attendu dans les cœurs starbursts, à des densités de photons ionisants supérieures à $10^{48} \text{ s}^{-1} \cdot \text{pc}^{-2}$, mais l'effet est incertain et seulement de l'ordre d'un facteur deux. En excluant ces cœurs starbursts, la relation entre taux de formation d'étoiles et émission des bandes aromatiques, calibrée sur les disques de galaxies, est cependant valable sur plus de quatre ordres de grandeurs.

Si l'on applique cette relation directement aux mesures de flux à $7 \mu\text{m}$ des galaxies de l'échantillon, on obtient les distributions de taux de formation d'étoiles totaux, dans les régions centrales et dans les disques montrées en Fig. V.15 à titre indicatif. La densité de surface moyenne de la formation d'étoiles circumnucléaire peut aussi être estimée varier dans notre échantillon entre 0.03 et $1.8 \text{ M}_{\odot} \cdot \text{an}^{-1} \cdot \text{kpc}^{-2}$; ces chiffres correspondent à une moyenne sur des régions centrales étendues, seules accessibles à notre résolution angulaire, mais on peut s'attendre à ce que la formation d'étoiles y soit très inhomogène et localement plus intense.

En résumé, nous avons obtenu une indication solide, et assez surprenante, que les massifs de bandes aromatiques entre 6 et $13 \mu\text{m}$ constituent un traceur quantitatif de la formation stellaire, dans les galaxies de métallicité proche de la valeur solaire, pour des activités aussi diverses que celles observées dans les disques de galaxies spirales normales (même anémiques) à celles observées dans les cœurs (d'une taille de l'ordre de 500 pc) de galaxies starbursts comme M 82. En ce qui concerne la bande d'émission à $3.3 \mu\text{m}$, dont les porteurs sont probablement de même nature que ceux des bandes observées entre 6 et $13 \mu\text{m}$, il faut mentionner que Moorwood (1986) a remarqué une association entre cette bande et l'activité de formation d'étoiles (dans des noyaux galactiques de type HII), et son absence dans les noyaux de Seyfert. Mizutani et al. (1989) ont par ailleurs observé des noyaux starbursts dans la bande à $3.3 \mu\text{m}$ et dans la raie $\text{Br}\gamma$ (en utilisant une ouverture de l'ordre de $6''$, avec une sensibilité tout juste suffisante), et trouvent les variations de ces deux observables compatibles avec une relation linéaire (en flux non normalisés, $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$), sur un peu plus d'un ordre de grandeur, de l'activité nucléaire de NGC 7552 à celle de M 82 (qui font partie de leur échantillon). Nous avons montré que contrairement à une idée communément acceptée, les bandes aromatiques restent un traceur de formation d'étoiles valable dans des environnements environ 10^3 fois moins actifs que les régions centrales de NGC 7552.

Le continuum thermique des très petits grains à $15 \mu\text{m}$ constitue également un bon indicateur de formation d'étoiles, et de plus ne montrant aucune apparence de saturation aux grandes densités de flux de photons ionisants, mais ne peut être utilisé pour des activités comparables ou inférieures à celle du plateau central de M 51, car l'émission est alors décalée vers des longueurs d'onde plus grandes.

Ces résultats ont des implications intéressantes pour l'utilisation des mesures réalisées dans les relevés profonds de galaxies en infrarouge moyen, où sont sélectionnées des galaxies à formation d'étoiles intense et des galaxies abritant un noyau de Seyfert actif. Pourvu que l'on sache faire la distinction entre ces deux types d'activité, qui tous deux se reflètent dans l'émission de la poussière (avec des signatures spectrales différentes, puisque les bandes aromatiques sont détruites à proximité d'un noyau de Seyfert et remplacées par un continuum, comme montré par exemple par Genzel et al. 1998), les flux en infrarouge moyen fournissent une contrainte sur l'évolution de la formation stellaire.

Il serait souhaitable d'étendre le domaine de validité exploré du côté des starbursts plus intenses, et aussi pour des métallicités plus faibles. Notons que d'après Rigopoulou et al. (1999), pour celles des galaxies ultralumineuses en infrarouge (définies par $L_{\text{FIR}} > 10^{12} L_{\odot}$) dont la puissance est estimée provenir principalement de la formation d'étoiles, et non d'un noyau de Seyfert, les rapports des flux dans la bande à $7.7 \mu\text{m}$ et en infrarouge lointain sont similaires à ceux des galaxies starbursts locales, seulement 1.4 fois plus petits en moyenne ; cette légère baisse peut résulter d'une destruction partielle des porteurs de bandes, mais aussi d'une extinction plus élevée en infrarouge moyen. Ce fait laisse déjà supposer que la saturation des bandes aromatiques que nous n'avons pas trouvée dans les galaxies étudiées ne se produit pas non plus significativement même dans les galaxies d'activités stellaires les plus extrêmes.

Pour récapituler, les relations suivantes peuvent être employées (avec une précision meilleure qu'un facteur deux, mais en faisant l'hypothèse d'abondances solaires et d'une fonction de masse initiale de Salpeter entre 0.1 et $100 M_{\odot}$) :

$$\begin{aligned} \text{SFR} (M_{\odot}.\text{an}^{-1}) &= 2.4 \cdot 10^{-9} L_{5-8.5 \mu\text{m}} (L_{\odot\text{bol}}) \quad \text{pour} \quad 10^{44} \leq \Sigma_{\text{Ly}\alpha} (\text{s}^{-1}.\text{pc}^{-2}) \leq 5 \cdot 10^{48} \\ &= 6.5 \cdot 10^{-9} L_{12-18 \mu\text{m}} (L_{\odot\text{bol}}) \quad \text{pour} \quad 10^{44} \leq \Sigma_{\text{Ly}\alpha} (\text{s}^{-1}.\text{pc}^{-2}) \leq 3 \cdot 10^{45} \\ &= 4.3 \cdot 10^{-8} L_{15 \text{ct}} (L_{\odot\text{bol}}) \quad \text{pour} \quad 3 \cdot 10^{46} \leq \Sigma_{\text{Ly}\alpha} (\text{s}^{-1}.\text{pc}^{-2}) \leq 5 \cdot 10^{48}, \end{aligned}$$

où $\Sigma_{\text{Ly}\alpha}$ désigne la densité de flux de photons ionisants et où $L_{15 \text{ct}}$ est mesurée entre 14.81 et $15.19 \mu\text{m}$.

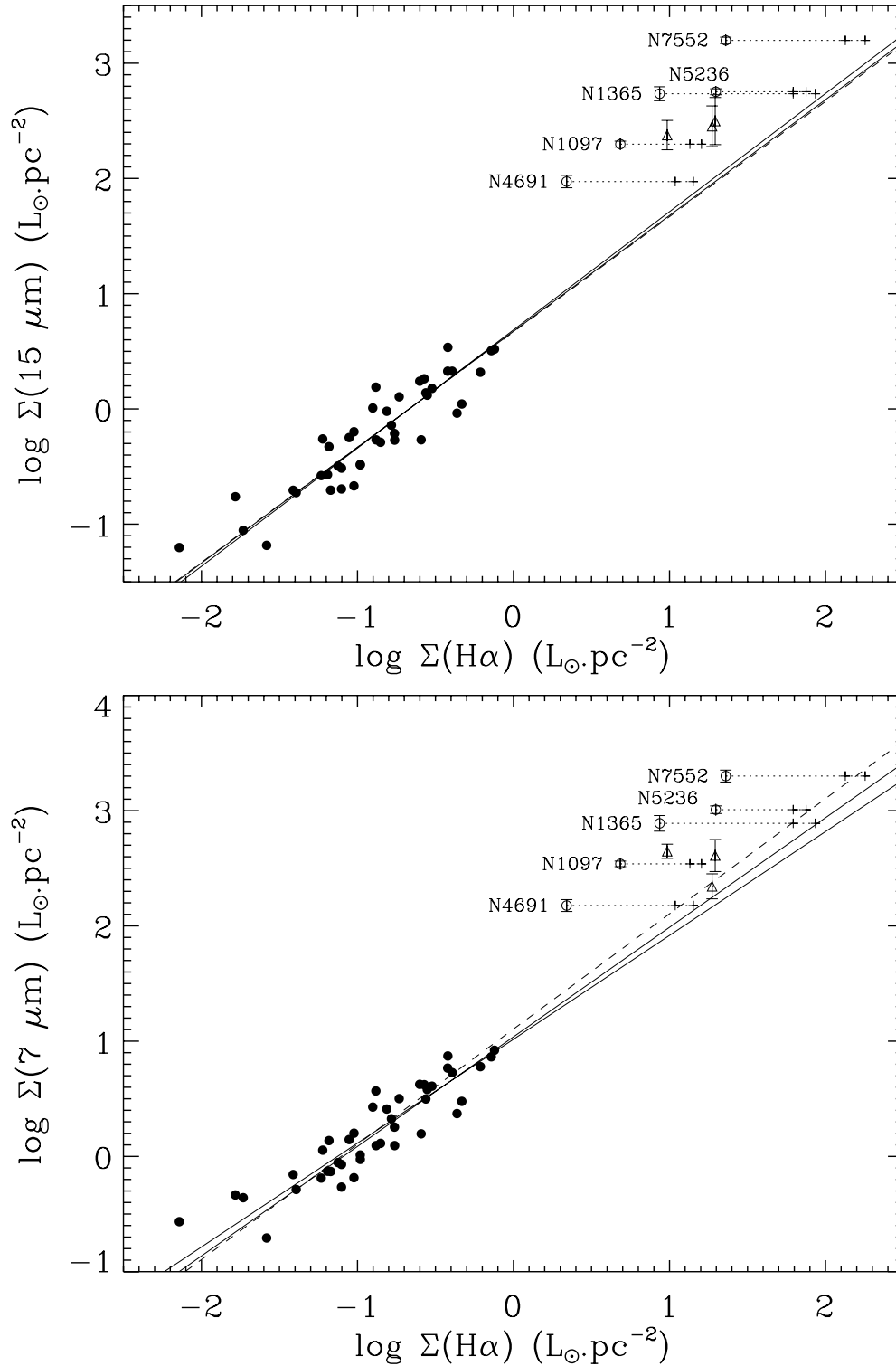


Figure V.12: Prolongement de la relation entre flux normalisés par la taille en $\text{H}\alpha$ et à $15 \mu\text{m}$ (en haut) ou $7 \mu\text{m}$ (en bas), des disques aux régions circumnucléaires. Les disques de galaxies sont représentés par des points noirs et les brillances de surface des régions centrales en $\text{H}\alpha$ (non corrigées de l'extinction) par des cercles. Les brillances en $\text{Br}\gamma$, l'une non corrigée et l'autre corrigée de l'extinction, multipliées par $(\text{H}\alpha/\text{Br}\gamma)_{\text{intr}} = 103.8$, sont marquées par des croix. Les triangles représentent les trois galaxies pour lesquelles je dispose seulement de flux $\text{Br}\gamma$. Les lignes continues sont les ajustements aux mesures des disques uniquement, et les lignes en tirets montrent la relation linéaire.

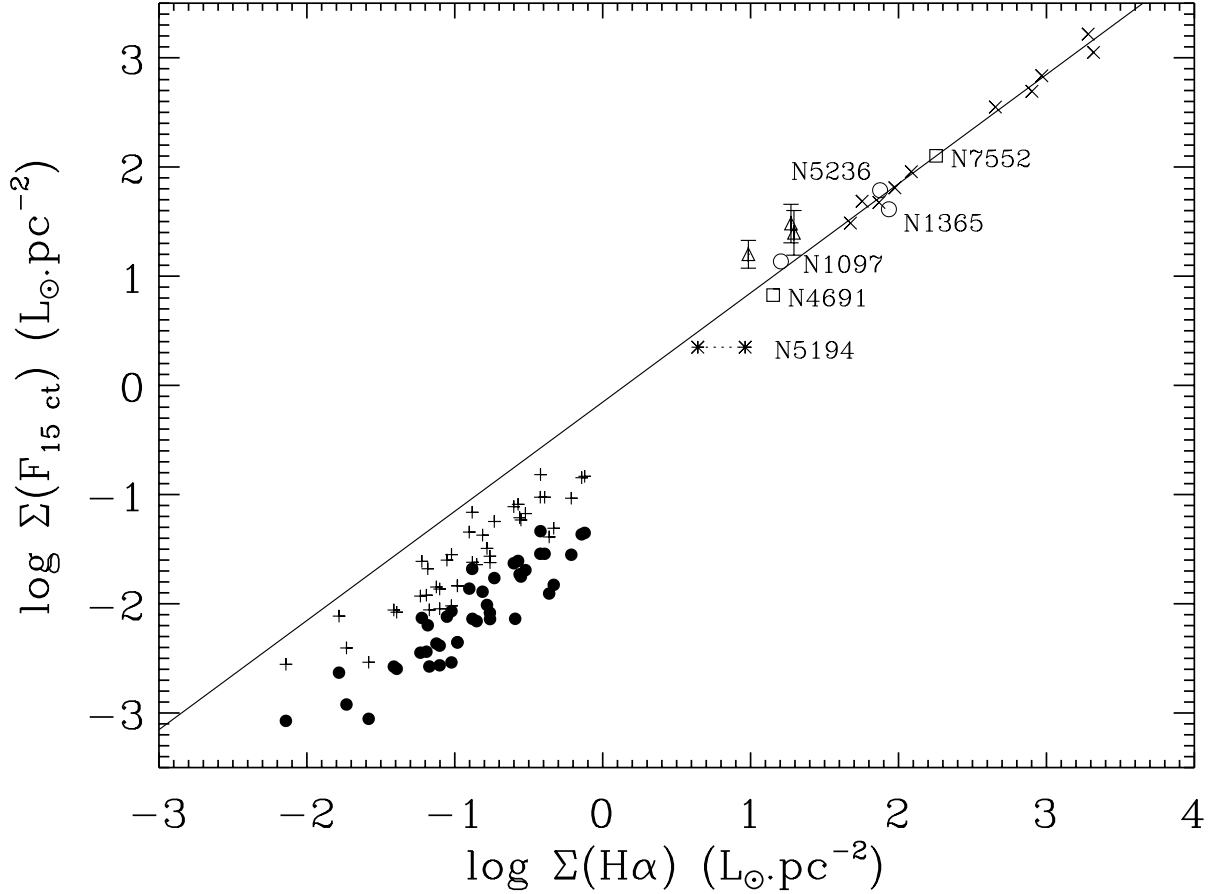


Figure V.13: Comparaison de la relation entre $F_{15\text{ct}}$ et le flux de photons ionisants pour des régions des galaxies starbursts, représentées par des signes \times , pour les régions circumnucléaires des galaxies spirales normales (cercles : galaxies avec spectre ; carrés : galaxies sans spectre ; triangles : galaxies sans spectre ni flux $H\alpha$; étoiles : intervalle autorisé par les limites sur l'extinction dans NGC 5194), et pour les disques de galaxies. La ligne montre l'ajustement linéaire réalisé sur les régions de galaxies starbursts uniquement. Pour les disques, j'ai utilisé le rapport $F_{15\text{ct}}/F_{12-18}$ mesuré dans le spectre du disque de NGC 5236 (c'est le spectre de meilleure qualité dont je dispose). Les croix correspondent à la limite inférieure du fond zodiacal, et les points noirs à la limite supérieure. Si l'on refait les mesures en utilisant les autres spectres de disques, les résultats sont qualitativement similaires.

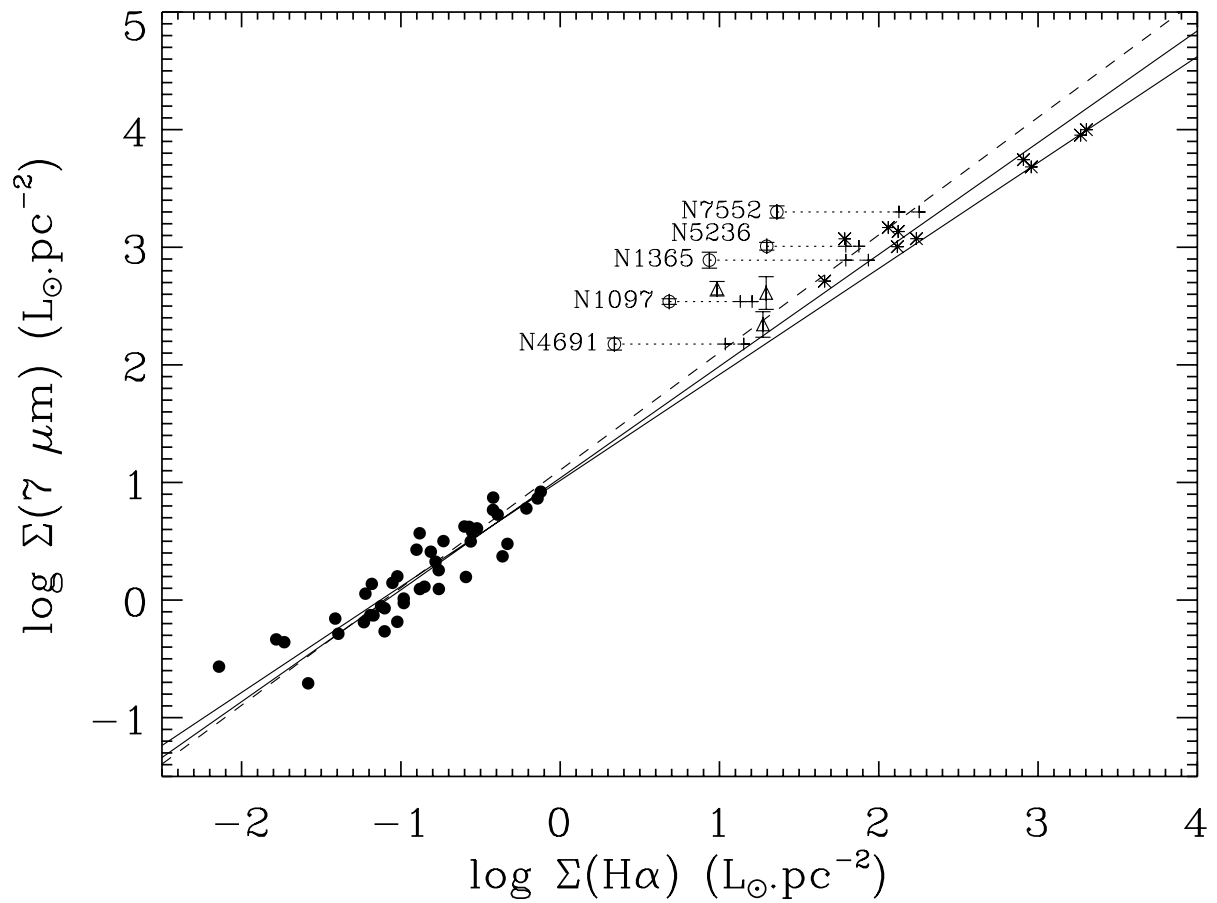


Figure V.14: Comparaison de la relation entre F_7 et le flux de photons ionisants pour des régions des galaxies starbursts, représentées par des étoiles, et pour les régions circumnucléaires et les disques des galaxies spirales normales (mêmes symboles qu'en Fig. V.12).

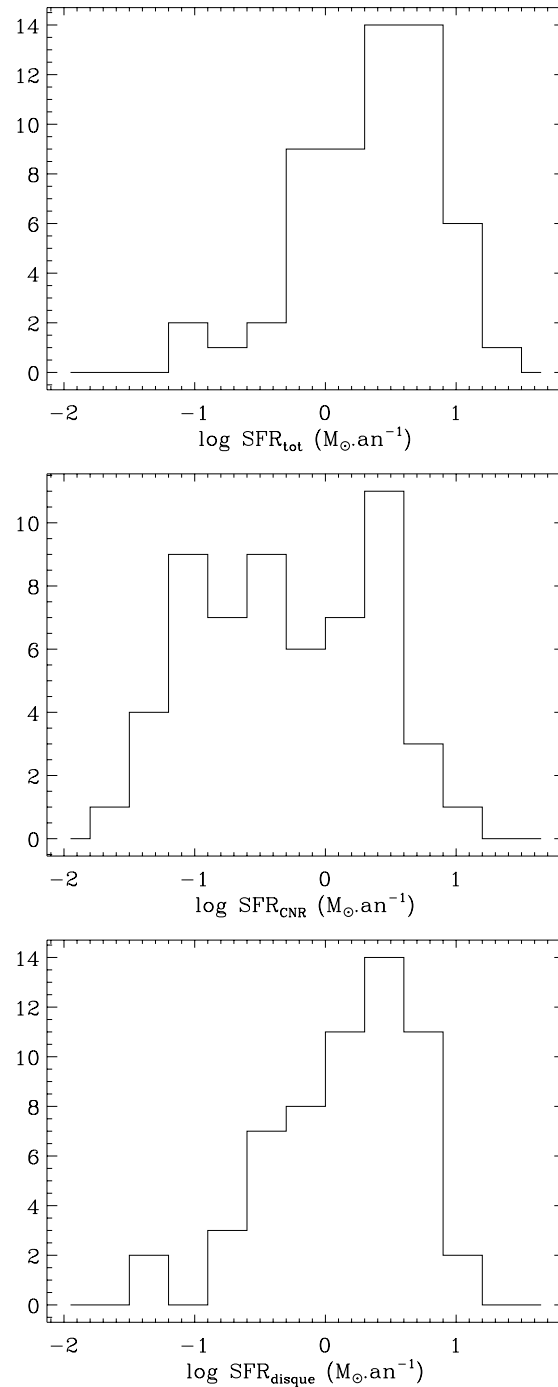


Figure V.15: Histogrammes des taux de formation d'étoiles (**en haut** : totaux ; **au milieu** : circumnucléaires ; **en bas** : dans les disques seulement), obtenus pour les galaxies de l'échantillon en appliquant la calibration en termes de flux à $7\mu\text{m}$ déterminée dans les disques.

Chapitre VI

Activité de formation d'étoiles au centre des galaxies barrées

VI.1 Publication

The impact of bars on the mid-infrared dust emission of spiral galaxies : global and circumnuclear properties

H. Roussel, M. Sauvage, L. Vigroux, A. Bosma, C. Bonoli,

P. Gallais, T. Hawarden, S. Madden & P. Mazzei

accepté pour publication dans *Astronomy & Astrophysics* (2001)

Je reprends ici les conclusions :

Nous avons étudié l'activité en infrarouge moyen induite par les barres dans un échantillon de 69 galaxies spirales proches, appartenant à un large intervalle de luminosités infrarouges au-dessous de la classe des "galaxies lumineuses en infrarouge". Nous avons établi les faits suivants :

- L'émission en infrarouge moyen des galaxies normales de notre échantillon consiste essentiellement en un continuum thermique de très petits grains au-delà de $10 \mu\text{m}$ et la famille des bandes aromatiques détectées dans des environnements très divers. Ce sont les variations du continuum des petits grains par rapport aux bandes aromatiques qui sont responsables des changements dans le rapport F_{15}/F_7 dans les galaxies étudiées. En se référant aux observations de régions Galactiques résolues, cela peut être relié à une augmentation du facteur de remplissage des complexes de formation d'étoiles par les régions ionisées, ce qui a pour conséquence une diminution de la part du milieu atomique neutre et moléculaire à l'émission en infrarouge moyen.
- Il existe une dichotomie entre les disques spiraux, dont la couleur F_{15}/F_7 totale est proche de 1 et peu dispersée, et les régions circumnucléaires, où F_{15}/F_7 varie des valeurs des disques jusqu'à 4. Nous n'avons pas trouvé d'indication que la destruction des porteurs des bandes aromatiques se produise à l'échelle des régions circumnucléaires. Il serait souhaitable d'analyser des données spectrales infrarouges pour le confirmer.
- Nous confirmons que les spirales barrées se différencient des spirales non barrées au sens où elles peuvent atteindre des rapports F_{15}/F_7 plus grands. Cet effet n'est visible que dans les types morphologiques précoces, en accord avec les études précédentes reposant sur IRAS (Hawarden et al. 1986 ; Huang et al. 1996). Nous montrons sans ambiguïté que cet excès de couleur provient

de régions circumnucléaires qui parfois dominent complètement l'émission en infrarouge moyen, bien qu'elles soient de petite taille (leur diamètre varie de 2 à 26% du diamètre optique, sans dépendance affirmée sur le type de Hubble). Les galaxies à excès de couleur global sont toutes dominées par leurs régions centrales. Nos résultats confirment les prédictions des modèles hydrodynamiques (Athanassoula 1992 ; Friedli & Benz 1993), selon lesquelles une perturbation barrée, par le couple gravitationnel qu'elle exerce et des chocs, produit un transfert de masse vers le centre. Nous observons la conséquence de ces flots de gaz, par la formation d'étoiles intense qu'ils alimentent.

– Il faut insister sur le fait qu'une fraction seulement des galaxies barrées précoces se distinguent des galaxies non barrées dans leurs propriétés infrarouges. Cette faible activité de beaucoup de galaxies barrées peut s'expliquer par plusieurs paramètres, que nous ne pouvons pas explorer avec les présentes données. Voici des explications plausibles : les barres évoluent sur des échelles de temps plus longues que les sursauts de formation d'étoiles (Martinet & Friedli 1997), et le taux d'accrétion de gaz par une barre est faible ; le transfert de masse vers le centre est régulé par la profondeur du puits de potentiel, l'intensité des chocs à l'intérieur de la barre, l'efficacité de formation d'étoiles sur la trajectoire du gaz avant qu'il n'atteigne les régions centrales (Martin & Friedli 1997), etc.

Malgré que la présence d'une barre soit un moyen efficace de déclencher des sursauts circumnucléaires de formation d'étoiles, les mécanismes d'émission de la poussière dans les régions centrales sont identiques dans les galaxies barrées et non barrées. Nous avons étudié les propriétés de ces régions centrales au degré de détail permis par notre résolution angulaire, et nous avons trouvé que plusieurs propriétés physiques influencent la couleur F_{15}/F_7 .

– Le contenu estimé en gaz moléculaire des régions centrales : comme attendu, la brillance à $7\mu\text{m}$ tend à augmenter en même temps que la densité de gaz moyenne, reflétant l'association physique de la poussière avec le gaz moléculaire. La couleur F_{15}/F_7 est également corrélée à la densité de gaz moyenne. Comme une plus grande densité de gaz autorise une efficacité de formation d'étoiles accrue, selon la loi de Schmidt et les critères de stabilité (Kennicutt 1998), cela appuie une interprétation de la couleur en infrarouge moyen en termes d'intensité de la formation d'étoiles. Quelques galaxies, aux rapports F_{15}/F_7 les plus élevés, ne suivent pas le comportement général. On peut penser à un état transitoire du sursaut de formation d'étoiles, durant lequel une grande partie du gaz aurait été consommée ou dispersée. Des données moléculaires de meilleure qualité sont requises pour examiner cet effet.

– L'âge des populations stellaires qui chauffent la poussière : la poussière est sensible à la formation d'étoiles sur des périodes relativement longues, ce qui est attendu du fait qu'elle peut être chauffée par des photons optiques et en ultraviolet proche. Cependant, l'intensité du continuum des très petits grains est plus sensible que les bandes aromatiques à la densité d'énergie et la dureté du rayonnement, et nous avons obtenu une indication que les excès de couleur F_{15}/F_7 sont liés à l'âge pondéré des populations stellaires émettant en ultraviolet. Ainsi, les couleurs dépendent de l'histoire de formation d'étoiles, et non seulement de l'intensité d'un sursaut contemporain.

The impact of bars on the mid-infrared dust emission of spiral galaxies: global and circumnuclear properties^{*}

H. Roussel¹, M. Sauvage¹, L. Vigroux¹, A. Bosma², C. Bonoli³,
P. Gallais¹, T. Hawarden⁴, S. Madden¹, and P. Mazzei³

¹ DAPNIA/Service d'Astrophysique, CEA/Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette cedex, France

² Observatoire de Marseille, 2 Place Le Verrier, 13248 Marseille cedex 4, France

³ Osservatorio Astronomico di Padova, 5 Vicolo dell'Osservatorio, 35122 Padova, Italy

⁴ Joint Astronomy Center, 660 N. A'ohoku Place, Hilo, Hawaii 96720, USA

Received 11 January 2001 / Accepted 22 March 2001

Abstract. We study the mid-infrared properties of a sample of 69 nearby spiral galaxies, selected to avoid Seyfert activity contributing a significant fraction of the central energetics, or strong tidal interaction, and to have normal infrared luminosities. These observations were obtained with ISOCAM, which provides an angular resolution of the order of $10''$ (half-power diameter of the point spread function) and low-resolution spectro-imaging information. Between 5 and $18\ \mu\text{m}$, we mainly observe two dust phases, aromatic infrared bands and very small grains, both out of thermal equilibrium. On this sample, we show that the global F_{15}/F_7 colors of galaxies are very uniform, the only increase being found in early-type strongly barred galaxies, consistent with previous IRAS studies. The F_{15}/F_7 excesses are unambiguously due to galactic central regions where bar-induced starbursts occur. However, the existence of strongly barred early-type galaxies with normal circumnuclear colors indicates that the relationship between a distortion of the gravitational potential and a central starburst is not straightforward.

As the physical processes at work in central regions are in principle identical in barred and unbarred galaxies, and since this is where the mid-infrared activity is mainly located, we investigate the mid-infrared circumnuclear properties of all the galaxies in our sample. We show how surface brightnesses and colors are related to both the available molecular gas content and the mean age of stellar populations contributing to dust heating. Therefore, the star formation history in galactic central regions can be constrained by their position in a color-surface brightness mid-infrared diagram.

Key words. galaxies: spiral – galaxies: barred – galaxies: ISM – stars: formation – infrared: ISM: continuum – infrared: ISM: lines and bands

1. Introduction

As the high frequency of bars in galaxies becomes more evident (*e.g.* Eskridge et al. 2000), and as new techniques emerge to both observationally quantify their strength (Seigar & James 1998; Buta & Block 2000) and numerically simulate them, their effects on their host galaxies are of major interest, and in particular, it is worth checking whether they are indeed very efficient systems to drive nuclear starbursts in spiral galaxies.

Numerous studies have dealt with the respective star formation properties of barred and non-barred spirals, mostly in the infrared, since this is the wavelength regime where starbursts are expected to be most easily de-

tectable. Yet conclusions derived from such studies appear to contradict each other, partly because the different selection criteria result in samples with a more or less pronounced bias toward starburst objects. For instance, in the IR-bright sample analyzed by Hawarden et al. (1986), an important fraction of SB and SAB galaxies (respectively strongly barred and weakly barred spirals in the classification of de Vaucouleurs et al. 1991) shows a $25\ \mu\text{m}$ emission excess (with respect to 12 and $100\ \mu\text{m}$) absent in the SA subsample (non-barred spirals), which can be accounted for by a highly increased contribution of Galactic-like HII regions to the total emission. On the other hand, Isobe & Feigelson (1992), using a volume-limited sample and performing a survival analysis to take into account the frequent IRAS non-detections, found that the far-IR to blue flux ratio ($F_{\text{FIR}}/F_{\text{B}}$) is rather independent of the bar class. The contradiction is marginal since $F_{\text{FIR}}/F_{\text{B}}$ does not give a direct estimation of the star formation activity,

Send offprint requests to: H. Roussel (e-mail: hroussel@cea.fr)

^{*} Based on observations with ISO, an ESA project with instruments funded by ESA Member States (especially the PI countries: France, Germany, the Netherlands and the United Kingdom) and with the participation of ISAS and NASA.

especially when dealing with quiescent normal galaxies: the blue light originates partly from young stars and, as Isobe & Feigelson (1992) emphasize, $F_{\text{FIR}}/F_{\text{B}}$ depends on the amount and spatial distribution of dust with respect to stars. The relationship between the $25\ \mu\text{m}$ excess, quantified by F_{25}/F_{12} , and $F_{\text{FIR}}/F_{\text{B}}$ in a galaxy sample with good quality data is indeed highly dispersed. Huang et al. (1996) investigated the $25\ \mu\text{m}$ excess as a function of IR brightness and reconciled the two previous analyzes: a significant excess can occur only if $F_{\text{FIR}}/F_{\text{B}}$ is larger than a threshold value of $\simeq 0.3$. Therefore, a statistical effect of bars on star formation can be demonstrated only in suitably selected samples. Huang et al. (1996) also emphasized that the difference between barred and unbarred spirals concerns only early types (S0/a to Sbc).

Studies of the infrared excess in barred galaxies mostly rest on the integrated IRAS measurements, which do not allow the determination of the nature and location of regions responsible for this excess. However, dynamical models and observations at other wavelengths give evidence that the infrared activity should be concentrated in circumnuclear regions (see for instance the study of NGC 5383 by Sheth et al. 1999). In addition, high-resolution ground-based observations near $10\ \mu\text{m}$ of galaxy centers (Devereux 1987; Telesco et al. 1993) have shown that the dust emission is more concentrated in barred galaxies.

Theoretically, bars are known to be responsible for large-scale redistribution of gas through galactic disks. In a strong barred perturbation of the gravitational potential, shocks develop along the rotation-leading side of the bar and are associated with strong shear, as shown by Athanassoula (1992) and references therein (also Friedli & Benz 1993). They induce an increase of gas density which is traced by the thin dust lanes widely observed in bars, producing a contrasting absorption of optical light (Prendergast 1962, unpublished; Huntley et al. 1978). Due to these shocks, gas loses angular momentum and flows towards the circumnuclear region. This picture is confirmed by direct observations of inward velocity gradients across bars in ionized gas lines, CO and H α (*e.g.* Lindblad et al. 1996; Reynaud & Downes 1998; Mundell & Shone 1999). Regan et al. (1997) derive a gas accretion rate of $\approx 1\ \text{M}_{\odot}\ \text{yr}^{-1}$ into the circumnuclear ring of NGC 1530.

Statistical evidence is also found for higher gas concentrations in the center of barred galaxies (Sakamoto et al. 1999, who however observed only SABs, except NGC 1530), and for more frequent circumnuclear starbursts in barred galaxies, as reported by Heckman (1980), Hawarden et al. (1986), Arsenault (1989) (who, more exactly, found more probable starbursts in galaxies with both bar and inner ring, supposed to be a signature of one or two inner Lindblad resonance(s)), Huang et al. (1996), Martinet & Friedli (1997) and Bonatto et al. (1998). Aguerri (1999) has moreover reported that the global star formation intensity of isolated spirals (mostly of late types) is correlated with bar strength as quantified by means of its projected axial ratio, which is surpris-

ing in view of the very different timescales of bar evolution ($\approx 1\ \text{Gyr}$) and star formation in kpc-scale regions ($\approx 10^{7-8}\ \text{yr}$). Indeed, Martinet & Friedli (1997), using carefully selected late-type galaxies, found no such correlation, the bar strength being quantified either by its deprojected axis ratio or its deprojected length relative to the disk diameter. The fact that only a fraction of strongly barred galaxies exhibit star formation excess (as evidenced by their IRAS colors) is explained by these authors with numerical simulations of bar evolution including gas physics. They show that a strong starburst occurs shortly after bar formation and quickly fades away (in typically less than 1 Gyr); meanwhile, the strength and other properties of the bar evolve, but the bar remains strong if it was initially strong. The existence of strongly barred galaxies in a quiescent state is thus to be expected, presumably because the available gas supply has been consumed in previous bursts.

This paper is aimed at characterizing the mid-infrared excess in barred galaxies, with the possibility to carry out a detailed and systematic spatial analysis due to the good angular resolution of ISOCAM (the half-power beam diameter is less than $10''$ at $7\ \mu\text{m}$), and hence to locate unambiguously sites of enhanced infrared activity. Although dust is a more indirect tracer of young stars than far-ultraviolet ionizing radiation or optical recombination lines, the infrared emission suffers relatively minor extinction effects, which are very difficult to correct and hamper shorter wavelength studies. In a companion paper (Roussel et al. 2001a, hereafter Paper II), we have shown that in galactic disks, mid-infrared emission is a reliable star formation indicator. Here, we concentrate on central regions of galaxies where the dust heating regime is markedly different from that in disks.

For this purpose, we have analyzed a sample of 69 nearby spiral galaxies, imaged at 7 and $15\ \mu\text{m}$ with the camera ISOCAM on board ISO (described by Cesarsky et al. 1996c). We have also obtained low-resolution spectroscopic information for a few galaxies, enabling us to identify and separate the various dust components emitting between 5 and $18\ \mu\text{m}$. $7\ \mu\text{m}$ images and F_{15}/F_7 flux density ratios of selected regions, together with optical images, are presented in Roussel et al. (2001b) (hereafter the Atlas). For a description of data reduction and analysis, and a summary of morphological properties of the sample, the reader is also referred to the Atlas.

2. The galaxy sample

The sample is intended to be representative of normal quiescent spirals, and contains galaxies of moderate infrared luminosity. It covers three guaranteed time programs of ISOCAM. The first one (*Cambarre*) consists of nearby barred galaxies, the second one (*Camspir*) of a few large-size spirals of special interest (NGC 1365, 4736, 5194, 5236, 5457 and 6744) and another subsample is drawn from the Virgo cluster sample of Boselli et al. (1998) (*Virgo* program), containing relatively fainter and smaller

galaxies, both barred and unbarred. This sample was supplemented by comparable spirals in the ISOCAM public archive, from the programs *Sf_glx* (Dale et al. 2000) and *Irgal* (PI T. Onaka). All of the observations were reduced in the same way to form a homogeneous sample. The final set comprises 69 spiral galaxies at distances between 4 and 60 Mpc. We have divided them into three main categories according to morphological classes in the RC3 (de Vaucouleurs et al. 1991): SBs (accounting for about half the sample with 37 galaxies), SABs (20 galaxies) and SAs (12 galaxies). The latter two classes are merged to form the control sample to compare with SB galaxies. This sample, although not statistically complete, has been selected according to the following requirements:

- All objects are relatively nearby, which ensures good spatial resolution with a 6'' or 3'' pixel size (the extension of the central concentration is typically 5–10 pixels in diameter). At the distances of the sample, a 3'' pixel corresponds to linear sizes between 60 and 900 pc. Virgo galaxies, less extended and all imaged with 6'' pixels in order to increase the signal to noise ratio, are resolved but with less detail.
- The sample was selected to avoid non-stellar activity as well as strong signs of tidal interaction, with a few exceptions in the *Cambarre* and *Virgo* subsamples, detailed in the following.
- Galaxies included in the first two programs are moderately inclined on the line of sight ($i \leq 50^\circ$). This was not a requirement for the other programs, so that one third of the Virgo galaxies and one third of the supplementary galaxies are inclined by more than 60° .
- The number of SA-SAB galaxies is comparable to that of SBs and both groups span the whole de Vaucouleurs spiral sequence from types S0/a to Sdm.
- Both barred and unbarred galaxies cover a large range of far-infrared luminosities (between $10^{8.6}$ and $10^{11} L_{\odot \text{bol}}$), but none would be classified as an infrared luminous galaxy, except NGC 7771 which is at the lower boundary of this class – defined by $10^{11} < L_{\text{FIR}} < 10^{12} L_{\odot \text{bol}}$ (Sanders & Mirabel 1996).

Another property which was not a selection criterion is that absolute blue magnitudes are equal to or greater than the typical magnitude of the Schechter luminosity function in the field, $M_B^* \simeq -21$ (more exactly, they range between -21.17 and -17.38).

Despite the incompleteness of the sample, we have checked that it is very similar to the magnitude-limited CfA galaxy sample (Thuan & Sauvage 1992), from the point of view of its infrared brightness normalized by blue starlight. For CfA spiral galaxies detected in all 4 IRAS bands and with blue magnitudes in the RC3, $\log(F_{\text{FIR}}/F_B)$ falls in the interval $[-0.97; +0.98]$ with a mean value of 0.05. Using the same IRAS references as those in Thuan & Sauvage (1992), *i.e.* by order of preference Thuan & Sauvage (1992), Rice et al. (1988), Soifer et al. (1989) and Moshir et al. (1989), galaxies in our sample have $\log(F_{\text{FIR}}/F_B)$ in the interval $[-1.58; +1.67]$ with a

mean value of 0.01. For that set of references, a Wilcoxon-Mann-Whitney (WMW) test indicates that the probability for the two populations to have the same F_{FIR}/F_B distribution is about 75%. We note that the IRAS 12 μm fluxes often disagree with our 7 and 15 μm fluxes, although the bandpasses overlap. Thus, when we use IRAS data, we take them from the references we consider the most reliable (*i.e.* which provide the best match between 12 μm and our 7–15 μm flux densities). In that case, $\log(F_{\text{FIR}}/F_B)$ falls in the interval $[-0.77; +0.95]$ with a mean value of 0.02, and the WMW test gives a probability of about 40%. Hence, our sample is not different from optically complete samples regarding the fraction of the energy radiated in the infrared.

Table 1 lists some general characteristics of the galaxies. The morphological classification adopted is that of the RC3 (de Vaucouleurs et al. 1991). Although it is based on blue images, which may not be as appropriate as near-infrared images for detecting bars, many more galaxies are classified as barred in this catalog than for instance in Sandage & Bedke (1994). We have found only two galaxies classified as SA in the RC3 and possessing a bar (as described in the following). A drawback of using the SB and SAB classes of the RC3 is that they do not constitute a measure of the bar dynamical strength. The bar strength is however difficult to quantify, and reliable measures, such as those of Buta & Block (2000), are scarce. In the following, we will refer to bar lengths, normalized by the disk diameter, because longer bars are able to collect gas from inside a larger area and have low axis ratios, which are among the (unsatisfactory) quantities used to estimate bar strengths; bar lengths are in addition relatively easy to measure.

The two sub-samples of spirals found in the field or loose groups and Virgo galaxies have been separated, because they differ both in their aspect in the infrared (Virgo members are fainter and less extended) and in their environment. Although Virgo is not a very rich cluster, the interaction of central galaxies with the intracluster gas and with their neighbours is likely to cause either a depletion or an enhancement of star formation activity in the outer parts of disks and also to have global dynamical consequences. An extreme case is the galaxy NGC 4438 (= VCC 1043), whose very perturbed morphological appearance was successfully modelled by Combes et al. (1988) as the result of a collision with NGC 4435. Several Virgo members have truncated H I disks due to the interaction with the cluster hot gas (Cayatte et al. 1990); a very clear example is NGC 4569 (= VCC 1690), which on optical photographs shows the juxtaposition of a bright and patchy inner disk structured by star formation sites and dust lanes, and a low surface brightness and very smooth outer disk with faint spiral arms. Severely H I-stripped galaxies can indeed be recognized in the optical as anemic (defined by van den Bergh 1976 as an intermediate and parallel sequence between lenticulars and spirals), due to the suppression of star formation where

the gas density is too low. Table 1 also indicates whether signatures of nuclear activity or tidal interaction exist.

In addition to these, some galaxies deserve special comments (see the Atlas for more details) and should be considered cautiously in the interpretation of the data set:

- NGC 337, 1385 and 4027 are strongly asymmetric and fit in the category of magellanic barred spirals.
- NGC 4691 and 1022 have an amorphous structure and highly centrally concentrated interstellar tracers. Their morphology is suggestive of merger results. Their star formation activity may therefore not be a consequence of the bar, since the latter was likely produced at the same time by the same cause, *i.e.* the merger.

3. Observations and photometric results

All galaxies were observed with two broadband filters, LW3 (12–18 μm) and LW2 (5–8.5 μm), that we shall hereafter designate by their central wavelength, respectively 15 and 7 μm . This was expected to provide F_{15}/F_7 colors directly linked with star formation intensity, since the LW2 filter covers the emission from a family of bands (see Sect. 4), which are ubiquitous in the interstellar medium, and LW3 was supposed to cover mainly a thermal continuum observed to rise faster than the emission bands in star-forming regions, for instance from the IRAS F_{25}/F_{12} ratio (Helou 1986); however, we will see that the picture is more complicated. Maps covering the whole infrared-emitting disk were constructed in raster mode. In all cases, the field of view is large enough to obtain a reliable determination of the background level, except for NGC 4736 and 6744. The pixel size is either 3'' or 6'', depending on the galaxy size. The half-power/half-maximum diameters of the point spread function are respectively 6.8''/ \simeq 3.1'' at 7 μm with a 3'' pixel size, 9.5''/5.7'' at 7 μm with a 6'' pixel size, 9.6''/3.5'' at 15 μm with a 3'' pixel size and 14.2''/6.1'' at 15 μm with a 6'' pixel size. The data reduction is described in the Atlas.

Since the emission from various dust species and atomic lines is mixed in the broadband filters (see Sect. 4), it is essential to complement our maps with spectro-imaging data. These allow an estimate of the relative importance of all species as a function of the location inside a galaxy. We have thus obtained spectra between 5 and 16 μm of the inner disks (3' \times 3' or 1.5' \times 1.5') of five bright galaxies: NGC 613, 1097, 1365, 5194 and 5236 (Fig. 1). Spectra averaged over a few central pixels covering approximately the extent of the circumnuclear region (left column) are compared with spectra averaged over the inner disk, excluding the central part and a possible ghost image (middle column). The right column shows the observed spectrum of the faintest pixels, consisting of the zodiacal spectrum contaminated by emission features from the target galaxy, because the field of view never extends beyond the galactic disk. For this reason, we cannot measure exactly the level of the zodiacal foreground to remove. Instead, as explained in the Atlas, we first fit

a reference zodiacal spectrum to the average spectrum of the faintest pixels (excluding the spectral regions where emission features appear). The upper limit to the zodiacal foreground is set by offsetting the fitted spectrum within the dispersion range, with the additional constraint that the corrected disk spectrum remains positive; the lower limit is symmetric to the upper limit with respect to the fit. This makes little difference for the nuclear spectra but it does for the disk spectra, although it does not affect the spectral shape. Note that due to the configuration of the instrument, two different filters are used for the short and long wavelength parts of the spectra, and that a small offset can result at the junction of these filters, around 9.2 μm .

The mid-infrared maps generally show an intense circumnuclear source. Decomposing surface brightness profiles into a central condensation and a disk (see details in the Atlas), we define a radius for this circumnuclear region, R_{CNR} . Total fluxes and fluxes inside R_{CNR} are listed in Table 2 with the background level for each broadband filter. Explanations about the method employed for photometry and the estimation and meaning of errors can be found in the Atlas. The dominant uncertainty arises from memory effects for relatively bright galaxies, and from other sources of error (essentially the readout and photon noise) for faint galaxies, especially at 15 μm . For galaxies drawn from the *Sf-glx* project, the number of exposures per sky position is very small (\simeq 10) and does not allow a proper estimate of memory effects: their photometric errors are thus especially ill-determined. Typical errors are \approx 10% at 7 μm and 18% at 15 μm . Note that flux density calibration uncertainties, which are of the order of 5 to 10%, are not included. However, this is a systematic effect, hence not affecting relative fluxes.

4. Nature of the mid-infrared emitting species

The spectra shown in Fig. 1 are strikingly similar to one another. They contain some features also seen in spectra of reflection nebulae, atomic and molecular envelopes of HII regions, atmospheres of C-rich evolved stars as well as the diffuse interstellar medium. We can thus safely assume that the results obtained on these resolved Galactic objects can be readily extrapolated to the emission of galaxies where individual sources are no longer resolved.

The emission between 5 and 16 μm is dominated by the so-called unidentified infrared bands (UIBs) at 6.2, 7.7, 8.6, 11.3 and 12.7 μm . Our spectra also display weak features which have previously been detected as broad features in SWS spectra of starburst objects (Sturm et al. 2000) at *e.g.* 5.3, 5.7, 10.7, 12.0, 13.6, 14.3 and 15.7 μm^1 . A 7.0 μm feature can tentatively be identified as an [ArII]

¹ We also detect a weak and unknown emission feature between 9.3 and 9.9 μm , which seems brighter, relatively to UIBs, in disks than in central regions. However, the very poor signal to noise ratio of disk spectra does not allow us to be conclusive. It cannot be an artefact due to the change of filter since that change occurs after the feature is observed. It is too narrow to

line ($6.99\ \mu\text{m}$) or an H_2 rotational line ($6.91\ \mu\text{m}$), but our spectral resolution ($\Delta\lambda/\lambda \approx 40$) prevents a more definite identification. We note however that the $[\text{ArII}]$ line has been identified in the high-resolution SWS spectra of starburst galaxies (Sturm et al. 2000).

It was originally proposed by Duley & Williams (1981) that UIBs are due to organic functional groups on carbonaceous grains. Léger & Puget (1984) instead favoured vibration modes of C-C and C-H bonds only, in large polycyclic aromatic molecules not in thermal equilibrium with the local radiation field (the so-called PAH model). The constancy of the spectral energy distribution of UIBs, regardless of the radiation field (Sellgren 1984; Uchida et al. 2000), implies an impulsive heating mechanism, where upon absorption of a single UV photon, the carriers undergo a very rapid and large temperature increase and then radiatively cool before the next absorption. Alternative candidates for the UIB carriers are various hydrogenated and oxygenated carbon grains, amorphous but partially ordered at the smallest scale (Borghesi et al. 1987; Sakata et al. 1987; Papoular et al. 1989), much similar to the idea of Duley & Williams (1981). Recent work by Boulanger et al. (1998b) indicates that UIBs are not due to molecules such as PAHs, but more likely to aggregates of several hundred atoms.

In the interstellar medium surrounding the OB association Trapezium (Roche et al. 1989), the Orion bar (Giard et al. 1994) and M17 (Cesarsky et al. 1996a; Tran 1998), these features are detected in the HII region and the molecular cloud front (provided projection effects are minor), but the emission peaks at the photodissociation interface (see also Brooks et al. 2000). UIB carriers are likely destroyed in HII region cores, although the estimation of the critical radiation field necessary to obtain a significant reduction in UIB carrier abundance still remains to be done (compare *e.g.* Boulanger et al. 1988, 1998a; Contursi et al. 2000).

While the $7\ \mu\text{m}$ flux in spiral galaxies essentially consists of the UIB emission, the $15\ \mu\text{m}$ filter covers the emission from mainly two dust species: the hot tail of a continuum attributed to very small grains (VSGs) of the order of $0.5\text{--}10\ \text{nm}$ in size and most often impulsively heated like UIB carriers (Désert et al. 1990), and also UIBs. The red wing of the $11.3\ \mu\text{m}$ band contributes little, but the band at $12.7\ \mu\text{m}$ and the emission plateau that connects it to the $11.3\ \mu\text{m}$ band can be important; the smaller UIB features listed above also contribute, although to a lesser extent. When spatial resolution is high enough, the emis-

sion from VSGs and UIB carriers can be clearly separated: around M17 and in the reflection nebula NGC 7023, the VSG continuum strongly peaks in a layer closer to the excitation sources than the UIBs, inside the ionized region for M17 (Cesarsky et al. 1996a, 1996b). Therefore, the F_{15}/F_7 flux ratio decreases with increasing distance from the exciting stars of an HII region.

In the spectra of all five galaxies (Fig. 1), the intensity ratios of UIBs are remarkably stable, which is a common property of a variety of astronomical sources (Cohen et al. 1986; Uchida et al. 2000). The only highly varying feature is the VSG continuum that is best seen longward of $13\ \mu\text{m}$. It has various amplitudes and spectral slopes in galactic nuclei. It remains very modest compared to that in starburst galaxies (Tran 1998; Sturm et al. 2000), and is hardly present in averaged disks. In Paper II, we show that the integrated mid-infrared luminosity of normal spiral disks is dominated by the contribution from photodissociation regions (where the UIB emission is maximum). From a comparison with $\text{H}\alpha$ luminosities, we show that this predominance of the photodissociation region emission results in the fact that, when integrated over the disk, the UIB emission is a good tracer of massive young stars.

Finally, as alluded to earlier, a number of fine-structure lines can be present in the mid-infrared spectral range, although their contribution to the broadband flux is always negligible in spirals. In normal galaxies, the most prominent is the $[\text{NeII}]$ line at $12.81\ \mu\text{m}$, which at the spectral resolution of ISOCAM is blended with the UIB at $12.7\ \mu\text{m}$. No lines from high excitation ions such as $[\text{NeIII}]$ at $15.56\ \mu\text{m}$ are convincingly detected, and the $[\text{NeII}]$ line at $12.81\ \mu\text{m}$ is weak, since the intensity of the blend with the UIB at $12.7\ \mu\text{m}$, relative to the isolated UIB at $11.3\ \mu\text{m}$, is rather stable in different excitation conditions. Some variation however exists. To compare the strength of the $[\text{NeII}]$ line in our galaxies to that observed by Förster-Schreiber et al. (2001) in the starburst galaxies M82, NGC 253 and NGC 1808, we have measured in a similar way the flux of the blend $F_{12.75}$ above the pseudo-continuum drawn as a straight line between 12.31 and $13.23\ \mu\text{m}$, and the flux of the $11.3\ \mu\text{m}$ UIB $F_{11.3}$ with its respective continuum level defined in the same way between 10.84 and $11.79\ \mu\text{m}$. We find that the energy ratio $F_{12.75}/F_{11.3}$ of circumnuclear regions decreases from 0.67 in NGC 1365 to 0.60 in NGC 613 and 5236, 0.52 in NGC 1097 and 0.47 in NGC 5194; in the averaged inner disks of NGC 1365, 5236 and 5194, where it is still measurable, it takes the approximate values 0.5 , 0.45 and 0.4 . These figures are much lower than those observed in cores of starburst galaxies by Förster-Schreiber et al. (2001) where it can reach 1.7 and argue for a generally small contribution of $[\text{NeII}]$ to the spectra. Adopting as the intrinsic $F_{12.7}/F_{11.3}$ UIB energy ratio the minimum value of $F_{12.75}/F_{11.3}$ that we measure in our spectra, *i.e.* 0.4 , we obtain a maximum $[\text{NeII}]$ equivalent width of $0.22\ \mu\text{m}$ in the nucleus of NGC 5236. As for the UIBs, their equivalent widths in disks and central regions range respectively between $\text{EW}(12.7) = 0.3\text{--}0.6\ \mu\text{m}$ and $\text{EW}(11.3) = 1.2\text{--}1.9\ \mu\text{m}$

be emitted by silicates. The identification with ionized PAHs (see *e.g.* Allamandola et al. 1999) would be inconsistent with the fact that the flux ratio of this feature to classical UIBs seems higher in regions of low radiation density and excitation than in central regions. It is also unlikely that it corresponds to the H_2 rotational line at $9.66\ \mu\text{m}$ since this is characteristic of warm and excited molecular clouds in starburst nuclei (*e.g.* Spoon et al. 2000). Finally, we mention that it also matches in wavelength a feature from the CH_3 functional group at $9.6\ \mu\text{m}$ (Duley & Williams 1981).

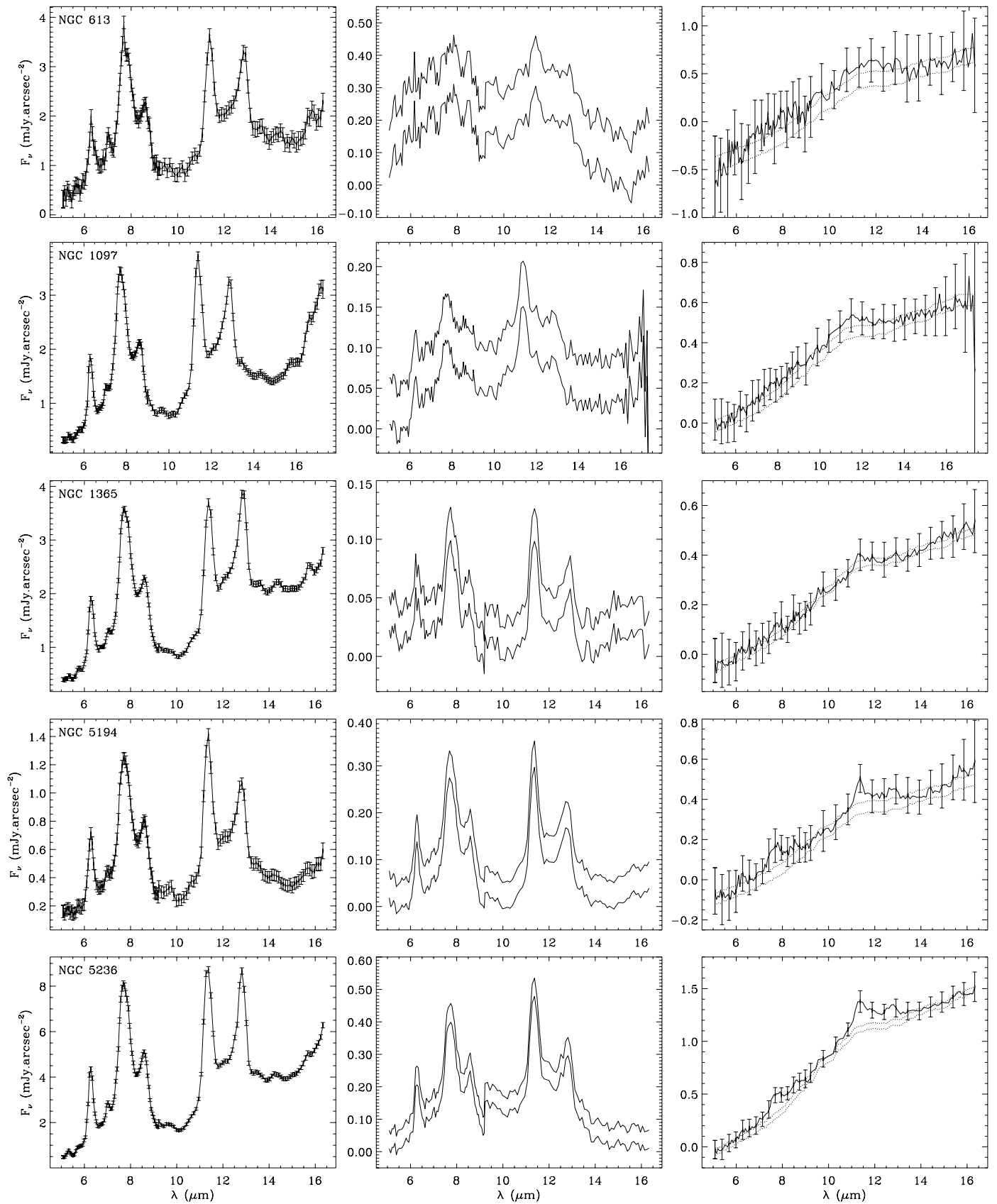


Fig. 1. Spectra of central regions (left) and the inner disk (middle). The upper and lower limits are determined from limits on the zodiacal spectrum shown with dotted lines (right), adjusted using the average spectrum of the faintest pixels, also shown with its dispersion. The flux unit for all spectra is mJy arcsec^{-2} .

(these numbers do not take into account broad UIB wings that occur if the bands are described by Lorentzians). Our estimates give a minimum value for $F_{12.7}/F_{\text{[NeII]}}$ of 9.2 (in NGC 1365), that we can compare with the results of Sturm et al. (2000) in the starburst galaxies M 82 and NGC 253 from their ISOSWS spectra with a high spectral resolution ($\lambda/\Delta\lambda \approx 1500$, versus ≈ 40 for ISOCAM). They obtain values of 0.96 and 1.32. The contribution from the [NeII] line to our spectra is thus confirmed to be negligible with respect to starburst galaxies.

5. The dependence of F_{15}/F_7 on spiral and bar types and comparison with IRAS results

In their infrared analysis, Huang et al. (1996) pointed out that bars are able to significantly enhance the total star formation only in early-type galaxies (mixing all types between S0/a and Sbc). It is also known that bars do not share the same properties all through the Hubble sequence: among early types, or more exactly in spirals with large bulges, since the relationship between Hubble type and bulge to disk ratio is far from direct (*e.g.* Sandage & Bedke 1994; Seigar & James 1998), they tend to be longer (Athanasoula & Martinet 1980; Martin 1995), and their amplitude, with respect to that of the underlying axisymmetric potential, tends to be higher. For instance, Seigar & James (1998), using K band photometry to trace the stellar mass, find that galaxies with the strongest bars have bulge to disk mass ratios between 0.3 and 0.5. For larger bulges, their number of galaxies is too low to derive any meaningful bar strength distribution. Early-type bars host little star formation, except near their ends and at their center, whereas late-type galaxies generally harbor HII regions all along the bar (García-Barreto et al. 1996), which suggests that their shocks are not as strong as in early types (Tubbs 1982). Inner Lindblad resonances between the gas and the density wave, which appear when there is sufficient central mass concentration and when the bar rotates more slowly than $(\Omega - \kappa/2)_{\text{max}}$ (where Ω is the gas circular rotation frequency and κ the epicyclic frequency), and which presence induces straight and offset shocks along the bar (Athanasoula 1992), are also typically expected in early-type galaxies. These structural differences have consequences on the efficiency of bars to drive massive inward gas flows.

We show in Fig. 2a the distribution of F_{15}/F_7 according to morphological type (as given in the RC3) for the control subsample including only SA and SAB galaxies. For this population – excepting NGC 4102² –, the mid-

² This galaxy shows a peculiar structure, with a central lens-like body or fat oval of moderate length ($D_{\text{bar}}/D_{25} \approx 0.2$) surrounded by an external pseudo-ring probably associated with a Lindblad resonance. NGC 4102 is thus a genuine weakly barred galaxy, and not a SB. However, such a dynamical structure is still efficient to drive inward mass transfer. We also point to the very strong concentration of its mid-infrared emission (see Table 2), a property common to early-type barred spirals (Fig. 6).

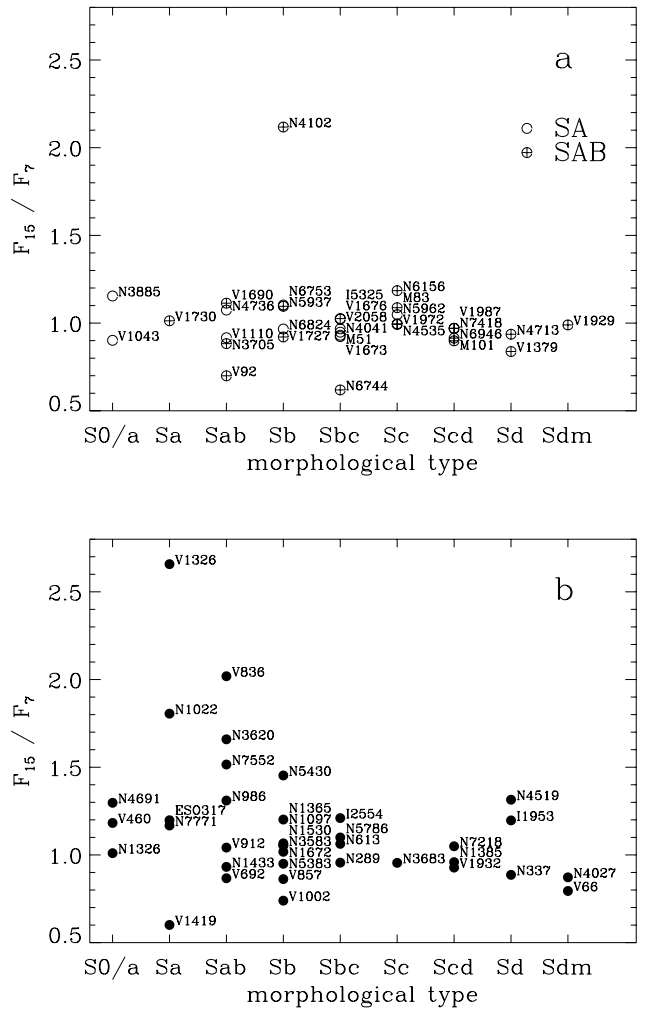


Fig. 2. (a): Integrated mid-infrared color F_{15}/F_7 as a function of morphological type for unbarred or weakly barred galaxies, represented respectively by open circles and crossed circles. Virgo galaxies are identified by their VCC number (see Table 1) and others by their NGC number. (b): Same as (a) for strongly barred galaxies.

infrared color is remarkably constant around a value of 1 (ranging from 0.7 to 1.2). This is rather typical of the color of the surface of molecular clouds exposed to radiation fields ranging from that observed in the solar neighborhood to that found in the vicinity of star-forming regions. F_{15}/F_7 colors observed toward HII regions are typically of the order of 10, while those of photodissociation regions range between 2 and the HII region values (Tran 1998). The fact that F_{15}/F_7 remains of the order of 1 in most galaxies – it also shows generally little variation from pixel to pixel in disks – indicates that, at our angular resolution, emission from HII regions and their immediate surroundings is diluted by the larger neighboring interstellar medium (at a mean distance of 20 Mpc, 3'' represent 300 pc). In fact, in the Atlas, we show that even in giant star-forming complexes that can be identified in the maps, F_{15}/F_7 rarely exceeds 2–3.

The case of strongly barred spirals is more complex (Fig. 2b): whereas many of them share the same integrated colors as their unbarred counterparts, an important fraction shows a color excess, the maximum color being above 2.5 instead of 1.2 for SA(B)s. Furthermore, such an excess occurs only among the earliest morphological types, from SB0/a to SBb. Note that in bulges, the envelopes of K-M stars can contribute an important fraction of the mid-infrared emission. However, this would be negligible at $15\ \mu\text{m}$ and mostly affect the $7\ \mu\text{m}$ band: correcting for such an effect would only re-inforce the observed trend. We also qualify that observation by noting that two galaxies, NGC 1022 and NGC 4691, have likely experienced a merger; gas may therefore have sunk to the center as a result of the violent energy dissipation in the merger, and not simply under the influence of the bar, which actually may have been formed during the interaction. Dismissing these two objects however does not change the fact that the color distribution of the strongly barred galaxies shows $15\ \mu\text{m}$ excesses that are absent from that of weakly barred or unbarred spirals.

One can wonder whether cluster galaxies introduce a bias in our sample, because a number of them are perturbed by their environment and thus may have an uncertain morphological type. Koopmann & Kenney (1998) have shown that a significant fraction of early-type spirals in Virgo have been “misclassified” due to their dearth of star formation in the disk. The degree of resolution of spiral arms into star formation complexes is indeed one of the three criteria defining the Hubble sequence, but it is not unambiguously linked to the bulge to disk ratio. Concerning several Virgo members of our sample, the bulge is very small for the attributed type (Sandage & Bedke 1994), in such cases defined mostly by the disk appearance. This is of course related to the anemia phenomenon, due to gas deficiency caused by interaction with the intracluster medium. Of our Virgo galaxies of types S0/a–Sb, 10/14 are HI-deficient, versus 3/9 for types Sbc–Sdm (see Table 1, where $def > 1.2$ has been adopted as the criterion for HI deficiency). This apparent segregation with morphological type certainly results from the above classification bias. Thus, differentiating galaxies in Fig. 2 according to their true bulge to disk ratio would cause an under-representation of SA-SAB early-type spirals, which make the crucial part of our comparison sample. If we had to discard completely the early-type SA-SAB subsample, the maximum allowed conclusion from Fig. 2 would be that we observe a color excess in a fraction of early-type strongly barred galaxies, without excluding the possibility of such an excess in early-type non-barred galaxies, in which case another mechanism for mass transfer would have to be thought of.

However, at least five early-type SA-SAB spirals remain which are not HI-deficient and thus unlikely to suffer from the above bias, namely VCC 92 = NGC 4192, NGC 3705, NGC 4736, NGC 5937 and NGC 6824. We do not consider NGC 3885, SA0/a in the RC3, because it looks like a genuine barred galaxy: its bulge is elongated in

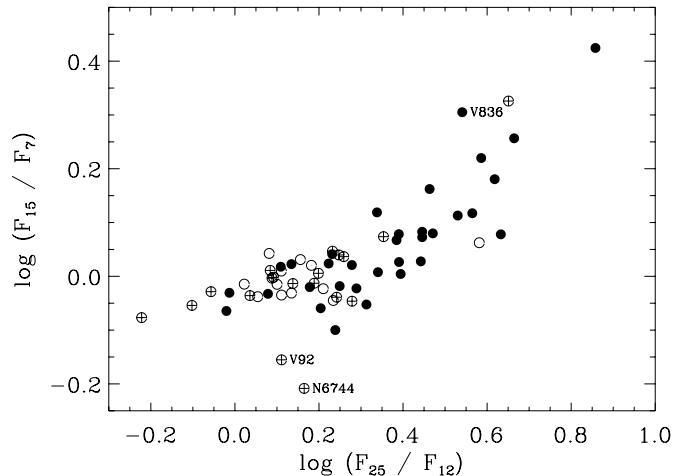


Fig. 3. Comparison of mid-infrared colors from ISO (F_{15}/F_7) and IRAS (F_{25}/F_{12}). F_{25} always contains the VSG emission (see Sect. 4) whereas at low temperatures, F_{15} is dominated by UIBs, which explains the constancy of F_{15}/F_7 below a threshold of $F_{25}/F_{12} \simeq 2$. The same convention as in Fig. 2 applies for the representation of SA, SAB and SB classes. We have indicated the names of the Sy2 galaxy NGC 4388 = VCC 836 (see Sect. 7.1), and of the two galaxies with the lowest F_{15}/F_7 colors (note that NGC 6744 was not entirely mapped and that its integrated color is likely a lower limit).

a direction distinct from the major axis of outer isophotes and crossed by dust lanes; it is furthermore classified as such by Vorontsov-Velyaminov & Arkhipova (1968) and Corwin et al. (1985). These galaxies show no global color excess, like the rest of the SA-SAB subsample, and like a number of bona-fide early-type SB galaxies with normal HI content. Hence, our view should not be too strongly distorted by the classification bias. We have also checked the influence of this bias on HI-deficient barred galaxies with a color excess. On optical images, VCC 836 = NGC 4388 unambiguously resembles classical early-type spirals, with a prominent bulge crossed by thick dust lanes; VCC 460 = NGC 4293 stands between HI-deficient and HI-normal galaxies, and also has an early-type aspect. The case of VCC 1326 = NGC 4491 is not that clear, because it is a low-mass galaxy.

Our sample thus confirms and extends to the ISOCAM bands a phenomenon that was evidenced from IRAS observations by Hawarden et al. (1986) and Huang et al. (1996), namely that a significant fraction of SB galaxies can show an excess of $25\ \mu\text{m}$ emission (normalized to the emission at 12 or $100\ \mu\text{m}$) compared with SA and SAB galaxies. The case of SAB galaxies is in fact unclear: some of them show such an excess according to Hawarden et al. (1986), but they are indistinguishable from SAs in the analysis of Huang et al. (1996). From the present ISOCAM data, it already appears that indeed SA and SAB galaxies share similar mid-infrared properties.

In order to compare more directly our results with IRAS-based results, Fig. 3 shows the relationship between

F_{15}/F_7 and F_{25}/F_{12} . For $\log(F_{25}/F_{12}) < 0.3$ (which is close to the value given by Hawarden et al. (1986) as the limit for the presence of a $25\ \mu\text{m}$ excess), F_{15}/F_7 shows no systematic variation and SA, SAB and SB galaxies are well mixed. Above that threshold, SB galaxies strongly dominate (the SAB galaxy with high colors is NGC 4102) and the F_{15}/F_7 ratio follows the increase of F_{25}/F_{12} . Given the nature of dust components whose emission is covered by the $7\ \mu\text{m}$ to $25\ \mu\text{m}$ filters (Sect. 4), this behavior can be explained as follows. The classical interpretation for the variation of F_{25}/F_{12} is that it increases with the radiation field due to the stronger contribution of VSGs to the $25\ \mu\text{m}$ than to the $12\ \mu\text{m}$ emission, which collects mostly UIB emission (Désert et al. 1990; Helou 1986). The fact that the F_{15}/F_7 ratio remains insensitive to the variation of F_{25}/F_{12} for $\log(F_{25}/F_{12}) < 0.3$ implies that in this regime, VSGs provide little flux to both ISOCAM bands as well. Past this threshold, the increase of F_{15}/F_7 signals that the VSG continuum has entered the $15\ \mu\text{m}$ bandpass and contributes an ever increasing fraction.

The galaxies with a $15\ \mu\text{m}$ excess (F_{15}/F_7 above 1.2, or 0.08 dex) also distinguish themselves from the rest of our sample by having on average larger far-infrared to blue luminosity ratios. For this subsample, $L_{\text{FIR}}/L_{\text{B}}$ spans the range [0.6; 7.3] with a logarithmic mean of 2.2 and dispersion by a factor 2.2, while $L_{\text{FIR}}/L_{\text{B}}$ of the complementary subsample falls in the interval [0.2; 9.0], has a logarithmic mean of 0.9 and dispersion by a factor 2.4. However, the $15\ \mu\text{m}$ -excess galaxies have far-infrared luminosities that are equivalent to those observed in the rest of the sample. Hence, in these galaxies with a VSG emission excess, a higher fraction of the total emission is reprocessed in the whole infrared range. There is also a slight difference, although not statistically significant, between SBs with no $15\ \mu\text{m}$ excess and SA-SAB galaxies: the $L_{\text{FIR}}/L_{\text{B}}$ logarithmic means and dispersion factors are 1.1 and 2.7 for SBs with no excess, and 0.8 and 2.2 for SAs-SABs.

That mid-infrared color excesses occur only in SB galaxies indicates that somehow, a global increase of the interstellar radiation field intensity is linked to the presence of a strong bar, although this condition is clearly not sufficient. The fact that many barred galaxies earlier than SBb appear very similar in their integrated color to their unbarred counterparts means that no simple link exists between the bar class, the bulge-to-disk ratio and the onset of a starburst in normal spirals. Several intervening parameters can be thought of: the true strength of the bar in dynamical terms (the separation into SB and SAB classes is subjective and too rough, and in a recent study, Buta & Block 2000 show that the SB class includes a wide range of actual bar strengths); the available gas content inside corotation; the star formation efficiency along bars and in central regions; the timescales for starburst activation and exhaustion; interaction with a companion or with the intracluster gas. Some of these effects can be investigated in the present sample. We will discuss them in Sect. 7, but first we turn our attention to mid-infrared

properties of the central regions, as defined in Sect. 3 and in the Atlas.

6. The role of central regions

As the presence of a bar is expected to influence the star formation in the circumnuclear region and much less in the disk (except in the zone swept by the bar), we are naturally led to emphasize the relative properties of nuclei and disks. Maps shown in the Atlas demonstrate that central regions, observed in the infrared, are prominent and clearly distinct from other structures, much more than on optical images.

In Fig. 4 we plot the fraction of the total $15\ \mu\text{m}$ flux originating from the central region (inside the radius R_{CNR}) as a function of the global F_{15}/F_7 color. Galaxies for which a central region could not be defined on the mid-infrared brightness profiles are also shown, and are attributed a null central fraction. Galaxies are not distributed at random in this plot, but rather on a two-arm sequence that can be described in the following way: (1) high F_{15}/F_7 colors are found exclusively in systems where a high fraction of the flux is produced in the circumnuclear regions; (2) galaxies with small F_{15}/F_7 ratios (< 1.2) are found with all kinds of nuclear contributions.

The bar class appears to play a part in the location of galaxies in this diagram, although this is not clear-cut: all galaxies with high circumnuclear contribution ($> 40\%$) and large F_{15}/F_7 colors (> 1.2) are SB galaxies, apart from NGC 4102, while SA-SAB galaxies are quite indistinguishable from one another and cluster in the small nuclear contribution ($< 30\%$) and low F_{15}/F_7 color corner of the graph. There is also a clear preponderance of SB galaxies in all the centrally dominated range. Only two SA-SAB galaxies show very high concentration fractions,

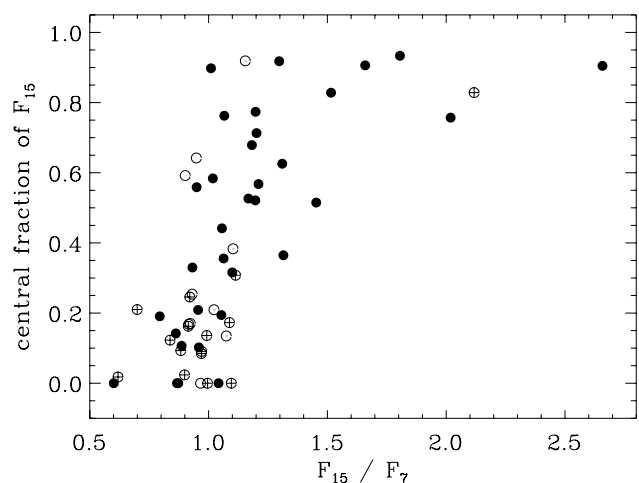


Fig. 4. Relationship between the central flux fraction at $15\ \mu\text{m}$ and the integrated F_{15}/F_7 color. Galaxies with no identifiable central regions, *i.e.* surface brightness profiles consistent with a single disk component, have been placed at a null ordinate.

NGC 3885 and NGC 4102. The latter galaxy was already discussed; for NGC 3885, strong indications exist that its bar class is incorrect (see the discussion in Sect. 5).

However, it is quite significant that SB galaxies cover both sequences in Fig. 4 and in particular are found all through the sequence of varying flux concentration and low F_{15}/F_7 color. Therefore, Fig. 4 shows that high global F_{15}/F_7 colors require that the flux concentration be high, and that the galaxy be SB, but none of these two properties is enough to predict that the global F_{15}/F_7 ratio will be high. To understand the importance of the flux concentration, let us first study separately the colors of central regions and those of disks.

Fig. 5 compares the F_{15}/F_7 distributions observed in the disk and in the central regions of our galaxies (whenever the radius of the central regions R_{CNR} , fitted on $7\ \mu\text{m}$ brightness profiles, could not be defined, the galaxy has been considered as a pure disk). These histograms indicate that F_{15}/F_7 ratios of circumnuclear regions are higher than those of disks (and this is a systematic property, verified for each individual galaxy except NGC 4736 and 6744, whose central regions are dominated by old stellar populations). Colors of disks are fairly constant and close to the integrated colors of SA-SAB galaxies ($F_{15}/F_7 = 0.89 \pm 0.14$ for the 1σ dispersion), whereas circumnuclear colors form a broader distribution extending towards high values ($F_{15}/F_7 = 1.59 \pm 0.78$).

The cause for this difference of colors can easily be seen in the spectra of Fig. 1: in all spectra with sufficient signal-to-noise ratio, the relative intensities of the UIBs are almost unchanged from galaxy to galaxy, or from central regions to disks. On the contrary, the level and spectral slope of the continuum seen longward of $13\ \mu\text{m}$ is highly variable and always stronger in the central regions than in the disks. This continuum is attributed to VSGs (see Sect. 3) and its presence in the $15\ \mu\text{m}$ band is a characteristic sign of intense star formation (*e.g.* Laurent et al. 2000).

The reason why high global F_{15}/F_7 colors require a high flux concentration can be directly derived from Fig. 5: only the central regions of galaxies are able to reach high F_{15}/F_7 colors, and they have to dominate the integrated emission to affect the global color. Furthermore, the fact that the two color histograms overlap explains why a high flux concentration does not necessarily imply a high F_{15}/F_7 color.

We however still have to identify the property or properties required, in addition to belonging to the SB class, for a galaxy to show a high mid-infrared flux concentration. We have seen in Fig. 2 that the morphological type plays a major part in the presence of high colors. Fig. 6 shows the evolution of the concentration fraction as a function of morphological type. It confirms that for SB galaxies, there is a definite trend for the central flux fraction to rise as the morphological type gets earlier. More precisely, SB galaxies with central fractions greater than 40% are found predominantly among galaxies earlier than Sb.

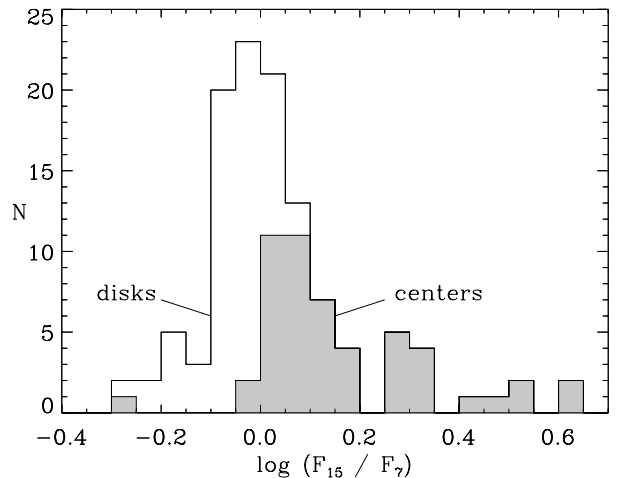


Fig. 5. Compared histograms of F_{15}/F_7 colors averaged in disks and in circumnuclear regions. The galaxies used are respectively those whose disk is not strongly contaminated by the central component (the excluded galaxies are NGC 1022, NGC 4691, VCC 1419 = NGC 4506, NGC 1326 and NGC 3885), and those with central regions that could be adjusted on surface brightness profiles (otherwise the galaxy is considered to be composed only of a disk). The isolated galaxy with a very low central color is NGC 6744, which is clearly devoid of young stars all inside its inner ring.

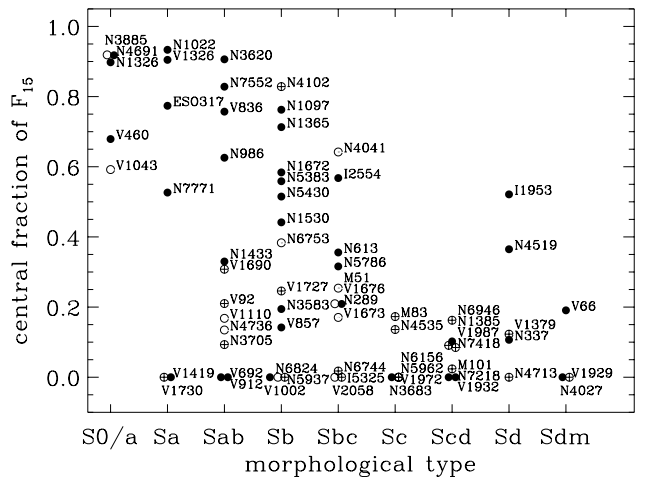


Fig. 6. Fraction of total $15\ \mu\text{m}$ fluxes arising from the central condensation, as a function of morphological type. As in Fig. 4, galaxies with no identifiable central regions have been placed at a null ordinate. The central fraction of F_7 fluxes, not shown here, has a very similar behavior, with only slightly lower values.

It is less clear in Fig. 6 whether SA-SAB galaxies follow a similar or a different trend, partly because of the lack of such bar classes in our sample for types S0/a and Sa, and also because types Sab and Sb may be incorrect due to the morphological classification bias affecting cluster galaxies, as already discussed in Sect. 5. In that section

however, we emphasized the existence of a set of five early-type SA-SAB spirals which do not suffer from morphological misclassification: VCC 92 = NGC 4192, NGC 3705, NGC 4736, NGC 5937 and NGC 6824. As apparent in Fig. 6, they all have a low central flux fraction, much lower than that observed in SB galaxies in the same range of types. This supports the view that the trend seen for increasing concentration fraction with earlier type concerns only SB galaxies (or peculiar objects like VCC 1043), SA-SAB galaxies having a generally low concentration factor whatever their type.

We can summarize our findings in this section in the following way: integrated F_{15}/F_7 colors of galaxies are generally of the order of 1. However, F_{15}/F_7 is often higher in central regions. Spiral galaxies with high F_{15}/F_7 colors must simultaneously be (1) dominated by their central regions, (2) of bar type SB, and (3) of morphological type earlier than Sb. However, the reverse is not true: as can be seen in Fig. 6, NGC 5383 (a Markarian galaxy), 1672, 1365 and 1097 for instance fulfill these conditions – between 55 and 75% of their $15\ \mu\text{m}$ radiation comes from small central regions (respectively 17, 8, 6 and 8% of the optical diameter) – yet their F_{15}/F_7 color is very similar to that of disk-dominated galaxies. This suggests that they host at their center larger concentrations of gas and dust than in the average of galaxies of the same Hubble type, but for some yet undetermined reasons, they presently undergo smooth star formation instead of a nuclear starburst. We propose that either the net gas inflow rate to the center has decreased (due to a slower replenishment from the inner disk which would have been previously partially depleted in gas, or a smaller efficiency of the evolved bar to make gas lose its angular momentum) or, since star formation bursts occur on a much shorter timescale than bar life, that we are imaging these objects at a period of quiescence in-between bursts. Concerning this last point, see the results of the simulations of Martinet & Friedli (1997) and the population synthesis estimates of Kotilainen et al. (2000) for the circumnuclear rings of NGC 1097 and 6574.

7. Origin of the circumnuclear infrared excess

7.1. Non-stellar activity

Of the SB galaxies, four are known to host a Seyfert nucleus: in order of decreasing flux fraction from the central condensation, VCC 836 = NGC 4388, NGC 1365, NGC 1097 and NGC 1433. For these, the high central color could arise from dust heated by non-stellar radiation from the accretion disk and halo of the central object and would thus not necessarily indicate the presence of massive stars. For NGC 1097, we have the direct visual evidence that the contribution from the active nucleus to the circumnuclear emission is negligible, since the central mid-infrared source is resolved into the well-known star-forming ring, which is very bright, and a faint point source at the nucleus. Correcting the images of NGC 1097 for dilution effects with a procedure analog to CLEAN (see the Atlas

for more detail), we obtain fractions of the total circumnuclear fluxes contributed by the nuclear point source of less than 3% at $7\ \mu\text{m}$ and about 1% at $15\ \mu\text{m}$. This central source was measured inside a radius of $3''$, while the ring extends between radii $\approx 6''$ and $12''$.

We can also inspect the low-resolution spectra between 5 and $16\ \mu\text{m}$ of the central regions of NGC 1097 and 1365 (left column of Fig. 1). Indeed, Genzel et al. (1998) and Laurent et al. (2000) have shown that a strong continuum at $5\ \mu\text{m}$ and small equivalent widths of the UIBs are signatures of dust heated by an active nucleus. Yet all our spectra are similar to that of the inner plateau of NGC 5194 ($\approx 50''$ in diameter) – which also contains a weak Seyfert nucleus, but completely negligible – and to that of NGC 5236: they are dominated by UIBs in the 5– $10\ \mu\text{m}$ range and the underlying continuum at $5\ \mu\text{m}$ is comparatively very low. We conclude that in these galaxies, the contribution of non-stellar heating to the emission observed inside R_{CNR} is small.

The cases of NGC 4388 and NGC 1433 can only be discussed on the basis of imaging results. The central condensation of NGC 1433 is large (we have determined a diameter of $31'' \approx 1.7\ \text{kpc}$) and extremely smooth, much flatter than the point spread function: we therefore consider unlikely a major contribution from the LINER/Seyfert nucleus, which should manifest itself as a point source. For NGC 4388, we cannot conclude and the active nucleus may be dominant. We can only mention that its global color is lower than that of VCC 1326 = NGC 4491, and this is marginally true as well for the nucleus, and that the nucleus of VCC 1326 is not classified as active³.

Hence, the presence of Seyfert nuclei does not modify our interpretation that high mid-infrared colors in the present sample are not due to dust heated by non-stellar photons and should rather signal the existence of central starbursts.

7.2. Circumnuclear starbursts

We now examine the most likely cause of the $15\ \mu\text{m}$ emission excesses detected in our sample, central starbursts triggered by the bar dynamical effects. We warn that NGC 1022 and NGC 4691 should be considered apart: their dust emission comes almost exclusively from central regions of $\approx 1\ \text{kpc}$, but this is more likely due to a past merger than to the influence of the bar, which may have been formed or transformed simultaneously as the starburst event was triggered.

³ Far-infrared diagnostics of nuclear activity are ambiguous for NGC 4388: its infrared to radio flux ratio as defined by Condon et al. (1991) is $q = 2.27$, and its spectral index between 25 and $60\ \mu\text{m}$ (de Grijp et al. 1987) is $\alpha = 1.23$. Both values indicate that stellar and non-stellar excitations may contribute in comparable amounts to the infrared energy output. Concerning VCC 1326, its spectral index between 25 and $60\ \mu\text{m}$, $\alpha = 1.67$, is rather typical of starbursts.

7.2.1. Available molecular gas

To see if a significant difference exists between the central molecular gas content of circumnuclear starburst galaxies and quiescent ones, we have searched the literature for single-dish CO(1-0) data in the smallest possible beams. Single-dish data are better suited to our purpose than interferometric data since the latter are scarcer and do not collect all the emission from extended structures. The conversion of CO antenna temperatures to molecular gas masses is approximate for two main reasons: the H₂ mass to CO luminosity ratio varies with metallicity and physical conditions; and the derivation of CO fluxes requires the knowledge of the source structure, because it is coupled to the antenna beam to produce the observed quantity which is the antenna temperature.

Sensible constraints on the structure of CO emission can be drawn from that observed in the mid-infrared. As dust is physically associated with gas, the mid-infrared emission spatial distribution should follow closely that of the gas, but be modified by the distribution of the star-forming regions that provide the heating, and which are likely more concentrated than the gas reservoir. Since gaussian profiles provide an acceptable description of most infrared central regions at our angular resolution, we have therefore assumed that the CO emitting regions are of gaussian shape, with half-power beam width (HPBW) between one and two times that at 7 μm. The 7 μm HPBW were derived by matching gaussian profiles convolved with the point spread function to the observed 7 μm profiles⁴.

To find the meaning of various antenna temperatures (with various corrections) and which conventions are used in the literature, the explanations of Kutner & Ulich (1981) and Downes (1989) were of much help. We converted given temperatures to the T_R^* scale⁵. We then attempted a correction of antenna to source coupling, assuming a gaussian source and a gaussian diffraction pattern with angular standard deviations θ_S and θ_B . The relationship below follows for the source brightness temperature T_b , which is averaged over the beam in the observation, whereas we want to recover its intrinsic value over the source extent:

$$T_R^* \times (\theta_S^2 + \theta_B^2) = T_b \times \theta_S^2.$$

Table 1 contains the beam width of the observations and the derived H₂ masses for the adopted references. A conversion factor $f = N(H_2)/I(CO) =$

⁴ In NGC 1530, the scales of the molecular gas and infrared concentrations are of the same order. In NGC 1022, the source HPBW is estimated to be $\approx 17''$, which is ≈ 2.9 times that of the innermost infrared regions. However, these are clearly more extended than a central gaussian and not representative of normal CNRs, since likely gathered by a merger. For this and other galaxies whose central regions are clearly structured (*i.e.* NGC 1097 and NGC 4691), detailed CO maps where the source is resolved were used. It is also the case for NGC 1530, 5236 and 6946.

⁵ which includes corrections for atmospheric attenuation and all instrumental effects except antenna to source coupling.

$2.3 \cdot 10^{24} \text{ molecules m}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}$ (Strong et al. 1988) has been used to compute the mass as:

$$M_{H_2} / (2 m_H) = f \times \int T_b dV (\text{K km s}^{-1}) \times 2 \pi (\theta_S D)^2 \times (1 - \exp(-\frac{1}{2}(\alpha_{\text{CNR}} / \theta_S)^2))$$

where m_H is the hydrogen atom mass and D the distance (in m). In the above formula, we estimate the mass only inside the angular radius α_{CNR} used for the infrared photometry of circumnuclear regions. Only when the central regions are resolved and mapped is there no need to assume a brightness distribution. H₂ masses derived in this way are probably not more precise than by a factor three, including the dispersion of the factor f , but the dynamic range in the sample is still sufficient to allow a discussion of the results.

Although the beam of CO observations is in general larger than α_{CNR} , it remains (except for NGC 337) smaller than the diameter of the bar which collects gas from inside corotation, believed to be located close to the end of the bar (Athanassoula 1992), so that it is still meaningful to compare our measurements on infrared condensations to CO data.

Fig. 7a shows the variation of the 7 μm surface brightness as a function of the average molecular gas surface density inside R_{CNR} . Higher densities of the molecular material are associated with an increase in the infrared brightness of the central regions. This is expected, since the amount of dust scales with that of gas, which essentially consists of the molecular phase in central regions of galaxies. More interesting is Fig. 7b where we show the evolution of the F_{15}/F_7 color inside R_{CNR} as a function of the same quantity as in Fig. 7a. For the majority of our sample, F_{15}/F_7 tends to rise, within a very large dispersion, when the molecular gas mean density increases (it roughly doubles when the H₂ surface brightness varies by 1.2 dex). However, a few galaxies dramatically depart from this trend: for colors higher than 2.5 ($\log F_{15}/F_7 > 0.4$), there is a reversal in the sense that hot circumnuclear regions seem to be depleted in molecular gas, with respect to the normal H₂ content-color distribution.

Although one can think of several reasons why their molecular content may be underestimated (the standard conversion factor may not apply for these galaxies due to their starburst nature or possibly due to a lower metallicity), it is unlikely that this is the case. First, the implied underestimation factors appear quite large, at least 4 to 10. Second, if we were to correct the H₂ masses by these factors to bring the galaxies within the trend observed in Fig. 7b, then these objects would become abnormal in Fig. 7a, with a deficit of 7 μm emission⁶. The four deviating galaxies do not share a common property which would make them special with respect to all the others. NGC 4519 and IC 1953 are similar SBd galaxies,

⁶ Note that it is however conceivable that a fraction of UIB carriers are destroyed, which would cause such a deficit.

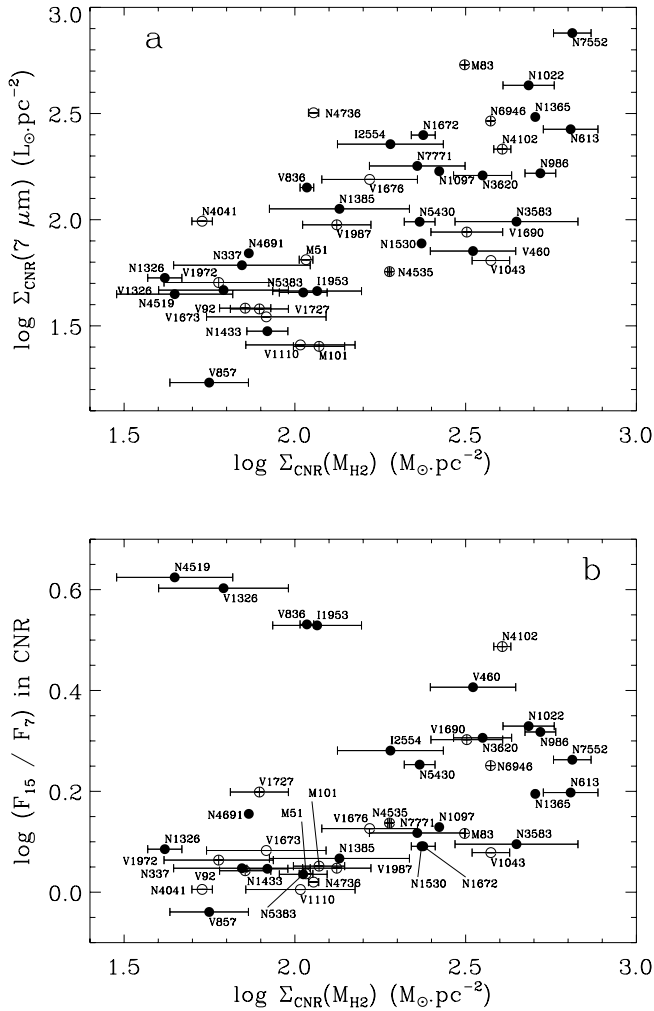


Fig. 7. (a): $7 \mu\text{m}$ surface brightness as a function of the average H_2 surface density, both inside the circumnuclear regions defined by mid-infrared photometry (CNR). The limits on H_2 mass are not true error bars, but simply indicate the effect of varying the scale of the gaussian distribution from once to twice that measured at $7 \mu\text{m}$ (see text). **(b):** F_{15}/F_7 color as a function of the average H_2 surface density, both inside the CNR, with the same convention for error bars as in (a).

VCC 1326 = NGC 4491 is a small and low-luminosity SBA, and VCC 836 = NGC 4388 is an edge-on Seyfert SBab (for which the molecular content may be ill-determined due to the integration of the CO line throughout the disk).

We thus propose the following interpretation for the galaxies that wander off the main trend in Fig. 7b: the main distribution corresponds to galaxies where the central starburst is more and more intense, as indicated by the high gas surface densities and colors. Galaxies at the turnover of the sequence may be observed in a phase of their starburst (not necessarily common to all galaxies) when it has consumed or dispersed most of the accumulated gas, because of a higher star formation efficiency. This suggests an interesting analogy with HII regions, for which the distinction between “ionization-bounded” and

“density-bounded” is made (see Whitworth 1979, also for a discussion of the efficiency of molecular cloud dispersal by young stars). Dust should then be depleted too; however, because of the presence of massive stars, the remaining dust is exposed to a very intense radiation field and reaches a high F_{15}/F_7 color. This ratio may also increase due to the fact that the dust which was mixed with rather dense molecular clouds, of low F_{15}/F_7 color, has been dispersed too. Alternatively, the concentrations of molecular gas in these galaxies may be more compact than in the others and diluted in our large beam (we cannot exclude that the mid-infrared distribution includes an unresolved core which dominates the color). A confirmation of the above scenario clearly requires better measurements of the central gas content and high-resolution characterization of the starbursts.

Leaving the four galaxies in the upper left quadrant of Fig. 7b apart, the data support an interpretation in terms of starburst with standard properties: the infrared activity in galactic centers can be stronger when the available molecular gas is denser.

7.2.2. Color of the central concentration and age of the starburst

Fig. 8 indicates how the F_{15}/F_7 color inside R_{CNR} varies with the $15 \mu\text{m}$ surface brightness in the same aperture. In principle, the mid-infrared surface brightness can increase either because the amount of dust in the considered area is higher (such as observed in Fig. 7a), or because the energy density available to heat the dust increases. The trend for higher F_{15}/F_7 ratios at large $15 \mu\text{m}$ surface brightnesses seen in Fig. 8 indicates that indeed, the increase of the $15 \mu\text{m}$ surface brightness is at least partly due to rise of the mean energy density in the CNR. In this diagram again, the galaxies with a peculiar behavior in Fig. 7b stand apart, well above the locus defined by the least absolute deviation fit⁷ (dashed line). This supports the fact that the trend seen in Fig. 7b is not due to an underestimation of the H_2 content, and lends further credit to the interpretation presented in Sect. 7.2.1.

Another study by Dale et al. (1999) has already dealt with the joint variations of mid-infrared surface brightnesses and colors. However, contrary to Fig. 8 where the surface brightnesses and colors are those of the same physical region (the CNR) in a large sample of galaxies, in the Dale et al. (1999) study, resolution elements inside the target galaxies are first binned according to their surface brightness before the mean color of the bin is computed. As a result, a bin does not correspond to a physical object. We simply note that if galactic central regions are binned by surface brightness in Fig. 8, then the obtained mean locus is comparable to those shown by Dale et al. (1999).

⁷ We give this name to a fit where the quantity to be minimized is the sum of absolute values of the distances between the data points and the line. This method is less sensitive to outliers than the least squares fit.

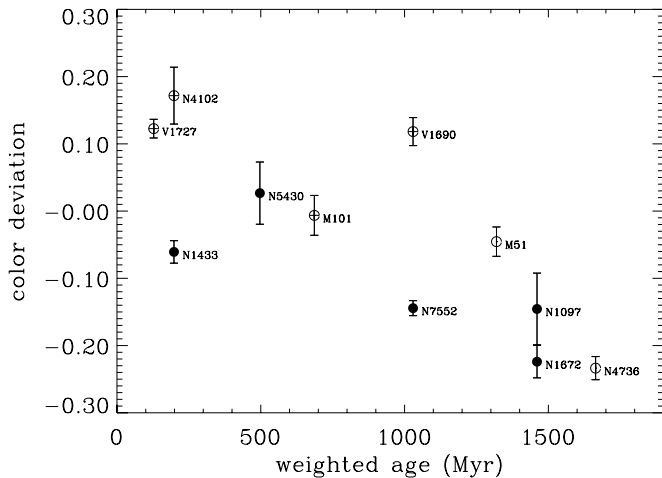


Fig. 9. The abscissa indicates the mean age of stellar populations, according to the synthesis results of Bonatto et al. (1998), including the first six elements of their base, stellar clusters to which they attribute ages between 0 and 0.7 Gyr for the first five and in the interval 0.7-7 Gyr for the last one, but excluding the oldest element, an elliptical bulge representing ages between 7 and 17 Gyr. The ages are weighted by the fraction of the flux at 2650 Å that each different population emits. The contribution from continuous star formation has been approximated by a constant flux fraction (equal to the minimum value) and subtracted, in order to consider only successions of bursts. The ordinate is the difference between the measured F_{15}/F_7 color and the color expected from the mean relationship between central surface brightnesses and colors shown in Fig. 8. For this graph, the photometry was performed inside the same apertures as in Bonatto et al. (1998), $10'' \times 20''$, and error bars show the effect of varying the slit orientation, which is not given by Bonatto et al. (1998).

circumnuclear region, with no hot spot that would indicate the presence of massive stellar clusters.

To conclude, Fig. 8 is a strong indication that the mid-infrared emission in circumnuclear regions is influenced by successive episodes of star formation over relatively long periods of time: on the mean, the F_{15}/F_7 color is a sensitive function of the mid-infrared surface brightness, but this relationship is modulated by the mean age of the stellar populations. A striking example of this is NGC 4736. Its central mid-infrared brightness is in the high range, but its central F_{15}/F_7 ratio is low, in accordance with its large mean stellar age confirmed by Taniguchi et al. (1996). From optical population synthesis, they find that a central starburst occurred about 1 Gyr ago in this galaxy, and that subsequent nuclear star formation has proceeded at a low rate.

Combining this result with that of Sect. 7.2.1, we can form the following sketch of what determines the mid-infrared properties of circumnuclear regions: the central surface brightness is connected to the amount of gas, as expected if gas-to-dust ratios are relatively constant. However, accumulation of gas in the center allows the trig-

gering of intense star formation, so that the interstellar radiation field increases, reflected in higher F_{15}/F_7 ratios. Fig. 8 and 9 suggest then that deviations from this simple description can be related to the star formation history of the circumnuclear regions. On-going starbursts produce excess F_{15}/F_7 colors, while faded starbursts are associated with F_{15}/F_7 deficits.

Additional variation in mid-infrared colors may arise from differences in metallicity and in the compactness of the starburst, with consequences on the amount and nature of the dust, but this is out of the scope of the present study.

8. Summary and conclusions

We have studied the mid-infrared activity induced by bars in a sample of 69 nearby spiral galaxies with infrared luminosities spanning a large range below the class of luminous infrared galaxies. We have found that:

- The mid-infrared emission of the normal galaxies in our sample is essentially contributed by a thermal continuum from very small grains (VSGs) longward of $10 \mu\text{m}$ and the family of aromatic bands (UIBs) detected in a wide diversity of environments. It is the variation of the VSG component with respect to the UIBs that is responsible for F_{15}/F_7 changes in our galaxies. From the comparison with observations of resolved Galactic regions, this can be related to an increase of the filling factor of star forming complexes by photoionized regions, hence a decrease of the contribution to the mid-infrared emission from neutral and molecular media.
- There is a dichotomy between spiral disks, where the integrated F_{15}/F_7 color is close to 1 and shows little dispersion, and circumnuclear regions, where F_{15}/F_7 ranges from disk-like to high values (up to 4). We have found no indication that destruction of UIB carriers occurs at the scale of circumnuclear regions, although it would be desirable to analyze infrared spectroscopic data of the most active galaxies, to elaborate on this.
- We confirm that barred spirals distinguish themselves from unbarred galaxies in the sense that they can reach higher F_{15}/F_7 colors. This effect is however restricted to early morphological types, in agreement with previous IRAS-based studies (Hawarden et al. 1986; Huang et al. 1996). We show unambiguously that this emission excess arises in circumnuclear regions which can completely dominate the mid-infrared emission, although their size remains modest (D_{CNR} ranges between 2 and 26% of the optical diameter in the whole sample, with no clear dependency on Hubble type). Galaxies with a global color excess are all dominated by their central regions. This is a confirmation of predictions from hydrodynamical models (Athanasoula 1992; Friedli & Benz 1993), according to which a barred perturbation, through tidal torques and shocks, induces substantial mass transfer towards

circumnuclear regions. We observe the consequences of these gas flows, *i.e.* the intense star formation that they fuel.

- An important fact to mention is that only a fraction of early-type barred galaxies can be distinguished from unbarred galaxies in their infrared properties. Several interrelated parameters may explain this quiescence of many barred galaxies. With the present data we are unable to address this issue and thus only list possible explanations: a bar evolves on a much longer timescale than a starburst (Martinet & Friedli 1997) and the accretion rate by a bar is slow; the inward mass transfer is regulated by the depth of the potential well, the intensity of the shocks inside the bar, the star formation efficiency along the path of the inflowing gas before it reaches central regions (Martin & Friedli 1997), etc.

Although the presence of a bar can be an efficient means of triggering circumnuclear starbursts, the dust emission processes in central regions are the same in barred and unbarred galaxies. We have studied the properties of these central regions at the degree of detail accessible to our spatial resolution. Several physical properties were found to control the mid-infrared color F_{15}/F_7 .

- The estimated molecular gas content inside the central regions (R_{CNR}): as expected, the mid-infrared brightness at $7\ \mu\text{m}$ tends to rise with increasing mean gas density, which reflects the physical association of dust with molecular material. The F_{15}/F_7 color is also correlated with the mean gas density. As a higher gas content allows more efficient star formation on relatively large scales, according to the Schmidt law and stability criteria or other empirical laws (Kennicutt 1998), this supports an interpretation of mid-infrared colors in terms of starburst intensity. A few galaxies, showing the most extreme F_{15}/F_7 ratios, depart from the general trend. This could be interpreted as a transient evolutionary state of the starburst during which most of the gas has been consumed or dispersed, although a definite assessment of the effect requires better molecular line data.
- The age of the stellar populations heating dust: dust is sensitive to star formation on relatively long timescales, as can be expected from the fact that it can be heated by optical and near-UV photons. However, the strength of the VSG continuum is more sensitive to the radiation energy density and hardness than UIBs, and the results that we report here indicate that F_{15}/F_7 excesses are linked to the weighted age of the exciting stellar populations. Mid-infrared colors are therefore influenced by the previous star formation history over at least 1 Gyr, and depend on the fraction of the ultraviolet radiation power contributed by young populations created in a contemporary starburst, with respect to intermediate-age populations from already faded bursts.

Acknowledgements. We thank our referee, Louis Martinet, for his helpful remarks.

The ISOCAM data presented in this paper were analyzed using and adapting the CIA package, a joint development by the ESA Astrophysics Division and the ISOCAM Consortium (led by the PI C. Cesarsky, Direction des Sciences de la Matière, C.E.A., France).

References

- Aalto S., Booth R.S., Black J.H. & Johansson L.E.B., 1995, *A&A* 300, 369 (CO ref.: AB)
- Aaronson M., Huchra J., Mould J.R. et al., 1982, *ApJS* 50, 241 (HI ref.: AH)
- Aguerri J.A.L., 1999, *A&A* 351, 43
- Allamandola L.J., Hudgins D.M. & Sandford S.A., 1999, *ApJ* 511, L115
- Andreani P., Casoli F. & Gerin M., 1995, *A&A* 300, 43 (CO ref.: AC)
- Appleton P.N., Foster P.A. & Davies R.D., 1986, *MNRAS* 221, 393 (HI ref.: AF)
- Arsenault R., 1989, *A&A* 217, 66
- Ashby M.L.N., Houck J.R. & Matthews K., 1995, *ApJ* 447, 545 (nuc. type ref.: A)
- Athanassoula E., 1992, *MNRAS* 259, 345
- Athanassoula E. & Martinet L., 1980, *A&A* 87, L10
- Bajaja E., Wielebinski R., Reuter H.P., Harnett J.I. & Hummel E., 1995, *A&AS* 114, 147 (CO ref.: BW)
- van den Bergh S., 1976, *ApJ* 206, 883
- Bonatto C., Pastoriza M.G., Alloin D. & Bica E., 1998, *A&A* 334, 439
- Borghesi A., Bussoletti E. & Colangeli L., 1987, *ApJ* 314, 422
- Boselli A., Lequeux J., Sauvage M. et al., 1998, *A&A* 335, 53
- Boselli A., Casoli F. & Lequeux J., 1995, *A&AS* 110, 521 (CO ref.: Bo)
- Boulanger F., Abergel A., Bernard J.P., et al., 1998a, in “Star formation with the Infrared Space Observatory”, J. Yun & R. Liseau Eds, ASP Conf. Series 132, 15
- Boulanger F., Boissel P., Cesarsky D. & Ryter C., 1998b, *A&A* 339, 194
- Boulanger F., Beichman C., Désert F.X. et al., 1988, *ApJ* 332, 328
- Braine J., Combes F., Casoli F. et al., 1993, *A&AS* 97, 887 (CO ref.: Br)
- Brooks K.J., Burton M.G., Rathborne J.M., Ashley M.C.B. & Storey J.W.V., 2000, *MNRAS* 319, 95
- Buta R. & Block D.L., 2001, astro-ph/0010342, accepted for *ApJ*
- Cayatte V., Kotanyi C., Balkowski C. & van Gorkom J.H., 1994, *AJ* 107, 1003
- Cayatte V., van Gorkom J.H., Balkowski C. & Kotanyi C., 1990, *AJ* 100, 604
- Cesarsky C.J., Abergel A., Agnese P. et al., 1996c, *A&A* 315, L32
- Cesarsky D., Lequeux J., Abergel A. et al., 1996a, *A&A* 315, L309; 1996b, *A&A* 315, L305

- Chamaraux P., Balkowski C. & Fontanelli P., 1986, *A&A* 165, 15 (HI ref.: C2)
- Chamaraux P., Balkowski C. & Gérard E., 1980, *A&A* 83, 38 (HI ref.: C)
- Claussen M.J. & Sahai R., 1992, *AJ* 103, 1134 (CO ref.: CS)
- Cohen M., Allamandola L., Tielens A.G.G.M. et al., 1986, *ApJ* 302, 737
- Combes F., Prugniel P., Rampazzo R. & Sulentic J.W., 1994, *A&A* 281, 725 (CO ref.: CP)
- Combes F., Dupraz C., Casoli F. & Pagani L., 1988, *A&A* 203, L9 (CO ref.: CD)
- Condon J.J., Frayer D.T. & Broderick J.J., 1991, *AJ* 101, 362
- Contursi A., Lequeux J., Cesarsky D. et al., 2000, *A&A* 362, 310
- Corwin H.G., de Vaucouleurs A. & de Vaucouleurs G., 1985, *Southern Galaxy Catalogue*
- Dale D.A., Silbermann N.A., Helou G. et al., 2000, *AJ* 120, 583
- Dale D.A., Helou G., Silbermann N.A. et al., 1999, *AJ* 118, 2055
- Désert F.-X., Boulanger F. & Puget J.L., 1990, *A&A* 237, 215
- Devereux N., 1987, *ApJ* 323, 91
- Diaz A.I., Pagel B.E.J. & Wilson I.R.G., 1985, *MNRAS* 212, 737
- Downes D., 1989, in “Evolution of Galaxies. Astronomical Observations”, *Les Houches Astrophysics School I*, 351
- Duley W.W. & Williams D.A., 1981, *MNRAS* 196, 269
- Elfhag T., Booth R.S., Höglund B., Johansson L.E.B. & Sandqvist A., 1996, *A&AS* 115, 439 (CO ref.: E)
- Eskridge P.B., Frogel J.A., Pogge R.W. et al., 2000, *AJ* 119, 536
- Förster-Schreiber N.M., Laurent O., Sauvage M. et al., 2001, submitted to *A&A*
- Friedli D. & Benz W., 1993, *A&A* 268, 65
- Garcia A.M., 1993, *A&AS* 100, 47
- García-Barreto J.A., Franco J., Carrillo R., Venegas S. & Escalante-Ramírez B., 1996, *RevMexAA* 32, 89
- García-Barreto J.A., Downes D., Combes F. et al., 1991, *A&A* 252, 19 (CO ref.: GD)
- Genzel R., Lutz D., Sturm E. et al., 1998, *ApJ* 498, 579
- Gérin M., Nakai N. & Combes F., 1988, *A&A* 203, 44 (CO ref.: GN)
- Giard M., Bernard J.P., Lacombe F., Normand P. & Rouan D., 1994, *A&A* 291, 239
- Giovanardi C., Krumm N. & Salpeter E.E., 1983, *AJ* 88, 1719 (HI ref.: GK)
- de Grijp M.H.K., Miley G.K. & Lub J., 1987, *A&AS* 70, 95
- Guiderdoni B. & Rocca-Volmerange B., 1985, *A&A* 151, 108 (HI ref.: GR)
- Handa T., Nakai N., Sofue Y., Hayashi M. & Fujimoto M., 1990, *PASJ* 42, 1 (CO ref.: HN)
- Hawarden T.G., Mountain C.M., Leggett S.K. & Puxley P.J., 1986, *MNRAS* 221, Short Com. 41
- Haynes M.P., van Zee L., Hogg D.E., Roberts M.S. & Maddalena R.J., 1998, *AJ* 115, 62 (HI ref.: HZ)
- Haynes M.P. & Giovanelli R., 1986, *ApJ* 306, 466 (HI ref.: HG)
- Heckman T.M., 1980, *A&A* 88, 365 (Research Note)
- Helfer T.T. & Blitz L., 1993, *ApJ* 419, 86 (CO ref.: HB)
- Helou G., 1986, *ApJ* 311, L33
- Helou G., Hoffman G.L. & Salpeter E.E., 1984, *ApJS* 55, 433 (HI ref.: HH)
- Ho L.C., Filippenko A.V. & Sargent W.L.W., 1997, *ApJS* 112, 315 (nuc. type ref.: H)
- Horellou C., Casoli F. & Dupraz C., 1995, *A&A* 303, 361 (HI ref.: HC)
- Huang J.H., Gu Q.S., Su H.J. et al., 1996, *A&A* 313, 13
- Huchtmeier W.K. & Seiradakis J.H., 1985, *A&A* 143, 216 (HI ref.: HS)
- Huchtmeier W.K. & Bohnenstengel H.D., 1981, *A&A* 100, 72 (HI ref.: HB)
- Huntley J.M., Sanders R.H. & Roberts W.W., 1978, *ApJ* 221, 521
- Isobe T. & Feigelson E.D., 1992, *ApJS* 79, 197
- Jörsäter S. & van Moorsel G.A., 1995, *AJ* 110, 2037 (HI ref.: J)
- Kamphuis J.J., Sijbring D. & van Albada T.S., 1996, *A&AS* 116, 15 (HI ref.: Ka)
- Keel W.C., 1984, *ApJ* 282, 75 (nuc. type ref.: K2)
- Keel W.C., 1983, *ApJS* 52, 229 (nuc. type ref.: K)
- Kenney J.D. & Young J.S., 1988, *ApJS* 66, 261 (CO ref.: KY)
- Kennicutt R.C., 1998, *ApJ* 498, 541
- Koopmann R.A. & Kenney J.D.P., 1998, *ApJ* 497, L75
- Kotilainen J.K., Reunanen J., Laine S. & Ryder S.D., 2000, *A&A* 353, 834
- Krügel E., Steppe H. & Chini R., 1990, *A&A* 229, 17 (CO ref.: KS)
- Krumm N. & Salpeter E.E., 1980, *AJ* 85, 1312 (HI ref.: Kr)
- Kutner M.L. & Ulich B.L., 1981, *ApJ* 250, 341
- Laurent O., Mirabel I.F., Charmandaris V. et al., 2000, *A&A* 359, 887
- Léger A. & Puget J.L., 1984, *A&A* 137, L5
- Lindblad P.O., Hjelm M., Högbom J. et al., 1996, *A&AS* 120, 403
- Maia M.A.G., Pastoriza M.G., Bica E. & Dottori H., 1994, *ApJS* 93, 425 (HI ref.: MP)
- Maia M.A.G., da Costa L.N., Willmer C., Pellegrini P.S. & Rit e C., 1987, *AJ* 93, 546 (nuc. type ref.: MC)
- Maiolino R., Ruiz M., Rieke G.H. & Papadopoulos P., 1997, *ApJ* 485, 552 (nuc. type ref.: M)
- Maoz D., Koratkar A., Shields J.C. et al., 1998, *AJ* 116, 55
- Martin P. & Friedli D., 1997, *A&A* 326, 449
- Martin P., 1995, *AJ* 109, 2428
- Martinet L. & Friedli D., 1997, *A&A* 323, 363
- Mathewson D.S. & Ford V.L., 1996, *ApJS* 107, 97 (HI ref.: MF)
- Mauersberger R., Henkel C., Walsh W. & Schulz A., 1999, *A&A* 341, 256 (CO ref.: M)

- McLeod K.K. & Rieke G.H., 1995, *ApJ* 441, 96
- Mirabel I.F. & Sanders D.B., 1988, *ApJ* 335, 104 (HI ref.: MS)
- Moshir M., Copan G., Conrow T. et al., 1989, *IRAS Faint Source Catalog*
- Mundell C.G. & Shone D.L., 1999, *MNRAS* 304, 475
- Papoular R., Conard J., Giuliano M., Kister J. & Mille G., 1989, *A&A* 217, 204
- Pence W.D. & Blackman C.P., 1984, *MNRAS* 210, 547 (HI ref.: P)
- Phillips M.M. & Malin D.F., 1982, *MNRAS* 199, 905
- Regan M.W., Vogel S.N. & Teuben P.J., 1997, *ApJ* 482, L143
- Regan M.W., Teuben P.J. & Vogel S.N., 1996, *AJ* 112, 2549 (HI ref.: RT)
- Reynaud D. & Downes D., 1998, *A&A* 337, 671 (CO ref.: RD)
- Rice W., Lonsdale C.J., Soifer B.T. et al., 1988, *ApJS* 68, 91
- Richter O.G. & Huchtmeier W.K., 1987, *A&AS* 68, 427 (HI ref.: RH)
- Roche P.F., Aitken D.K. & Smith C.H., 1989, *MNRAS* 236, 485
- Rogstad D.H., Shostak G.S. & Rots A.H., 1973, *A&A* 22, 111 (HI ref.: RS)
- Roth J., Mould J. & Staveley-Smith L., 1994, *AJ* 108, 851 (HI ref.: RM)
- Roussel H., Sauvage M., Vigroux L. & Bosma A., 2001a, accepted for *A&A* (Paper II)
- Roussel H., Vigroux L., Bosma A., Sauvage M. et al. 2001b, *A&A* 369, 473 (Atlas)
- Ryder S.D., Buta R.J., Toledo H. et al., 1996, *ApJ* 460, 665 (HI ref.: RB)
- Sage L.J. & Isbell D.W., 1991, *A&A* 247, 320 (CO ref.: SI)
- Sakamoto K., Okumura S.K., Ishizuki S. & Scoville N.Z., 1999, *ApJ* 525, 691
- Sakata A., Wada S., Onaka T. & Tokunaga A.T., 1987, *ApJ* 320, L63
- Sancisi R., Allen R.J. & Sullivan W.T., 1979, *A&A* 78, 217 (HI ref.: S)
- Sandage A. & Bedke J., 1994, *The Carnegie atlas of galaxies*
- Sanders D.B. & Mirabel I.F., 1996, *ARA&A* 34, 749
- Sanders D.B., Scoville N.Z. & Soifer B.T., 1991, *ApJ* 370, 158 (CO ref.: SS)
- Sandqvist A., Jörsäter S. & Lindblad P.O., 1995, *A&A* 295, 585 (CO ref.: SJ)
- Seigar M.S. & James P.A., 1998, *MNRAS* 299, 672
- Sellgren K., 1984, *ApJ* 277, 623
- Sheth K., Regan M.W., Vogel S.N. & Teuben P.J., 2000, *ApJ* 532, 221 (CO ref.: SR)
- Shioya Y., Tosaki T., Ohya Y. et al., 1998, *PASJ* 50, 317 (CO ref.: ST)
- Soifer B.T., Boehmer L., Neugebauer G. & Sanders D.B., 1989, *AJ* 98, 766
- Spoon H.W.W., Koornneef J., Moorwood A.F.M., Lutz D. & Tielens A.G.G., 2000, *A&A* 357, 898
- Strong A.W., Bloemen J.B.G.M., Dame T.M. et al., 1988, *A&A* 207, 1
- Sturm E., Lutz D., Tran D. et al., 2000, *A&A* 358, 481
- Taniguchi Y., Ohya Y., Yamada T., Mouri H. & Yoshida M., 1996, *ApJ* 467, 215
- Telesco C.M., Dressel L.L. & Wolstencroft R.D., 1993, *ApJ* 414, 120
- Theureau G., Bottinelli L., Coudreau-Durand N. et al., 1998, *A&AS* 130, 333 (HI ref.: TB)
- Thuan T.X. & Sauvage M., 1992, *A&AS* 92, 749
- Tran D., 1998, PhD thesis, University of Paris XI
- Tubbs A.D., 1982, *ApJ* 255, 458
- Tully R.B., 1988, *Nearby Galaxies Catalog*, Cambridge University Press (HI ref.: T)
- Uchida K.I., Sellgren K., Werner M.W. & Houdashelt M.L., 2000, *ApJ* 530, 817
- de Vaucouleurs G., de Vaucouleurs A., Corwin H.G. et al., 1991, *Third Reference Cat. of Bright Galaxies (RC3)*
- Veilleux S., Bland-Hawthorn J. & Cecil G., 1999, *AJ* 118, 2108
- Veilleux S., Kim D.C., Sanders D.B., Mazzarella J.M. & Soifer B.T., 1995, *ApJS* 98, 171 (nuc. type ref.: VK)
- Véron-Cetty M.P. & Véron P., 1986, *A&AS* 66, 335 (nuc. type ref.: V)
- Vila-Vilaró B., Taniguchi Y. & Nakai N., 1998, *AJ* 116, 1553 (CO ref.: V)
- Vorontsov-Velyaminov B.A. & Arkhipova V.P., 1968., *Morphological Catalog of Galaxies (part IV)*
- Wiklind T., Henkel C. & Sage L.J., 1993, *A&A* 271, 71 (CO ref.: W1)
- Wiklind T. & Henkel C., 1989, *A&A* 225, 1 (CO ref.: W2)
- Whitworth A., 1979, *MNRAS* 186, 59
- Young J.S, Xie S., Tacconi L. et al., 1995, *ApJS* 98, 219 (CO ref.: Y)

Table 1. General properties of sample galaxies. Virgo members are also named from the VCC catalog. Other galaxies belong to the field or loose groups, unless otherwise noted. Distances are from the NGC catalog of Tully (1988), taking into account the Virgo infall and assuming $h_{100} = 0.75$; morphological types, asymptotic blue magnitudes m_{BT} and major diameters D_{25} at the isophote $\mu_B = 25$ mag arcsec $^{-2}$ are from the RC3 (de Vaucouleurs et al. 1991).

name	RA DEC (2000)	D (Mpc)	morph. type	m_{BT}	D_{25} ($'$)	HI def. ^a	M_{H_2} (log M_{\odot})	$-(b)^b$ $-(b'')$	nuclear type	tidal ^c int.
N289	00 52 42–31 12.4	19.4	SBbc	11.72	5.13	-1.75 (P)			L/HII (V)	
N337	00 59 50–07 34.7	20.7	SBd	12.06	2.88	-0.82 (T)	8.05/7.65 (44)	(E)	HII (V)	mbs
N613	01 34 18–29 25.0	17.5	SBbc	10.73	5.50	0.64 (MF)	9.20/9.04 (44)	(E)	L/HII (V)	
N1022	02 38 33–06 40.7	18.5	SBA	12.09	2.40	0.98 (TB)	8.91/8.76 (44)	(GD)	HII (A)	am
N1097	02 46 19–30 16.4	14.5	SBb	10.23	9.33	0.13 (MF)	9.33	(17) (GN)	L/Sy (V/M)	doa
N1365 †	03 33 37–36 08.3	16.9	SBb	10.32	11.22	0.22 (J)	9.69/9.68 (44)	(SJ)	Sy1/2 (V/M)	
N1433 ‡	03 42 01–47 13.3	11.6	SBab	10.70	6.46	0.87 (RB)	8.36/8.24 (44)	(BW)	L/Sy2 (V/M)	
N1530	04 23 29+75 17.8	36.6	SBb	12.25	4.57	-0.10 (RT)	9.65	(5.3) (RD)		
N1672 ‡	04 45 42–59 15.0	14.5	SBb	10.28	6.61	-1.24 (MP)	9.02/8.95 (44)	(BW)	L/HII (V)	
N4027	11 59 30–19 16.1	25.6	SBdm	11.66	3.16	-0.62 (RH)			HII (V)	mbs
N4535 (V1555)	12 34 20+08 11.9	16.8	SABc	10.59	7.08	0.88 (GR)	8.73/8.72 (21)	(*)	HII (V)	
N4691	12 48 14–03 20.0	22.5	SB0/a	11.66	2.82	0.24 (HS)	9.14	(21) (W1)	HII (K)	am
N4736 (M94)	12 50 54+41 07.2	4.3	SAab	8.99	11.22	0.77 (HS)	7.27/7.24 (16)	(ST)	L (H)	
N5194 (M51)	13 29 53+47 11.8	7.7	SABc	8.96	11.22	-0.01 (AF)	8.95/8.99 (55)	(HB)	Sy2 (H)	doa
N5236 (M83)	13 37 00–29 52.1	4.7	SABc	8.20	12.88	-2.40 (HB)	8.24	(16) (HN)	HII (V)	
N5383 (Mrk281)	13 57 05+41 50.7	37.8	SBb	12.05	3.16	0.36 (S)	9.53/9.39 (55)	(SR)	HII (A)	
N5457 (M101)	14 03 13+54 20.9	5.4	SABcd	8.31	28.84	0.58 (HB)	7.97/7.82 (55)	(SI)	HII (H)	doa
N6744	19 09 45–63 51.4	10.4	SABbc	9.14	19.95	-0.18 (MF)			L (V)	
N7552 §	23 16 11–42 35.0	19.5	SBab	11.25	3.39	-0.44 (T)	9.37/9.26 (44)	(CS)	HII (V)	
<i>Virgo cluster sample:</i>										
N4178 (V66)	12 12 46+10 51.8	16.8	SBdm	11.90	5.13	0.33 (GR)			HII (H)	
N4192 (V92)	12 13 48+14 53.7	16.8	SABab	10.95	9.77	0.52 (GR)	8.58/8.43 (45)	(KY)	L/HII (H)	
N4293 (V460)	12 21 13+18 23.0	17.0	SB0/a	11.26	5.62	1.23 (GR)	8.66/8.41 (45)	(KY)	L (K)	
N4351 (V692)	12 24 02+12 12.4	16.8	SBab	13.03	2.00	0.41 (GR)				note
N4388 (V836) #	12 25 47+12 39.7	16.8	SBab/	11.76	5.62	1.84 (GR)	8.41/8.37 (16)	(V)	Sy2 (K)	
N4394 (V857)	12 25 56+18 12.9	16.8	SBb	11.73	3.63	1.79 (GR)	8.12/7.89 (45)	(KY)	L (K)	
N4413 (V912)	12 26 32+12 36.6	16.8	SBab	12.25	2.34	1.48 (GR)				
N4430 (V1002)	12 27 27+06 15.8	16.8	SBb	12.79	2.29	1.02 (HH)				doa
N4438 (V1043)	12 27 46+13 00.6	16.8	SA0/a	11.02	8.51	2.53 (GR)	8.99/8.88 (21)	(CD)	L (K)	pc
N4450 (V1110)	12 28 29+17 05.1	16.8	SAab	10.90	5.25	1.78 (GR)	8.37/8.05 (44)	(Bo)	L (K)	
N4491 (V1326)	12 30 57+11 29.0	16.8	SBA	13.50	1.70	>1.73 (GK)	7.73/7.35 (33)	(Bo)		
N4498 (V1379)	12 31 40+16 51.2	16.8	SABd	12.79	2.95	1.68 (GR)				
N4506 (V1419)	12 32 11+13 25.3	16.8	SBA	13.63	1.62	>1.60 (HG)				
N4567 (V1673)	12 36 33+11 15.5	16.8	SABc	12.06	2.95	<1.04 (C)	8.32/7.97 (45)	(KY)	HII (H)	
N4568 (V1676)	12 36 35+11 14.3	16.8	SABc	11.68	4.57		8.56/8.28 (33)	(E)	HII (K)	
N4569 (V1690)	12 36 50+13 09.8	16.8	SABab	10.26	9.55	2.11 (GR)	8.98/8.77 (33)	(Bo)	L/HII (H)	
N4579 (V1727)	12 37 44+11 49.2	16.8	SABb	10.48	5.89	1.94 (GR)	8.54/8.37 (33)	(E)	L/Sy2 (H)	
N4580 (V1730)	12 37 48+05 22.2	16.8	SABa	11.83	2.09	1.92 (HH)				
N4633 (V1929)	12 42 37+14 21.4	16.8	SABdm	13.75	2.14	0.40 (HH)				
N4634 (V1932)	12 42 40+14 17.8	16.8	SBcd/	13.16	2.57	1.05 (HH)				
N4647 (V1972)	12 43 32+11 34.9	16.8	SABc	11.94	2.88	1.82 (GR)	8.11/7.79 (45)	(KY)	HII (K)	
N4654 (V1987)	12 43 57+13 07.6	16.8	SABcd	11.10	4.90	0.16 (GR)	8.32/8.12 (21)	(Br)	HII (V)	doa
N4689 (V2058)	12 47 46+13 45.8	16.8	SABc	11.60	4.27	1.44 (GR)			HII (K)	

Table 1. continued. The last column indicates the name of the observation project: *S* for *Sf_glx* or *HI_Q_gal* for IC 1953 (PI: G. Helou), and *I* for *Irgal* (PI: T. Onaka).

name	RA DEC (2000)	D (Mpc)	morph. type	m_{BT}	D_{25} ($'$)	HI def. ^a	M_{H2} ($\log M_{\odot}$)	$-(b)^b$ $-(\text{''})$	nuclear type	tidal ^c int.
<i>Supplementary galaxies:</i>										
N986	02 33 34–39	02.6	23.2	SBab	11.64	3.89	0.47 (RM)	9.48/9.39 (44) (E)	HII (V)	<i>S</i>
N1326 †	03 23 56–36	27.9	16.9	SB0+	11.37	3.89	-0.18 (HC)	8.43/8.33 (44) (W2)	L (MC)	<i>S</i>
N1385	03 37 28–24	30.1	17.5	SBcd	11.45	3.39	-0.14 (AH)	8.31/7.90 (44) (AC)	HII (V)	mbs <i>S</i>
N3583	11 14 11+48	19.1	34.0	SBb	11.90	2.82	-0.31 (T)	9.45/9.09 (55) (SS)	HII (H)	<i>S</i>
N3620 ^d	11 16 04–76	12.9	23.7	SBab		2.75	0.60 (RM)	9.61/9.44 (44) (E)		<i>S</i>
N3683	11 27 32+56	52.6	28.4	SBc	13.15	1.86	-1.46 (Ka)			<i>S</i>
N3705	11 30 07+09	16.6	17.0	SABab	11.86	4.90	-0.28 (HZ)		L/HII (H)	<i>S</i>
N3885	11 46 47–27	55.4	27.8	SA0/a	11.89	2.40	-1.08 (C2)			<i>S</i>
N4041	12 02 12+62	08.2	22.7	SAbc	11.88	2.69	-0.82 (T)	8.86/8.80 (33) (E)	HII (H)	<i>I</i>
N4102 ‡	12 06 23+52	42.7	17.0	SABb	11.99	3.02	0.53 (T)	9.13/9.08 (21) (M)	HII (H)	<i>S</i>
N4519 (V1508)	12 33 30+08	39.3	16.8	SBd	12.34	3.16	-0.32 (GR)	7.63/7.29 (45) (Y)		<i>S</i>
N4713	12 49 58+05	18.7	17.9	SABd	12.19	2.69	-0.82 (HZ)		L/HII (H)	<i>S</i>
N5430 (Mrk799) ^d	14 00 46+59	19.7	40.4	SBb	12.72	2.19	0.81 (TB)	9.52/9.43 (21) (KS)	HII (K2)	<i>I</i>
N5786 ^d	14 58 57–42	00.8	39.7	SBbc	12.17	2.34	-0.96 (RM)			<i>S</i>
N5937 ^d	15 30 46–02	49.8	36.8	SABb	13.11	1.86	0.60 (TB)		L/HII (A)	<i>I</i>
N5962	15 36 32+16	36.5	31.8	SAc	11.98	2.95	0.57 (Kr)		HII (V)	<i>S</i>
N6156 ^d	16 34 52–60	37.1	42.9	SABc	12.30	1.58				<i>I</i>
N6753 ^d	19 11 23–57	02.9	42.4	SAb	11.97	2.45				<i>S</i>
N6824 ^d	19 43 41+56	06.6	44.5	SAb	13.00	1.70	0.80 (K)			<i>I</i>
N6946	20 34 52+60	09.2	5.5	SABcd	9.61	11.48	-1.22 (RS)		HII (H)	<i>S</i>
N7218	22 10 12–16	39.6	22.0	SBcd	12.70	2.51	-0.70 (T)			<i>S</i>
N7418	22 56 36–37	01.8	17.8	SABcd	11.65	3.55	0.28 (T)			<i>S</i>
N7771 (Mrk9006) ^d	23 51 25+20	06.7	57.4	SBa	13.08	2.51	0.28 (MS)	9.86/9.58 (45) (Y)	HII (VK)	<i>S</i>
IC1953	03 33 42–21	28.8	22.1	SBd	12.24	2.75	1.34 (T)	8.46/8.20 (44) (CP)		<i>S</i>
IC2554	10 08 50–67	01.8	16.7	SBbc	12.51	3.09	-0.35 (RC3)	8.65/8.34 (44) (AB)		doa <i>I</i>
IC5325	23 28 43–41	20.0	18.1	SABbc	11.83	2.75	0.79 (T)			<i>S</i>
ESO317-G023 ^d	10 24 43–39	18.4	32.8	SBa	13.93	1.91				<i>S</i>

^a The HI deficiency according to the definition and reference values of Guiderdoni & Rocca (1985). It is normalized by the dispersion in the field sample. Diameters are taken from the RC2 for consistency, and HI fluxes from the indicated references. NGC 4567/68 are unresolved in HI. When $D_{HI}/D_{opt} \leq 1$. and $Def \geq 0.5$ in Cayatte et al. (1994), it corresponds to $def > 1.2$ here.

^b The given range represents the effect of varying the scale length of the CO distribution from once to twice that of infrared circumnuclear regions (see text). b is the beam HPBW of the observations used. (*) NGC 4535 was observed by A. Bosma, D. Reynaud and H. Roussel at the IRAM 30m telescope.

^c Signs of tidal interaction. “doa”: asymmetrical distortion of outer arms. “mbs”: magellanic barred spiral. “am”: amorphous. “pc”: past collision. “note”: On DSS images, the brightness peak is displaced by $\approx 10''$ ENE from the center of the regular outer isophotes and the NW outer disk seems depressed in stars and gas.

† members of the Fornax cluster of galaxies. ‡ members of the Dorado group of galaxies. § member of the Grus quartet with NGC 7582/90/99. ¶ member of the spiral-rich Ursa Major cluster.

classified SA in the RC3, here considered a SB after the morphological arguments of Phillips & Malin (1982) and McLeod & Rieke (1995), and the recent kinematic analysis of Veilleux et al. (1999).

^d The distances of ESO 317-G023, NGC 6753 and 6156 were assumed to be those of the galaxy groups LGG 199, LGG 426 and LGG 407 (Garcia 1993); those of NGC 5786 and 7771 were estimated from the HI redshift, that of NGC 3620 from the CO redshift and those of NGC 5430, 5937 and 6824 from the optical redshift (with $h_{100} = 0.75$).

Table 2. Photometric results at 15 and 7 μm , obtained as described in the Atlas (total fluxes, diameter aperture used for central regions, fluxes inside this aperture and background levels). We warn the reader that the uncertainties can only be taken as order-of-magnitude values (see the text), especially for galaxies of the third subsample belonging to the *Sf-glx* project, with a very low number of exposures per sky position. Galaxies with no reported central fluxes have no identifiable central concentration: the radial surface brightness profile is consistent with a disk alone at our angular resolution (NGC 4580 rather shows a smooth central plateau and NGC 4634 is seen edge-on). For NGC 7552, we used only the maps with a 3'' pixel size, because those at 6'' are strongly saturated in both filters; for the other galaxies mapped with both pixel sizes, we used the 6'' sampling because of the higher signal to noise ratio and the more reasonable field of view.

name	$F_{15\text{tot}}$ (mJy) ^a	$F_{7\text{tot}}$	D_{CNR} ('') (kpc)		$F_{15\text{CNR}}$ (mJy) ^a	$F_{7\text{CNR}}$	b_{15} ($\mu\text{Jy arcsec}^{-2}$)	b_7
N289	327.8 \pm 25.6	342.9 \pm 14.7	12.9	1.21	68.5 \pm 4.2	37.5 \pm 1.8	588. \pm 6.	115. \pm 4.
N337	297.9 \pm 24.0	336.1 \pm 17.9	11.3	1.13	31.8 \pm 2.2	28.5 \pm 1.1	679. \pm 6.	99. \pm 4.
N613	1566.5 \pm 104.0	1473.3 \pm 71.4	19.1	1.62	557.1 \pm 47.8	353.4 \pm 31.3	534. \pm 6.	101. \pm 4.
N1022	802.3 \pm 86.4	444.4 \pm 45.3	15.0	1.34	748.9 \pm 81.2	350.8 \pm 39.2	744. \pm 9.	139. \pm 4.
N1097	2269.2 \pm 167.4	2128.6 \pm 125.4	45.6	3.21	1730.3 \pm 92.6	1285.1 \pm 65.2	416. \pm 6.	74. \pm 4.
N1365	4436.7 \pm 764.5	3691.9 \pm 616.6	42.6	3.49	3163.2 \pm 420.2	2019.0 \pm 301.2	370. \pm 4.	72. \pm 2.
N1433	355.3 \pm 41.0	381.3 \pm 33.8	31.1	1.75	117.2 \pm 3.3	105.3 \pm 2.4	352. \pm 5.	61. \pm 4.
N1530	606.1 \pm 39.2	573.9 \pm 39.1	27.7	4.92	267.6 \pm 10.2	217.0 \pm 9.8	345. \pm 5.	61. \pm 4.
N1672	2020.5 \pm 123.0	1985.0 \pm 129.2	32.4	2.28	1179.8 \pm 74.7	956.7 \pm 69.8	340. \pm 5.	66. \pm 4.
N4027	676.7 \pm 95.5	775.8 \pm 68.2	10.5	1.30	31.7 \pm 6.4	32.4 \pm 4.3	900. \pm 4.	171. \pm 2.
N4535	1127.9 \pm 181.4	1136.6 \pm 68.9	23.2	1.89	153.4 \pm 15.8	111.8 \pm 14.2	1043. \pm 5.	170. \pm 2.
N4691	795.9 \pm 185.6	613.5 \pm 83.1	44.9	4.90	730.5 \pm 81.4	510.9 \pm 53.5	1374. \pm 5.	237. \pm 2.
N4736 (-)	4204.5 \pm 240.6	3913.9 \pm 225.8	21.6	0.45	566.2 \pm 39.2	540.6 \pm 49.0	473. \pm 10.	97. \pm 3.
N5194	8003.2 \pm 493.5	8598.7 \pm 552.1	88.9	3.32	2032.7 \pm 33.4	1869.3 \pm 40.5	412. \pm 10.	74. \pm 12.
N5236 #	20098.4 \pm 803.7	18474.9 \pm 899.7	36.8	0.84	3473.9 \pm 200.2	2656.4 \pm 203.3	1096. \pm 5.	233. \pm 3.
N5383	332.6 \pm 61.9	350.2 \pm 62.1	32.1	5.89	185.8 \pm 20.1	171.3 \pm 20.9	394. \pm 3.	68. \pm 2.
N5457	5424.3 \pm 322.0	6034.0 \pm 116.7	35.2	0.92	129.0 \pm 9.2	114.5 \pm 4.7	361. \pm 2.	62. \pm 1.
N6744 (-)	1497.4 \pm 125.7	2419.4 \pm 52.3	32.4	1.64	26.6 \pm 5.6	50.3 \pm 2.1	485. \pm 6.	103. \pm 3.
N7552 #	2767.6 \pm 193.7	1826.2 \pm 168.5	21.3	2.01	2292.1 \pm 153.3	1251.8 \pm 137.4	565. \pm 7.	94. \pm 4.
<i>Virgo cluster sample:</i>								
N4178	181.5 \pm 48.0	228.5 \pm 24.6	23.8	1.94	34.6 \pm 4.7	33.4 \pm 2.1	1051. \pm 3.	178. \pm 2.
N4192	630.0 \pm 99.6	900.8 \pm 68.3	29.3	2.39	132.3 \pm 16.4	120.0 \pm 23.8	638. \pm 3.	96. \pm 2.
N4293 (+)	188.6 \pm 42.8	159.5 \pm 25.3	13.9	1.15	128.0 \pm 34.9	50.2 \pm 12.4	916. \pm 3.	170. \pm 2.
N4351	45.6 \pm 26.3	52.6 \pm 8.7	16.8	1.37	14.3 \pm 4.7	14.8 \pm 1.0	998. \pm 3.	161. \pm 3.
N4388 #	1008.2 \pm 244.0	499.4 \pm 77.8	20.8	1.70	763.3 \pm 244.9	224.7 \pm 66.6	994. \pm 3.	159. \pm 2.
N4394	139.0 \pm 41.0	161.2 \pm 19.1	18.6	1.52	19.7 \pm 2.9	21.6 \pm 3.2	905. \pm 3.	165. \pm 2.
N4413	93.0 \pm 31.4	89.3 \pm 11.0	14.2	1.16	27.0 \pm 4.0	22.4 \pm 2.6	992. \pm 3.	158. \pm 3.
N4430	98.0 \pm 23.5	132.5 \pm 13.9					986. \pm 4.	166. \pm 3.
N4438 (+)	209.1 \pm 34.7	231.9 \pm 26.9	21.0	1.71	123.8 \pm 22.7	103.3 \pm 10.0	906. \pm 3.	178. \pm 2.
N4450 (+)	169.7 \pm 42.5	185.1 \pm 14.6	17.3	1.41	28.5 \pm 4.5	28.1 \pm 2.9	879. \pm 3.	161. \pm 2.
N4491	81.1 \pm 25.2	30.5 \pm 7.6	10.4	0.85	73.4 \pm 21.4	18.3 \pm 4.0	1052. \pm 3.	169. \pm 3.
N4498	94.6 \pm 19.2	112.9 \pm 11.8	14.7	1.20	11.6 \pm 2.2	11.2 \pm 1.0	876. \pm 3.	160. \pm 2.
N4506	12.7 \pm 5.2	21.1 \pm 9.8	13.0	1.06	7.5 \pm 3.4	7.6 \pm 0.9	895. \pm 3.	149. \pm 3.
N4567 †	293.4 \pm 15.5	317.9 \pm 16.4	18.0	1.47	50.0 \pm 5.7	41.3 \pm 2.3	979. \pm 3.	174. \pm 2.
N4568 †	1099.0 \pm 127.6	1074.7 \pm 64.8	17.5	1.42	230.2 \pm 47.5	172.2 \pm 23.0	979. \pm 3.	174. \pm 2.
N4569	939.3 \pm 125.1	843.5 \pm 54.1	21.3	1.73	289.2 \pm 88.1	144.1 \pm 23.4	871. \pm 3.	144. \pm 2.
N4579	619.2 \pm 85.1	672.5 \pm 37.5	26.4	2.15	152.2 \pm 36.4	96.4 \pm 9.7	973. \pm 3.	170. \pm 2.
N4580	103.9 \pm 24.2	102.6 \pm 7.7					1006. \pm 3.	155. \pm 3.
N4633	30.0 \pm 9.5	30.3 \pm 9.1					830. \pm 3.	139. \pm 2.
N4634	258.2 \pm 40.7	278.3 \pm 35.0					830. \pm 3.	139. \pm 2.
N4647	472.3 \pm 32.0	474.3 \pm 17.2	16.9	1.38	61.1 \pm 6.9	52.8 \pm 2.7	849. \pm 3.	183. \pm 2.
N4654	1018.6 \pm 78.4	1049.4 \pm 42.9	15.5	1.26	92.5 \pm 25.9	82.9 \pm 11.2	823. \pm 3.	174. \pm 2.
N4689	329.7 \pm 37.4	340.9 \pm 16.3					796. \pm 3.	132. \pm 2.

Table 2. continued.

name	$F_{15\text{tot}}$ (mJy) ^a	$F_{7\text{tot}}$	D_{CNR} ($''$) (kpc)		$F_{15\text{CNR}}$ (mJy) ^a	$F_{7\text{CNR}}$	b_{15} ($\mu\text{Jy arcsec}^{-2}$)	b_7
<i>Supplementary galaxies:</i>								
N986	1050.0 ± 79.0	801.5 ± 12.1	22.9	2.57	657.0 ± 67.1	316.1 ± 11.5	372. ± 4.	63. ± 2.
N1326	287.8 ± 58.8	284.9 ± 18.8	33.1	2.71	258.4 ± 35.6	212.3 ± 16.1	353. ± 4.	62. ± 2.
N1385	782.3 ± 62.7	815.7 ± 27.1	12.9	1.10	79.9 ± 7.2	68.5 ± 4.6	385. ± 4.	73. ± 2.
N3583	448.4 ± 52.5	425.6 ± 19.1	14.0	2.31	87.2 ± 4.2	70.0 ± 5.0	517. ± 5.	97. ± 2.
N3620 #	1199.8 ± 408.6	723.1 ± 89.2	30.2	3.47	1087.2 ± 408.3	537.2 ± 74.7	386. ± 4.	81. ± 2.
N3683	755.5 ± 71.3	791.1 ± 57.4					452. ± 5.	88. ± 2.
N3705	307.4 ± 73.6	348.2 ± 32.6	14.1	1.16	28.6 ± 1.8	28.9 ± 2.1	686. ± 6.	96. ± 2.
N3885	396.0 ± 16.0	342.9 ± 10.2	30.7	4.14	363.9 ± 8.9	293.0 ± 9.8	738. ± 5.	150. ± 2.
N4041	751.9 ± 128.1	792.8 ± 164.5	36.4	4.01	482.8 ± 69.5	476.7 ± 123.7	428. ± 6.	96. ± 4.
N4102 #	1712.9 ± 561.0	808.8 ± 125.9	24.3	2.00	1419.2 ± 570.7	462.3 ± 113.7	443. ± 5.	81. ± 2.
N4519	233.8 ± 67.6	177.8 ± 18.3	11.2	0.91	85.3 ± 24.3	20.3 ± 0.8	1050. ± 6.	183. ± 2.
N4713	209.4 ± 55.7	223.6 ± 13.3					845. ± 6.	131. ± 2.
N5430	530.1 ± 136.1	364.8 ± 153.7	20.7	4.05	273.0 ± 80.3	152.5 ± 106.9	375. ± 5.	81. ± 4.
N5786	380.2 ± 81.6	345.8 ± 25.5	19.3	3.72	120.1 ± 15.5	85.7 ± 5.4	823. ± 7.	173. ± 3.
N5937	616.1 ± 128.9	562.3 ± 94.6	7.4	1.33	157.7 ± 90.1	85.2 ± 29.1	1140. ± 8.	234. ± 4.
N5962	508.8 ± 37.2	485.5 ± 17.0					499. ± 5.	97. ± 2.
N6156	827.0 ± 149.2	697.9 ± 118.0					457. ± 6.	86. ± 5.
N6753	646.8 ± 60.1	586.4 ± 16.9	32.3	6.64	247.8 ± 7.3	218.7 ± 3.1	466. ± 5.	78. ± 2.
N6824	394.6 ± 98.1	408.3 ± 101.3	9.8	2.11	81.5 ± 30.3	74.4 ± 23.6	335. ± 5.	69. ± 4.
N6946 #	10651.6 ± 1767.2	11648.8 ± 678.6	30.2	0.81	1730.4 ± 747.0	970.6 ± 277.5	424. ± 5.	98. ± 2.
N7218	273.5 ± 54.1	260.6 ± 12.8					1013. ± 7.	162. ± 2.
N7418	455.5 ± 113.3	469.8 ± 32.9	17.9	1.55	38.6 ± 3.1	31.1 ± 1.2	640. ± 5.	112. ± 2.
N7771	615.2 ± 116.6	526.8 ± 57.4	19.4	5.41	323.8 ± 76.1	247.1 ± 33.9	869. ± 6.	180. ± 3.
I1953	222.9 ± 37.0	186.2 ± 13.7	14.3	1.53	116.2 ± 23.1	34.4 ± 2.8	429. ± 3.	85. ± 2.
I2554	887.6 ± 345.2	733.5 ± 242.6	17.9	1.45	503.9 ± 369.7	264.0 ± 183.4	376. ± 5.	81. ± 4.
I5325	373.9 ± 42.2	364.6 ± 17.4					537. ± 5.	96. ± 2.
ESO317	287.2 ± 59.2	239.8 ± 38.4	19.9	3.17	222.2 ± 32.4	162.1 ± 20.7	519. ± 5.	112. ± 3.

^a The conversion from flux densities to fluxes is: $F(\text{W m}^{-2}) = 10^{-14} F_{\lambda}(\text{Jy}) \times \Delta_{\nu}(\lambda)(\text{THz})$, with the filter widths $\Delta_{\nu}(15) = 6.75 \text{ THz}$ and $\Delta_{\nu}(7) = 16.18 \text{ THz}$.

: nucleus saturated (for NGC 5236: both at 15 and 7 μm , but more severely at 15 μm since the same gain and integration time were used for both filters and since F_{15}/F_7 is above 1 in electronic units; for NGC 7552: slightly at 15 μm , but not at 7 μm ; for the central pixel of NGC 4388: at 15 μm , but not at 7 μm ; for NGC 3620: at 7 μm but not at 15 μm , which is possible because the integration time was respectively 5 s and 2 s; for NGC 4102 and 6946: both at 7 and 15 μm , but more severely at 7 μm , with the same configuration as NGC 3620). Thus, F_{15}/F_7 colors in central regions are respectively lower limits for NGC 5236, 7552 and 4388 and upper limits for NGC 3620, 4102 and 6946.

(-): The field of view is too small to allow a precise determination of the background level and total fluxes are lower limits. The error bars are only formal. The comparison of our measurements with those of Rice et al. (1988) at 12 μm , inside the IRAS band 8–15 μm which overlaps with our 5–8.5 μm and 12–18 μm bands, indicates that we miss of the order of 15% of total fluxes for NGC 4736 and between 15 and 45% for NGC 6744, provided IRAS fluxes are not overestimated as this is often the case for co-added observations.

(+): From their spectral energy distributions shown by Boselli et al. (1998), these galaxies probably have a non-negligible contribution from the Rayleigh-Jeans tail of cold stars to their 7 μm emission. We did not attempt to remove this contribution, because it would require a careful modelling of stellar populations.

†: The disks of these galaxies slightly overlap in projection. We attempted to separate them by the means of a mask defined visually, but the disk fluxes are much more uncertain than estimated.

VI.2 Taille et brillance des régions centrales

Dans l'article qui précède, nous nous sommes contentés de souligner que l'activité de formation d'étoiles dépend de l'existence d'une barre, mais n'est pas corrélée avec la "force" de la barre, ainsi que j'appelle par abus de langage la taille déprojetée de la barre normalisée par la taille du disque à l'isophote $\mu_B = 25 \text{ mag.arcsec}^{-2}$. Examinons un peu plus en détail les paramètres de taille des barres et des régions centrales.

La taille de la barre a pu être estimée sur les images optiques de 14 galaxies des échantillons de *Cambarre* et *Camspir*, qui ne sont pas trop inclinées et dont la barre est suffisamment bien définie en brillance, et a été déprojetée par la relation

$$D_{\text{bar}} = (D_{\text{bar}})_{\text{obs}} / \sqrt{1 - (\sin \theta \sin i)^2} \quad (\text{VI.1})$$

où θ est l'angle entre la ligne des nœuds et l'axe majeur de la barre et i l'inclinaison du plan de la galaxie sur la ligne de visée. L'angle de position de la ligne des nœuds et l'inclinaison proviennent d'analyses cinématiques si elles existent, et sinon des paramètres isophotiaux donnés dans le catalogue RC3. La figure VI.1a montre que dans le sous-échantillon de spirales considéré, les régions centrales où se concentre la formation d'étoiles tendent à s'étaler lorsque la barre est plus grande. Cela se conçoit assez facilement si l'on suppose qu'une barre plus grande est, du fait de l'extension de la zone qu'elle balaye et de sa force dynamique, capable d'amener plus de gaz vers les régions centrales. Dans les galaxies fortement barrées du sous-échantillon de la figure VI.1a, la forme des bandes de poussière indique que des résonances internes de Lindblad existent (Athanasoula 1992b) ; cet argument est renforcé par le fait que toutes ces galaxies possèdent des spirales ou anneaux circumnucléaires (voir l'Atlas). L'existence et l'extension des résonances internes de Lindblad dépendent à la fois de la concentration de masse centrale et la vitesse de rotation de la barre. On comprend ainsi pourquoi les résonances internes de Lindblad (qui déterminent la taille des régions circumnucléaires où s'accumule le gaz) doivent croître lorsque la barre est plus grande : du fait qu'une barre se termine peu avant la corotation (Athanasoula 1992b), les barres longues doivent avoir tendance à tourner moins vite, et comme elles drainent plus de gaz vers le centre, elles augmentent la masse centrale. La taille des barres, par ailleurs, tend à être corrélée avec la taille des bulbes (Athanasoula & Martinet 1980), ce qui va dans le même sens d'une augmentation de la masse centrale.

Dans la figure VI.1b, j'ai ajouté les 12 galaxies des programmes *Sf_glx* et *Irgal* pour lesquelles la taille de la barre peut également être estimée. Ces galaxies introduisent essentiellement une grande dispersion. Même si les mesures de taille sont très incertaines, cette dispersion est certainement réelle, en partie pour la même raison qui nous a fait remarquer que l'activité de formation d'étoiles n'est pas corrélée à la force de la barre. En effet, la croissance des régions centrales est un phénomène irréversible, qui implique qu'elles restent brillantes en infrarouge moyen après qu'un sursaut de formation d'étoiles se soit développé. La force de la barre, à l'inverse, évolue au cours du temps et peut en particulier se réduire suite à un sursaut central de formation d'étoiles (Martinet & Friedli 1997). Une telle évolution aura pour effet de faire se déplacer les galaxies vers la gauche du diagramme VI.1.

La figure VI.2 montre comment se distribuent la taille des régions centrales observées en

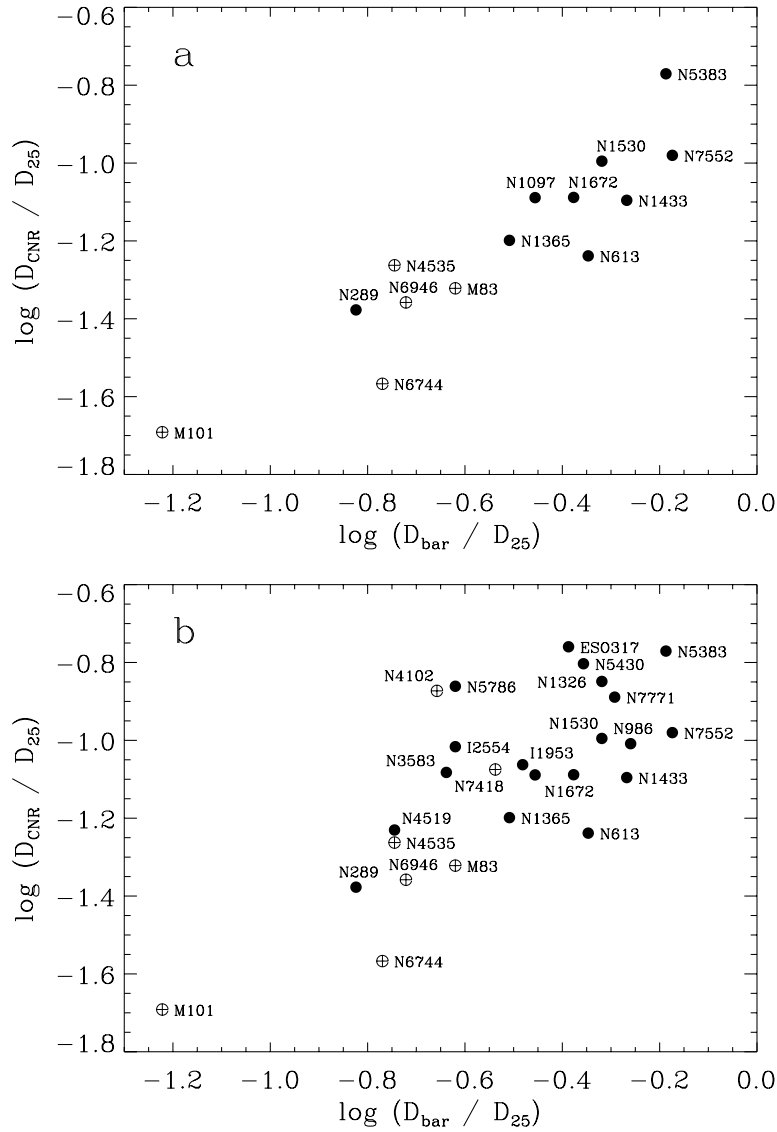


Figure VI.1: Variations de la taille des régions centrales, définies par l'ajustement des profils de brillance à $7\mu\text{m}$, avec la taille de la barre, toutes deux normalisées par le diamètre du disque à l'isophote $\mu_B = 25 \text{ mag. arcsec}^{-2}$. Les points noirs marquent les galaxies classifiées SB dans le RC3, et les cercles avec croix les galaxies classifiées SAB.

infrarouge moyen et la taille de la barre en fonction du type morphologique, pour les mêmes galaxies que ci-dessus. On constate comme on pouvait s'y attendre que les paramètres de taille ne sont que faiblement corrélés au type morphologique. Cependant, les galaxies barrées précoces se situent exclusivement dans le domaine des grandes barres et des régions centrales larges. En revanche, les galaxies faiblement barrées et non barrées ne montrent aucune relation bien affirmée entre la taille des régions centrales infrarouges et le type.

Venons-en maintenant à l'effet des paramètres de taille sur l'activité de formation d'étoiles. Dans notre échantillon, la brillance de surface à 7 et $15\mu\text{m}$ des régions circumnucléaires est indépendante de leur taille. Par ailleurs, on se rend clairement compte dans Fig. VI.3 que les

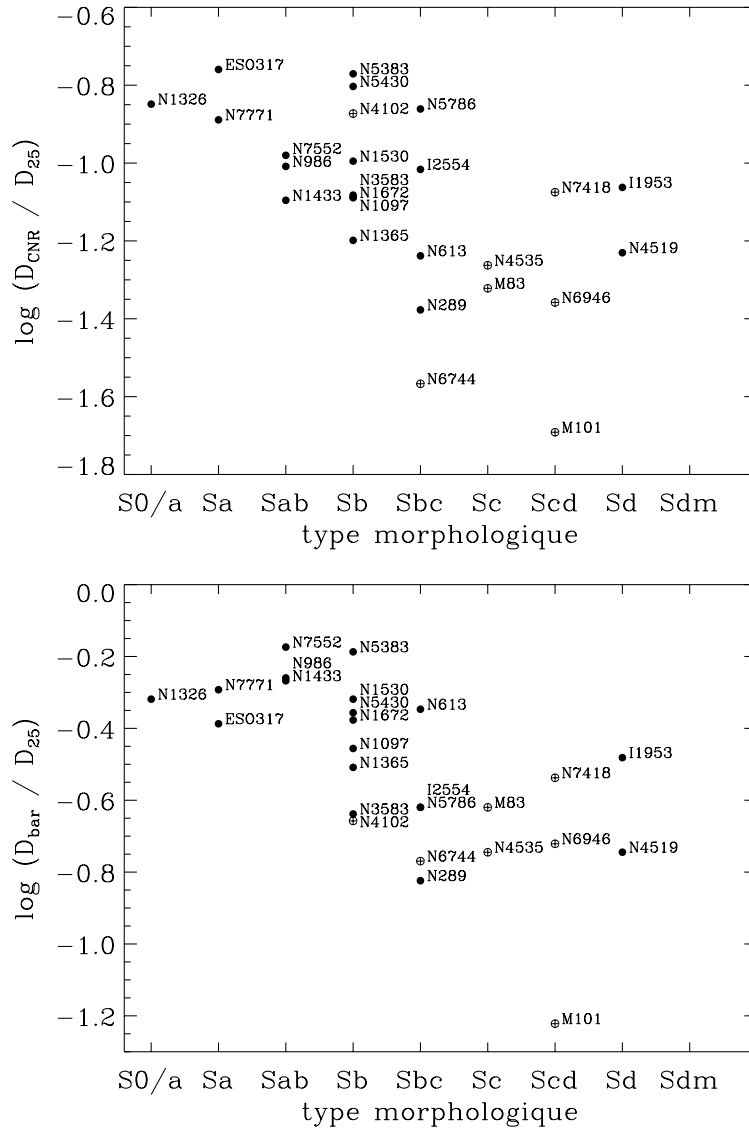


Figure VI.2: *Taille normalisée des régions centrales infrarouges (en haut) et de la barre (en bas) en fonction du type morphologique.*

couleurs centrales les plus élevées, manifestant l'activité de formation d'étoiles la plus intense d'après l'interprétation proposée dans l'article précédent, se trouvent dans des galaxies dont la barre est de force modérée et les régions centrales relativement petites. Cela confirme la décorrélation entre les paramètres dynamiques et les indices de formation stellaire, qui évoluent sur des échelles de temps très différentes.

La figure VI.5, où sont tracées les brillances de surface à 7 et 15 μm des régions centrales, montre que la brillance attribuable aux bandes aromatiques (à 7 μm) n'augmente pas aussi vite que la brillance à 15 μm , où sont mélangés les bandes aromatiques et le continuum thermique des très petits grains ($\Sigma_7 \approx \Sigma_{15}^{0.86}$). Cet effet, où une variable cachée (difficile à estimer) est la densité de rayonnement, explique une partie des couleurs élevées observées dans les régions centrales. Cependant, de nombreuses galaxies sortent de la corrélation dans ce graphique. Cela

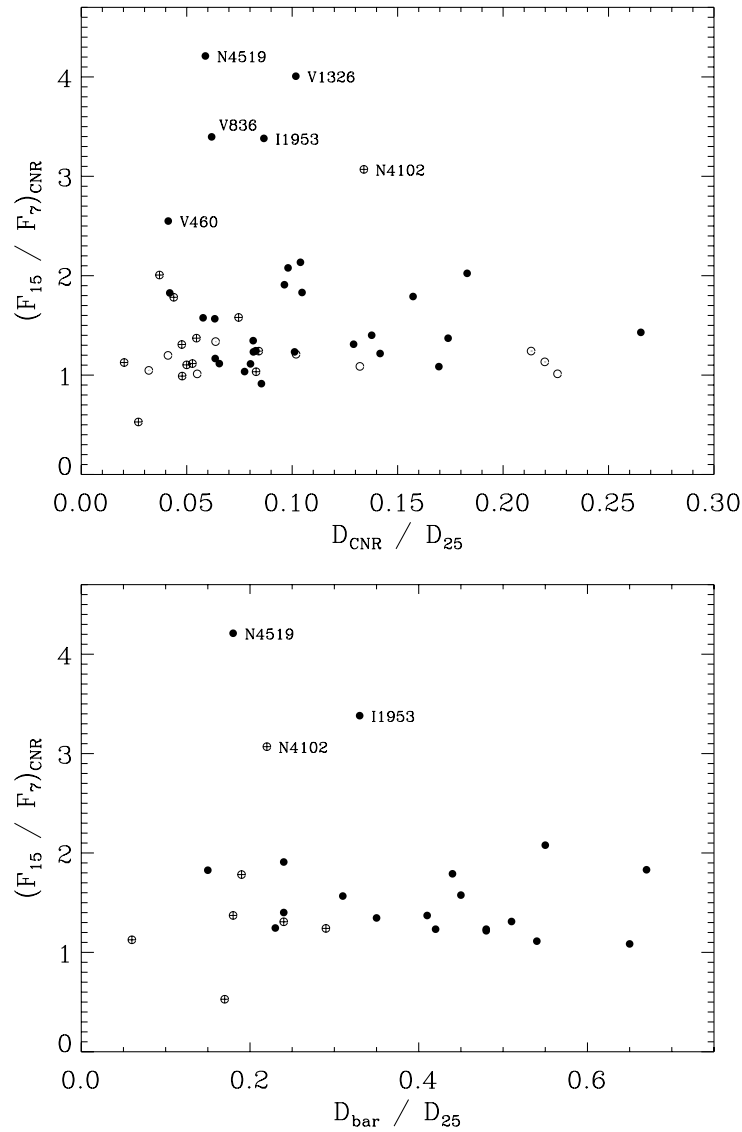


Figure VI.3: Couleur F_{15}/F_7 des régions centrales en fonction de la taille de ces mêmes régions (**en haut**, pour toutes les galaxies qui possèdent une région circumnucléaire séparable du disque) et de la taille de la barre (**en bas**, pour les galaxies dont la barre est mesurable).

a déjà été discuté dans l'article qui figure au début de ce chapitre. Dans le cas des quelques galaxies “anormales” qui possèdent les couleurs F_{15}/F_7 les plus élevées, on peut avancer deux hypothèses : soit le facteur de remplissage du milieu interstellaire par les régions HII est plus grand qu’au centre des autres galaxies, ce qui a pour effet d’augmenter l’émission des très petits grains relativement aux porteurs des bandes aromatiques, soit ces porteurs de bandes ont été préférentiellement détruits par un rayonnement ultraviolet dur ou dans des chocs de supernovæ. Il faut aussi noter que si l’émission provient essentiellement de condensations isolées (des “hot spots”), elle est diluée à l’échelle des régions que l’on peut délimiter sur les cartes, et les brillances de surface sont alors fortement sous-estimées.

En conclusion, on observe une décorrélation entre les paramètres de taille de la barre et des

Chapitre VII

Conclusions et poursuite envisageable

La cartographie en infrarouge moyen d'un large échantillon de galaxies spirales, sélectionnées pour être de luminosité infrarouge modérée, ne pas subir d'interaction gravitationnelle forte et ne pas déployer d'activité de Seyfert intense, a produit les résultats suivants :

- La morphologie des galaxies vues au travers de l'émission de deux phases de poussière, les porteurs des bandes aromatiques et les très petits grains carbonés, est remarquablement semblable à la morphologie du rayonnement stellaire dans le bleu ou le rouge, et encore plus de l'émission nébulaire dans la raie $H\alpha$. L'émission à 7 et $15\ \mu\text{m}$ fait ressortir des bras spiraux fins et des régions circumnucléaires de 1 à 3 kpc de diamètre, en général très brillantes. On note aussi une émission diffuse (assez difficile à quantifier du fait de la résolution angulaire modérée), une absence de bulbe, et une émission en général faible le long des barres, décalée du côté aval, avec quelques complexes brillants dans la partie externe de la barre. Les galaxies particulières amorphes constituent une exception notable à cette morphologie d'ensemble, leur émission infrarouge étant extrêmement concentrée.

On note un effet d'environnement dans les galaxies membres de l'amas de Virgo, une réduction de la taille des disques émettant en infrarouge moyen par rapport au disque optique lorsqu'une déficience en gaz HI est observée. Dans un cadre plus général, cet effet, visible aussi dans les galaxies dont les populations stellaires peuplant le disque externe sont d'aspect ténu ou évolué, est compréhensible par l'existence d'un seuil en densité de colonne de gaz pour la formation d'étoiles. Un autre effet d'environnement, incertain, reste à confirmer : l'activité centrale de certaines galaxies ayant interagi avec le gaz intra-amas semble être particulièrement intense, plus que dans les galaxies barrées normales.

- L'émission dans les bandes aromatiques, intégrée sur toute une galaxie, fournit une estimation valable du taux de formation d'étoiles dans le cas des galaxies spirales peu actives tout comme dans des galaxies starbursts telle M 82. Cela va à l'encontre de ce qui est généralement admis, les flux dans la bande d'IRAS à $12\ \mu\text{m}$, qui contient des massifs de bandes aromatiques, étant classiquement associés, pour une large fraction, à des sites d'émission excités par un rayonnement peu énergétique.

A l'échelle des régions HII Galactiques, des observations antérieures ont mis en évidence une destruction des porteurs de bandes aromatiques dans des champs de rayonnement de très grandes densités d'énergie. De ce fait, on s'attend à observer une saturation de

l'émission à $7\mu\text{m}$ dans des galaxies ou des noyaux de galaxies à sursaut de formation d'étoiles, où le facteur de remplissage du milieu interstellaire par les régions HII devient important. Cependant, dans la large gamme dynamique en densités de formation d'étoiles qui a été explorée, une telle saturation n'est pas observée (du moins pour des galaxies qui ne sont pas sous-métalliques).

- Dans les régions circumnucléaires, une autre composante de poussière est responsable d'une fraction variable du flux collecté dans l'intervalle $12\text{-}18\mu\text{m}$: les très petits grains émettant un continuum thermique au-delà de $10\mu\text{m}$. Ce continuum apparaît toujours négligeable dans l'émission totale des disques, où la bande passante $12\text{-}18\mu\text{m}$ est alors dominée par des bandes aromatiques, et ne se manifeste dans ce domaine de longueurs d'onde, à notre résolution angulaire, que dans quelques complexes brillants de formation d'étoiles et dans les régions centrales des galaxies. L'émission des très petits grains, telle qu'échantillonnée par les flux dans une bande étroite centrée à $15\mu\text{m}$, obéit à une relation linéaire avec le flux de photons ionisants, pour des densités de formation d'étoiles supérieures à celle observée dans le plateau central de M 51, au niveau de laquelle on observe un décrochement.

Un résultat préliminaire indique par ailleurs que la couleur F_{15}/F_7 des régions circumnucléaires des galaxies spirales dépend à la fois de la densité d'énergie du rayonnement et de l'histoire de la formation d'étoiles, à laquelle F_{15}/F_7 est sensible sur des périodes assez longues ($\approx 10^9$ ans).

- Du point de vue de l'activité infrarouge intégrée, nous confirmons l'existence d'une dichotomie entre les galaxies fortement barrées de types morphologiques précoces, qui seules peuvent avoir un excès de couleur F_{15}/F_7 , et les autres galaxies, et nous localisons cet excès de couleur dans des régions centrales de petite taille (typiquement 1 à 3 kpc). Les couleurs élevées des centres galactiques sont dues à des sursauts de formation d'étoiles d'intensité modérée, qui sont la conséquence indirecte des flots de gaz induits par le potentiel d'une barre.

Dans l'échantillon étudié aussi bien que dans les plus larges catalogues de galaxies observées par IRAS, une fraction seulement des galaxies SB précoces montrent une activité particulière, ce qui se comprend facilement par la brièveté des épisodes de formation d'étoiles, qui consomment le gaz d'autant plus efficacement qu'il est plus dense, et les échelles de temps beaucoup plus longues pour l'évolution des barres et l'accrétion de gaz au centre.

- D'après les observations en CO(1-0) que j'ai pu compiler, la densité de surface du gaz moléculaire disponible dans les régions centrales (telles que définies à partir de la distribution de brillance en infrarouge moyen) tend à augmenter en même temps que les brillances infrarouges, ce qui peut résulter du simple fait que la poussière et le gaz (essentiellement sous forme moléculaire dans les centres galactiques) sont intimement liés.

La quantité de gaz moléculaire dans la zone circumnucléaire est cependant grossièrement corrélée à la couleur F_{15}/F_7 , venant à l'appui d'une interprétation de cette couleur en termes de starburst plus ou moins intense dont le déclenchement suit au premier ordre un critère d'instabilité du type de celui de Toomre.

Les quelques centres galactiques ayant les couleurs infrarouges les plus grandes (c'est à dire $F_{15}/F_7 > 3$) semblent déprimés en gaz moléculaire. Cela peut être dû à une sous-estimation du facteur de conversion CO-H₂ si ces galaxies sont sous-métalliques, à une consommation et une dispersion très efficace du gaz par le starburst, ou encore à une répartition du gaz moléculaire dans des zones très compactes, dont le rayonnement serait dilué à l'intérieur de notre ouverture. Les données dont je dispose ne permettent pas de favoriser l'une ou l'autre de ces explications.

Pour compléter ce travail, il serait souhaitable :

- d'obtenir, dans des galaxies dont l'orientation et l'inclinaison sur la ligne de visée sont favorables, des observations du gaz moléculaire dans les régions centrales, fournissant une mesure à la fois de sa densité de colonne et de la courbe de rotation. Cela permettrait d'une part de comparer la masse gravitante à la masse de gaz, de manière à avoir une idée de l'efficacité d'accrétion centrale du gaz par la barre au cours de toute son existence, et d'autre part d'estimer l'efficacité de formation d'étoiles et le paramètre de stabilité de Toomre pour le confronter à l'état de la formation d'étoiles tel qu'observé en infrarouge moyen. Ce serait aussi l'occasion de réexaminer, avec une haute résolution grâce aux techniques interférométriques, le cas des galaxies qui semblent avoir un contenu en gaz moléculaire anormal au regard de leur couleur infrarouge.
- de chercher, par une analyse cinématique, l'existence et la localisation des résonances entre l'onde barrée et le potentiel non perturbé, de façon à examiner précisément leur rôle dans la distribution de la formation d'étoiles.
- d'obtenir des observations spectroscopiques en infrarouge moyen, à plus grande sensibilité et meilleure résolution angulaire, des régions circumnucléaires et de complexes de formation d'étoiles dans les barres et les disques d'un ensemble de galaxies bien choisies parmi celles de notre échantillon, ce qui sera possible avec IRS, le spectromètre à bord du futur satellite SIRTf, qui opérera entre 5 et 40 μm et permettra de mieux caractériser le continuum thermique des petits grains. Il faudrait sélectionner des galaxies d'activité infrarouge d'intensités très diverses, dont les galaxies à grands rapports centraux F_{15}/F_7 qui semblent avoir un contenu en gaz moléculaire anormal. Cela permettrait de vérifier si le spectre des bandes aromatiques subit des changements ou non dans ces galaxies particulières, de quantifier précisément le continuum thermique des très petits grains et, à partir des raies ioniques visibles entre 5 et 40 μm ([NeII], [NeIII], [SIII], [SIV], [ArII], [ArIII]), d'obtenir une estimation de l'intensité et de la dureté du rayonnement ultraviolet. Par ce moyen, nous obtiendrions une vue plus précise des effets du rayonnement sur l'excitation des bandes aromatiques et des petits grains carbonés, dans des environnements différant par leur densité, leur activité stellaire, leur métallicité, et l'état dynamique du milieu interstellaire.
- de réaliser en complément une synthèse de populations stellaires des centres galactiques choisis, en tenant compte correctement des effets d'extinction et de métallicité, de manière à vérifier notre résultat préliminaire montrant la dépendance des couleurs F_{15}/F_7 sur l'histoire de la formation d'étoiles.

Annexe A

Traitement des données et photométrie

Les différentes étapes du traitement des données, décrites dans l'Atlas, sont reprises ici et illustrées par des exemples, pour les observations en filtres larges. Les observations ont été effectuées avec le détecteur LW de la caméra ISOCAM, qui est un photo-conducteur de 32×32 pixels opérant entre 4 et $18 \mu\text{m}$. Les artefacts instrumentaux sont en grande partie similaires à ceux rencontrés avec les CCD optiques, les effets de mémoire exceptés. En effet, le détecteur est refroidi par de l'hélium liquide, aux fins de réduire le bruit thermique, à une température de 3 à 4 K, à laquelle les porteurs de charge ont une mobilité très réduite. Par conséquent, la stabilisation de la réponse du détecteur est lente, et n'est en pratique jamais atteinte, parce que cela aurait nécessité des temps d'observation déraisonnables.

Construction des cubes de données :

Dans notre cas, où chaque galaxie a été observée dans les deux filtres LW3 (12-18 μm) et LW2 (5-8.5 μm), une observation est en général composée de :

- quelques poses d'initialisation durant lesquelles les commandes de changement de configuration (filtre, temps d'exposition, gain, lentille) sont exécutées.
- plusieurs pointés, chacun comprenant de 15 à 60 poses pour les galaxies de l'échantillon de l'Atlas, dans le filtre LW3.
- les mêmes pointés dans le filtre LW2.

Pour la correction des effets de mémoire, le plus grand nombre possible de poses doit être utilisé, y compris celles ne contenant pas d'information photométrique utile (poses de changement de configuration et de déplacement sur le ciel). Trois cubes de données ont donc été générés pour chaque galaxie, correspondant aux trois parties ci-dessus, en utilisant un outil du logiciel CIA (Cam Interactive Analysis) qui permet de découper une observation selon divers critères. A l'intérieur de chaque cube, les poses ont été regroupées par configurations identiques (mais incluant des poses utiles et des poses durant lesquelles le télescope se déplace vers la position demandée). Un vecteur binaire inclus dans les données brutes permet de savoir si le télescope est fixe ou se déplace.

Mesure du bruit de lecture et de photons :

Ce bruit a été estimé pour chaque pixel, et supposé constant le long de l'observation dans

chaque filtre. Une carte de bruit est produite de la manière suivante :

- L'historique de chaque pixel est d'abord filtré par une médiane glissante sur 5 poses, de manière à en extraire les variations de haute fréquence.
- L'histogramme de ce bruit est calculé. A cause de la digitalisation, le plus petit intervalle possible est l'unité (en ADU : analog to digital unit).
- On ajuste simultanément le nombre de zéros artificiellement introduits par la médiane et la digitalisation, qui sont soustraits de l'histogramme et modifient sa normalisation, et la dispersion de la gaussienne la plus proche de l'histogramme.
- Cette dispersion, divisée par le gain et le temps d'intégration par pose est une estimation du bruit (σ_{bruit}).

La figure A.1 montre un exemple d'ajustement.

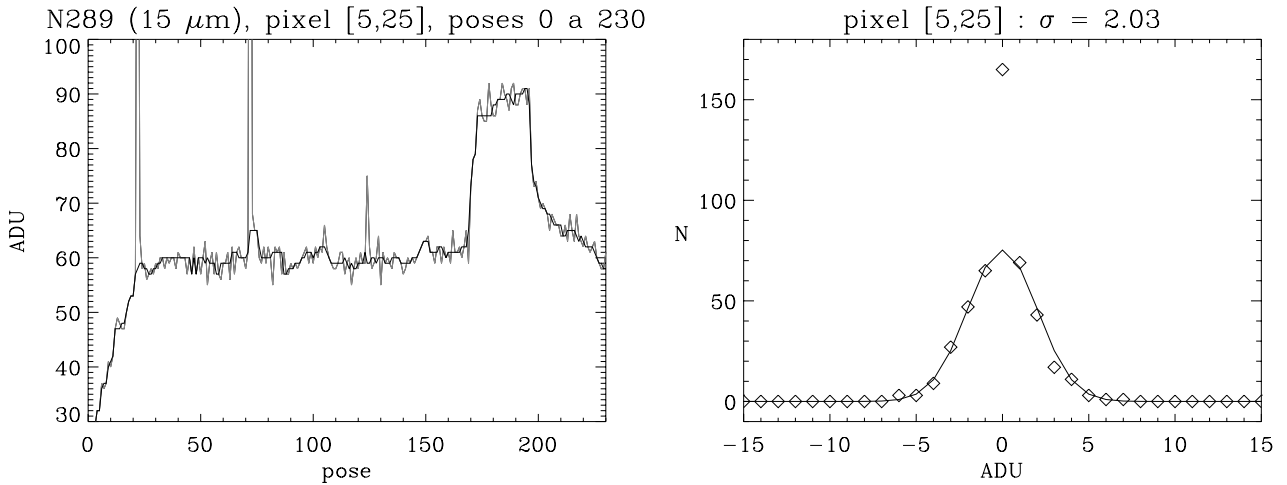


Figure A.1: *Historique d'un pixel (en clair) et filtrage médian (en noir), qui résulte dans l'histogramme de bruit montré à droite.*

Soustraction du courant d'obscurité :

Les variations du courant d'obscurité en fonction du temps, et pour différents temps d'intégration par pose, ont été modélisées par Biviano, Sauvage, Gallais et al. (1998, "The ISOCAM dark current calibration report"), pour chaque pixel du détecteur, comme la superposition d'une dérive en fonction du nombre de révolutions du télescope (sur une échelle de temps de plusieurs jours) et d'une autre dérive au cours de chaque révolution (sur une échelle de temps de quelques heures). Les lignes paires et impaires du détecteur ont des comportements différents, comme montré en figure A.2. Une variation a également été trouvée en fonction de la température du détecteur, mais n'est pas prise en compte dans le modèle (elle est négligeable en regard des deux autres effets).

En même temps que le courant d'obscurité est soustrait, les intensités initiales, en ADU, sont divisées par le temps d'intégration par pose et le gain.

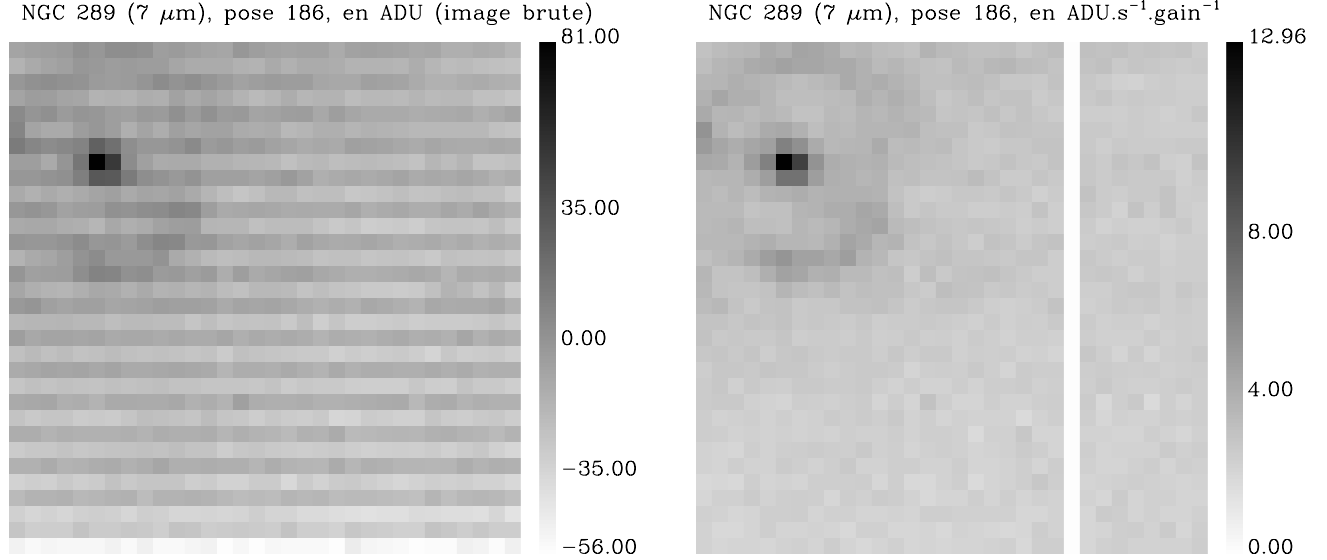


Figure A.2: Trame du courant d’obscurité (à gauche) et image obtenue après soustraction du modèle (à droite), sur un exemple choisi pour l’absence d’impact de rayon cosmique. La 24^{ème} colonne est vide parce que déconnectée du circuit de lecture du détecteur. Elle a été systématiquement masquée, ainsi que les bords du détecteur lorsqu’ils ne sont pas suffisamment illuminés (surtout en cas d’utilisation de la lentille donnant des pixels de 6’).

Correction des impacts de rayons cosmiques :

A cause des temps d’intégration du signal relativement longs (2 ou 5 s selon les galaxies), plusieurs impacts de rayons cosmiques affectent en général chaque pose. Le cas montré en figure A.2, sans impact, est plutôt exceptionnel. De plus, les effets de mémoire peuvent rendre l’évacuation des charges créées très lente. La figure A.3 en montre un exemple. La détection des rayons cosmiques a été faite pixel par pixel, en appliquant un seuil de $4\sigma_{\text{bruit}}$ à l’historique filtré par une médiane glissante sur 5 poses.

Lorsqu’une source non uniforme est observée, le bruit inclut des fluctuations de grande amplitude qui ne sont pas attribuables au bruit de photons (qui varie comme la racine carrée du signal), mais qui varient de façon approximativement linéaire avec le signal ; elles sont dues au fait que le télescope oscille autour de sa direction de pointage, ce qui fait que l’image de la source se déplace sur le détecteur. Les fluctuations linéaires ont été supposées affecter aussi les sources uniformes, pour rendre compte d’un bruit à basse fréquence mentionné dans le manuel d’ISOCAM. La valeur de σ_{bruit} a été modifiée en conséquence pour chaque pointé (uniquement pour la détection des rayons cosmiques, et non pas pour le calcul du bruit), de la manière suivante :

$$\sigma_{\text{bruit mod}}^2 = \sigma_{\text{bruit}}^2 \times \frac{1 + \alpha S^2}{1 + \alpha b^2} \quad \text{pour } S > b, \quad (\text{A.1})$$

(en négligeant le bruit de photons) où S est le signal, b le fond et $\alpha = 0.01$ a été choisi em-

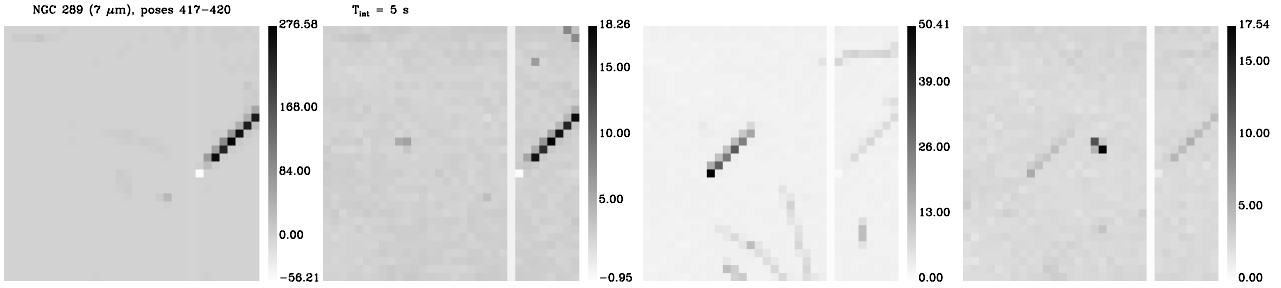


Figure A.3: Exemple de 4 poses successives avec des traces persistantes de rayons cosmiques.

piriquement pour reproduire les fluctuations observées. Enfin, pour les sources les plus brillantes ($S > b + 100 \text{ ADU.gain}^{-1}$), pour lesquelles les gradients de flux sont les plus forts et donc les effets des oscillations du télescope les plus importants, la valeur minimale du bruit a été fixée à 5% du signal (soit $4\sigma = 20\%$), de manière à ne pas détecter abusivement de rayons cosmiques.

Comme expliqué dans l'Atlas, les fausses détections aux changements de direction de pointage, lorsqu'on passe d'un niveau de flux faible à un niveau fort et vice-versa, ont été cherchées et annulées. La correction a également été itérée dans un petit intervalle temporel autour des impacts déjà détectés, pour supprimer les résidus (en particulier les plateaux entre deux impacts qui se sont produits dans un court intervalle de temps). Les effets de mémoires postérieurs à certains rayons cosmiques sont filtrés ultérieurement.

Correction des transitoires courts :

Les transitoires courts désignent la lente stabilisation de la réponse du détecteur après un changement du niveau de flux. Avant fin 1998, seules des descriptions empiriques de cette réponse existaient. La principale, celle d'Abergel et al. (1998, http://www.iso.vilspa.esa.es/users/exp_lib/CAM_list.html), que j'ai d'abord utilisée, suppose que suite à une marche de flux, la réponse instantanée est de 60% de la différence de flux, et qu'elle est suivie de deux exponentielles dont les constantes de temps sont inversement proportionnelles au flux initial et au flux final. Par conséquent, la stabilisation est plus rapide à flux élevé. Comme toute l'histoire précédente doit être prise en compte dans le calcul de la valeur stabilisée du flux pour chaque pose, la correction prend beaucoup de temps.

Un modèle reposant sur les caractéristiques du détecteur, plus fiable pour les champs ne présentant pas de forts gradients d'intensité, est ensuite apparu (Coulais & Abergel 2000), et j'ai retraité les données en utilisant ce modèle. Il est également non linéaire, mais d'application beaucoup plus simple, car il inclut une simple récursivité d'ordre 1. Ce modèle a deux paramètres pour chaque pixel du détecteur, qui ont été déterminés seulement pour des sources relativement faibles et uniformes. La correction de transitoires amplifie le bruit par un facteur de l'ordre de deux, qui a été pris en compte. Pour les sources brillantes et à fort gradient de flux comme les centres de galaxies, la correction obtenue n'est pas meilleure qu'en appliquant la méthode d'Abergel et al. (1998), comme illustré en Fig. A.4.

J'ai seulement apporté des modifications minimales à l'algorithme. Premièrement, au lieu d'interpoler le flux des poses affectées par des rayons cosmiques, ces poses sont masquées et la correction appliquée comme si le flux de la pose suivante (en $\text{ADU}\cdot\text{s}^{-1}$) avait été intégré pendant la somme de son temps d'intégration et de ceux des poses précédentes masquées, ceci pour éviter d'introduire du bruit, qui est amplifié par la correction de transitoires. Par ailleurs, au moment où le programme a été distribué, les méthodes d'inversion du modèle proposées n'étaient pas applicables à tous les cas ou bien ne convergeaient pas toujours : j'ai utilisé à la place une simple résolution par dichotomie qui converge toujours et s'exécute rapidement.

Toutes les poses disponibles dans l'observation, y compris les poses de changement de con-

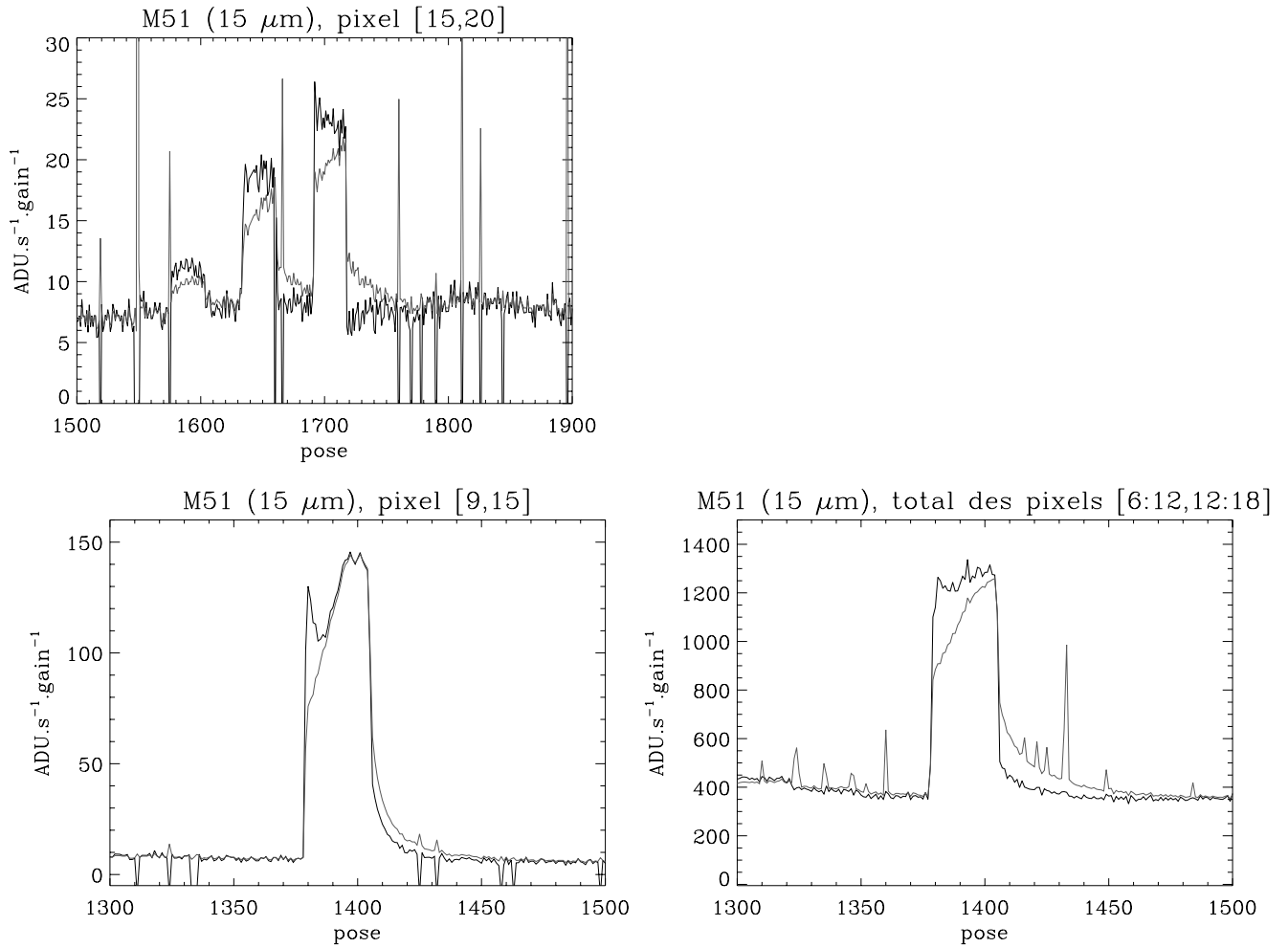


Figure A.4: Exemples de réponses avant (en clair) et après (en noir) correction des transitoires courts. Les poses affectées par un rayon cosmique ont été masquées et mises à une valeur négative. **En haut :** correction réussie sur une zone d'illumination peu contrastée ; **en bas à gauche :** correction déficiente sur une source à fort gradient de flux (NGC 5195, le compagnon de M51) ; **à droite :** somme de 7×7 pixels autour du pixel précédent, montrant que sur une zone étendue, la somme des corrections individuelles donne un résultat raisonnable (excepté pour les poses postérieures à l'observation de la source intense).

figuration, ont été utilisées. Les conditions initiales (c'est à dire le niveau de flux stabilisé de la première pose), ont été estimées en utilisant la dernière pose précédant immédiatement l'observation de la galaxie proprement dite non affectée par un rayon cosmique, et supposée stabilisée. Pour les spectres, il est préférable d'utiliser une autre approche. En effet, les poses initiales sont prises avec le filtre large LW2, ce qui induit une marche de flux de très grande amplitude avec les poses prises dans des filtres étroits, et par conséquent des effets de mémoire critiques dans la partie des plus grandes longueurs d'onde du spectre. Mais ces poses initiales sont soit inaccessibles, soit en très petit nombre. La réponse du détecteur durant toutes les poses de la première longueur d'onde (pendant lesquelles le flux réel est constant) est alors ajustée par le modèle de Coulais & Abergel (2000) pour estimer le flux stabilisé à cette longueur d'onde ainsi que le flux stabilisé des poses précédentes.

Correction de la dérive lente :

Il existe aussi des variations lentes de la réponse du détecteur, avec des oscillations, sur une échelle de temps comparable à la durée d'une observation. Elles sont parfois négligeables, mais dans un cas comme celui montré en figure A.5, il est impossible de déterminer le niveau du fond avec une bonne précision si cette dérive n'est pas corrigée.

Pour chaque position du détecteur sur le ciel, la différence de niveau du fond avec une position de référence (la dernière de l'observation ou bien une position déjà corrigée) est estimée sur un ensemble commun de pixels hors de la source. Pour les positions sur le ciel où le fond occupe une partie insuffisante du détecteur, la correction a été interpolée. Quelques exemples d'oscillations

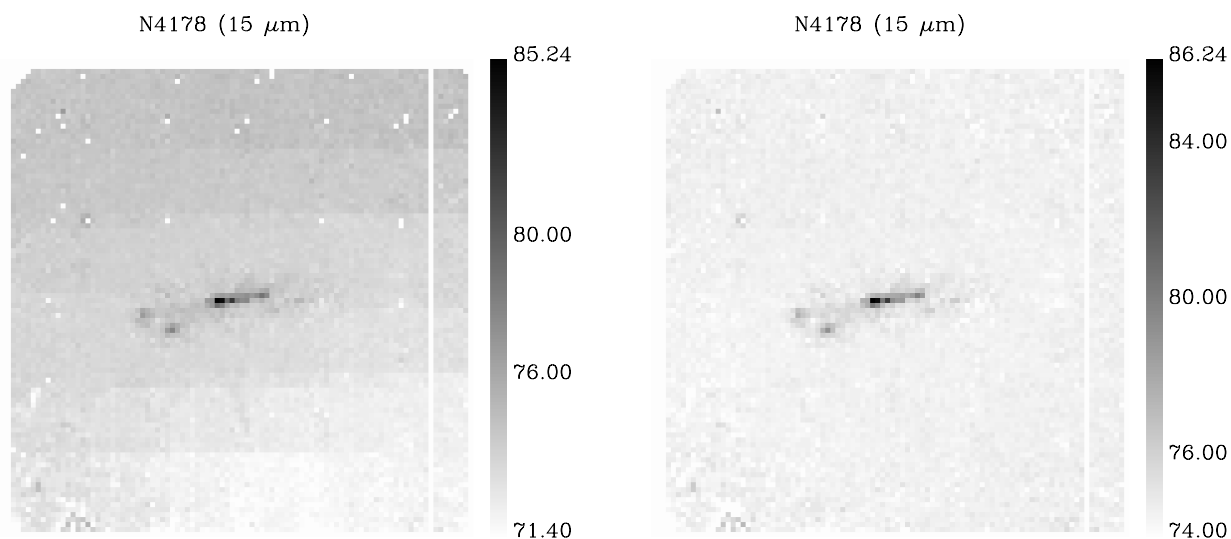


Figure A.5: A gauche est montrée la carte de NGC 4178 à $15\mu\text{m}$ obtenue sans corriger la dérive lente, et à droite en incluant cette correction (toutes choses égales par ailleurs).

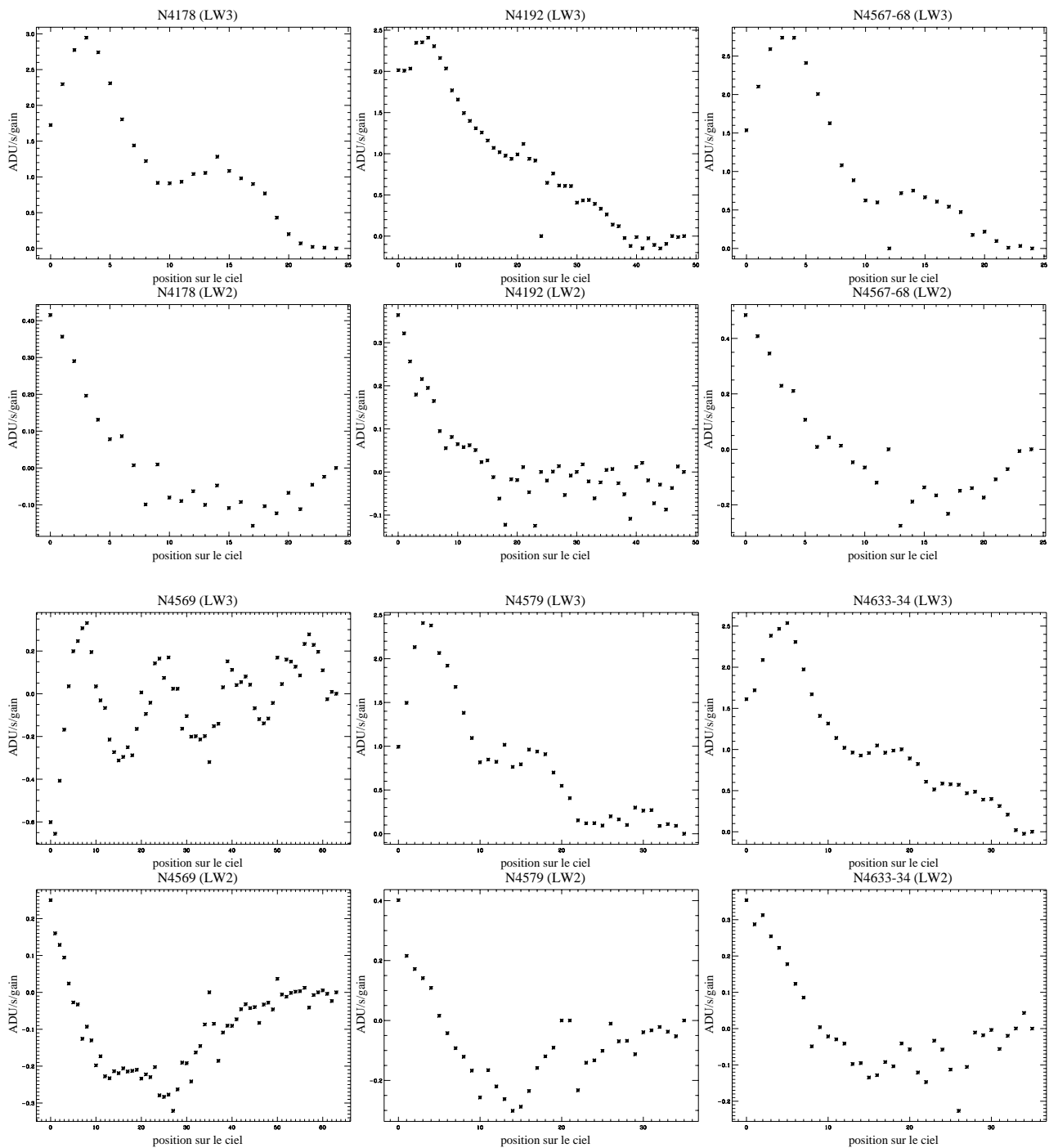


Figure A.6: Exemples de dérives de grande amplitude dans des observations où le filtre LW2 a été utilisé immédiatement après le filtre LW3. L'ordonnée représente la différence entre le niveau du fond dans la dernière position sur le ciel et le niveau du fond dans la position courante (noter les échelles différentes pour LW3 et LW2).

de très grande amplitude sont montrés en figure A.6 (dans des observations de galaxies de Virgo, pour lesquelles il est crucial que le fond soit homogène, car elles sont en général peu brillantes).

Filtrage temporel des effets de mémoire non corrigés :

Une fois que la dérive du fond est corrigée, il devient plus facile d'identifier par une procédure automatique les effets de mémoire résiduels. Ils n'affectent sans doute pas de façon significative les résultats photométriques dans des régions étendues, mais leur suppression améliore l'aspect final de la carte. Ils ont été cherchés dans les poses suivant des marches de flux descendantes de plus de $16\sigma_{\text{bruit}}$ (cette valeur a été arbitrairement choisie comme le seuil à partir duquel la correction de transitoires courts peut être inexacte), ou suivant un impact de rayon cosmique plus intense que $32\sigma_{\text{bruit}}$. Les marches de flux montantes sont plus délicates à traiter, car sur les sources brillantes à fort gradient de flux, la réponse montre des fluctuations dues à des petites oscillations du télescope, et le bruit est plus élevé. Par ailleurs, c'est dans le cas des sources les plus brillantes que la correction de transitoires courts est le plus inefficace. Le seuil pour

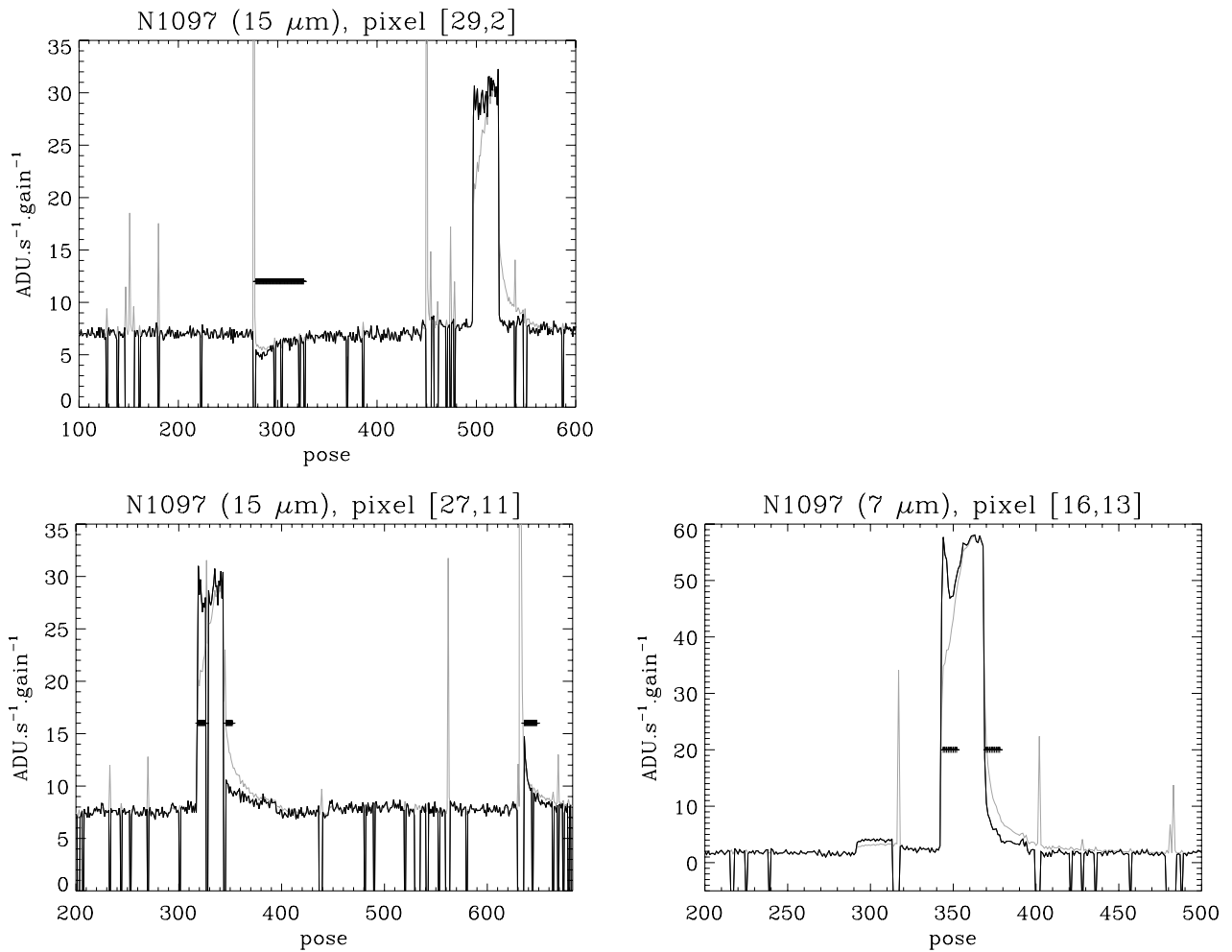


Figure A.7: Exemples d'effets de mémoire filtrés par la procédure automatique. En clair est montrée la réponse après soustraction du courant d'obscurité et avant correction des rayons cosmiques et des transitoires courts ; la réponse après correction de la dérive lente (qui dans les cas montrés est négligeable) est tracée en noir ; les poses masquées après détection d'un effet de mémoire sont indiquées par des croix au-dessus de la courbe de réponse.

chercher des effets de mémoire après une augmentation du signal a été choisi de $100 \sigma_{\text{bruit}}$, de façon empirique.

Des critères simples de détection de ces effets de mémoire ont été définis par essais successifs. Le flux médian dans chaque tiers des poses, pour une même position sur le ciel, a d'abord été calculé, en éliminant les impacts de rayons cosmiques détectés. S'il existe des différences entre ces flux médians de plus de 10% du flux au-dessus du niveau du fond et de plus de $4 \sigma_{\text{bruit}}$, alors les poses concernées sont masquées. Les effets de mémoire qui ont une grande constante de temps ne sont donc pas détectés par cette procédure, mais sont identifiés visuellement dans les images finales (de quelques images à quelques dizaines d'images à examiner, au lieu des centaines de poses traitées de façon automatique). En effet, la redondance spatiale des observations permet de vérifier dans les images finales si les structures visibles sont réelles (auquel cas elles apparaissent plusieurs fois aux mêmes coordonnées du ciel et sur des ensembles de pixels différents) ou artificielles.

Les baisses de la réponse en-dessous du niveau du fond, qui suivent certains impacts de rayons cosmiques intenses, sont plus facilement détectés que les autres effets de mémoire, pourvu que la dérive lente soit correctement corrigée. Quelques exemples d'artefacts filtrés sont montrés en figure A.7.

Division par la réponse à un champ uniforme :

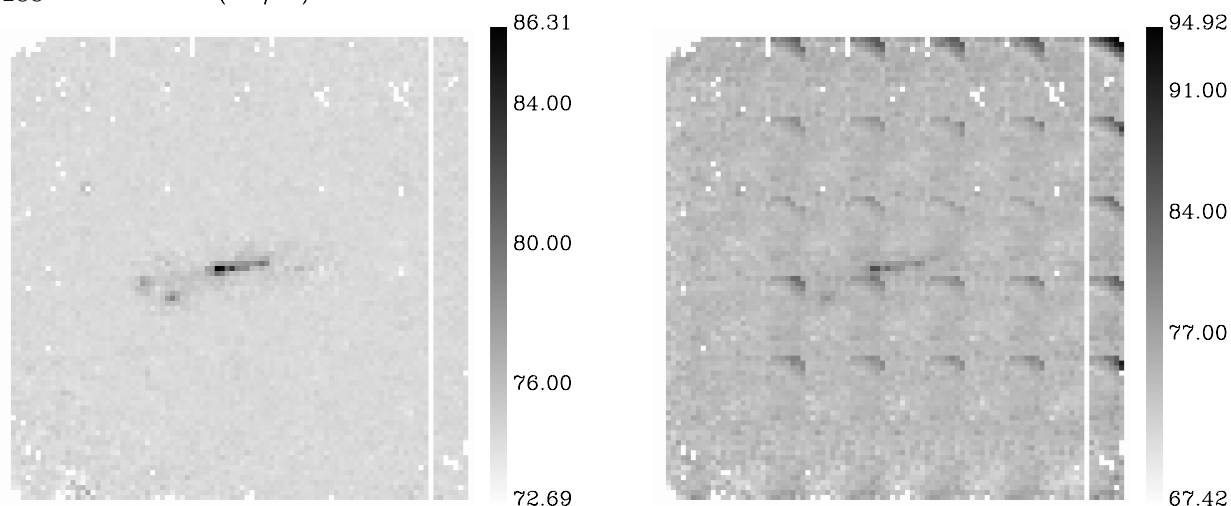
Après avoir moyenné les poses valides pour chaque position sur le ciel, l'étape suivante est la correction des variations de la réponse de pixel à pixel (vignetting ou flat-field response). Dans toutes les observations où les images contiennent suffisamment de fond du ciel, la réponse à un champ uniforme a été mesurée à partir des données d'observation, et non pas des données de calibration, qui sont fournies avec chaque cube de données.

Pour cela, un masque, destiné à sélectionner les pixels voyant le fond, est défini sur une carte provisoire où sont projetées toutes les images (une par position sur le ciel). Ce masque est ensuite "déprojeté" sur les images et la réponse à un champ uniforme calculée comme expliqué dans l'Atlas. La figure A.8 montre le résultat dans un cas où les données de calibration sont clairement inadéquates.

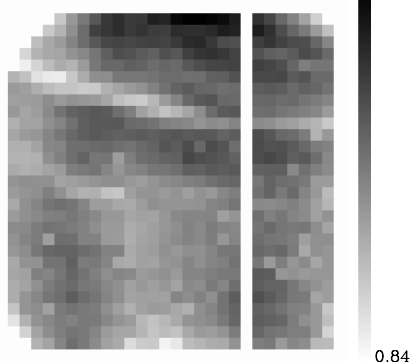
Dans l'Atlas est aussi mentionné le fait que pour mesurer la réponse à un champ uniforme, la galaxie et les autres sources doivent impérativement être masquées, et cela est discuté sur l'exemple de NGC 986. La figure A.9 en est une illustration.

Projection des images :

Les images sont projetées sur une grille rectangulaire en utilisant un programme de CIA. La correction de la distorsion n'a pas été appliquée, parce qu'elle n'était pas encore au point au moment où elle a été essayée. La stratégie adoptée est de masquer les sources à fort gradient de flux lorsqu'elles tombent près des bords du détecteur (là où la distorsion est la plus grande). Sinon, leurs différentes images se projetteraient sur la carte finale à des endroits légèrement différents, en donnant une image déformée.



ff (donnees d'observation)



ff (donnees de calibration)

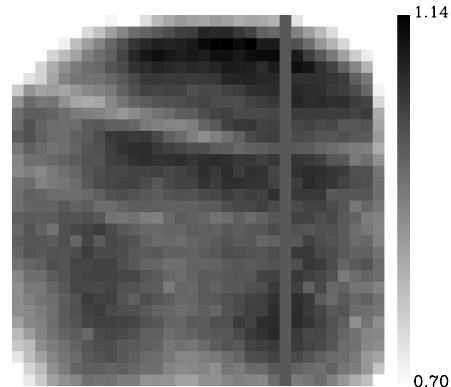


Figure A.8: Exemple de différence particulièrement marquée entre les résultats obtenus avec deux versions de la réponse à un champ uniforme, l'une calculée à partir de l'observation elle-même (à gauche), l'autre à partir des données de calibration (à droite). Ces réponses à un champ uniforme (en bas) sont malgré tout visuellement très similaires et présentent une structure caractéristique toujours observée.

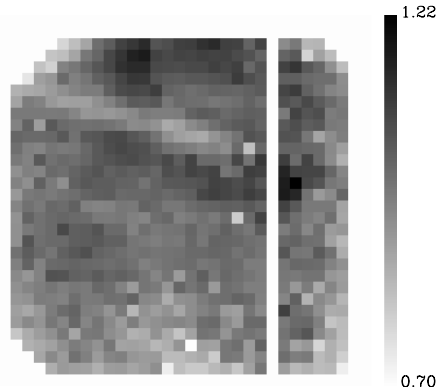
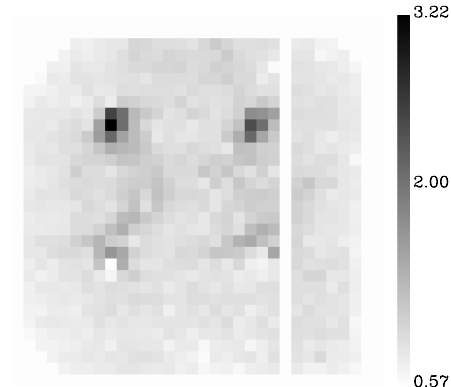
ff (N986, 7 μm), sources masquéesff (N986, 7 μm), sources non masquées

Figure A.9: La réponse à un champ uniforme montrée à gauche est obtenue en n'utilisant que les pixels voyant le fond, et celle de droite est obtenue en calculant la médiane de toutes les valeurs prises par chaque pixel, sans appliquer aucun masque. Le noyau de la galaxie a laissé des empreintes immédiatement visibles.

Photométrie :

Le niveau du fond est d'abord estimé à l'ordre zéro en ajustant l'histogramme des pixels hors-source par une gaussienne, dont l'écart-type donne une incertitude sur le fond. Ensuite, le pixel central de la galaxie est choisi manuellement, et d'éventuelles sources secondaires (des étoiles ou des galaxies compagnons) sont masquées interactivement.

La méthode adoptée pour mesurer le flux total d'une galaxie est d'intégrer le flux dans des ouvertures circulaires concentriques de rayons variant d'un pixel. Lorsque la galaxie est circonscrite par l'ouverture, le flux intégré augmente linéairement avec le nombre de pixels si le fond est homogène, et la pente de cette partie linéaire de la courbe donne la valeur du fond par pixel (résiduel, puisque le fond à l'ordre zéro a été soustrait).

Cependant, comme les bras des galaxies s'étendent fréquemment jusqu'à des zones proches des bords de la carte, cette méthode ne serait pas applicable si les parties externes des galaxies n'étaient pas provisoirement masquées, de manière à obtenir le plus grand nombre possible d'ouvertures ne contenant que des pixels voyant le fond, dans la partie centrale de la carte. La figure A.10 illustre cette méthode photométrique.

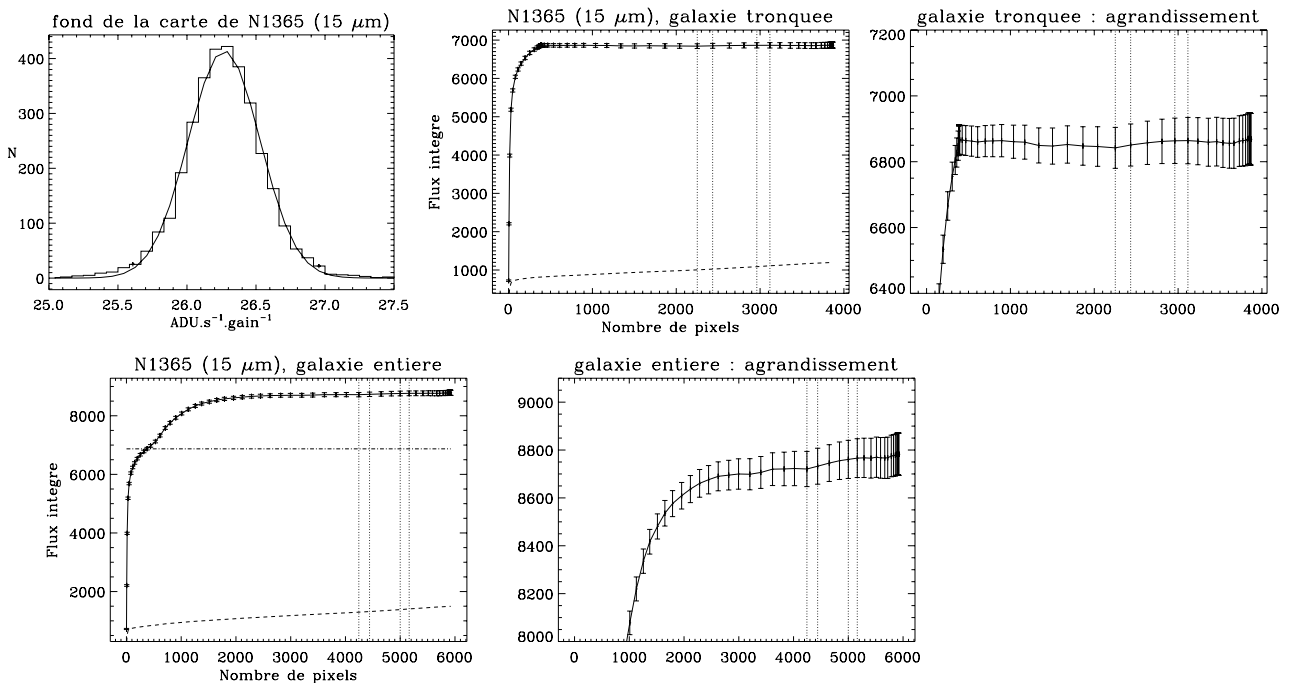


Figure A.10: Principales étapes de la mesure des flux totaux. **En haut à gauche :** calcul du niveau du fond à l'ordre zéro ; **en haut à droite :** calcul du fond à l'ordre un sur la partie linéaire de la courbe, après exclusion des parties externes de la galaxie ; **en bas :** calcul du flux total après restitution des parties de la galaxie masquées. Les lignes verticales en pointillés indiquent la rencontre de chaque bord de la carte par l'ouverture, et la ligne horizontale représente le flux de la galaxie tronquée obtenu à l'avant-dernière étape. La courbe en tirets indique l'estimation de l'erreur due aux effets de mémoire. Dans le cas montré ici, le fond est ajusté sur $x \in [500; 2300]$ et le flux est intégré jusqu'à $x \simeq 5200$.

Séparation en régions centrales et disque :

Le profil radial de brillance de surface à $7\ \mu\text{m}$ a été déterminé en calculant la moyenne du signal dans des anneaux elliptiques, pour tenir compte de l'inclinaison du disque sur le ciel. Le profil est sur-échantillonné, la largeur des anneaux étant en général de 0.5 pixel. Le centre est fixé en ajustant le noyau par une gaussienne lorsque c'est possible (dans presque tous les cas), ou bien manuellement. Le niveau du fond calculé à l'étape précédente est soustrait et les brillances manipulées en échelle logarithmique.

Un ajustement de ce profil est alors réalisé par la fonction suivante à quatre paramètres :

$$\begin{aligned} f(r) &= \ln(\text{coef}_0) - \frac{1}{2}(r/\text{coef}_1)^2 \quad \text{pour } r \leq r_{\text{sep}} \\ &= \ln(\text{coef}_2) - r/\text{coef}_3 \quad \text{pour } r > r_{\text{sep}} \\ \text{avec } r_{\text{sep}} &= \text{coef}_1^2/\text{coef}_3 \times \left(1 + \sqrt{1 - 2(\text{coef}_3/\text{coef}_1)^2 \times \ln(\text{coef}_2/\text{coef}_0)} \right). \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

Les régions circumnucléaires sont représentées par une gaussienne, la partie interne du disque par une exponentielle, et les deux parties sont tronquées au rayon où les fonctions les représentant sont égales. L'ajustement ne porte pas sur la totalité du profil de brillance, dont sont exclus la partie externe du disque, les structures de grande extension azimutale comme les bras, et l'intérieur des anneaux circumnucléaires, ainsi qu'illustré en figure A.11. Si des bras spiraux polluent le profil du disque interne, comme pour M51, alors la partie la moins structurée du disque externe est utilisée pour l'ajustement.

Correction de la dilution :

La correction de la dilution des flux des régions circumnucléaires par l'étalement de la réponse à une source ponctuelle (PSF) a été tentée de deux manières. La plus simple est d'assimiler ces régions centrales à une source ponctuelle, bien qu'elles soient toujours plus étendues que la PSF, et de corriger les flux mesurés à l'intérieur de R_{CNR} (rayon angulaire) par :

$$F_{\text{corr}} = F_{\text{mes}} / \sum_{(r \leq R_{\text{CNR}})} \text{PSF}, \quad (\text{A.3})$$

la somme de la totalité de la PSF étant égale à 1.

Il n'est pas assuré que cette méthode soit applicable à des centres galactiques comme celui de NGC 1097, bien résolus et structurés. Le principe de la seconde méthode est très semblable à celui de CLEAN utilisé en astronomie radio pour remplacer le faisceau instrumental par un faisceau "propre", débarrassé des lobes secondaires (Högbom 1974). Elle consiste, à chaque itération, à chercher le pixel le plus brillant de la carte des résidus (initialement égale à la carte brute), à en soustraire la PSF centrée sur ce pixel avec un gain de 5% (de sorte que l'algorithme converge), et à restituer dans le même pixel de la carte synthétique (initialement nulle) le flux total retiré. Le calcul est stoppé lorsque la carte des résidus est partout inférieure à 0.1% de la carte initiale.

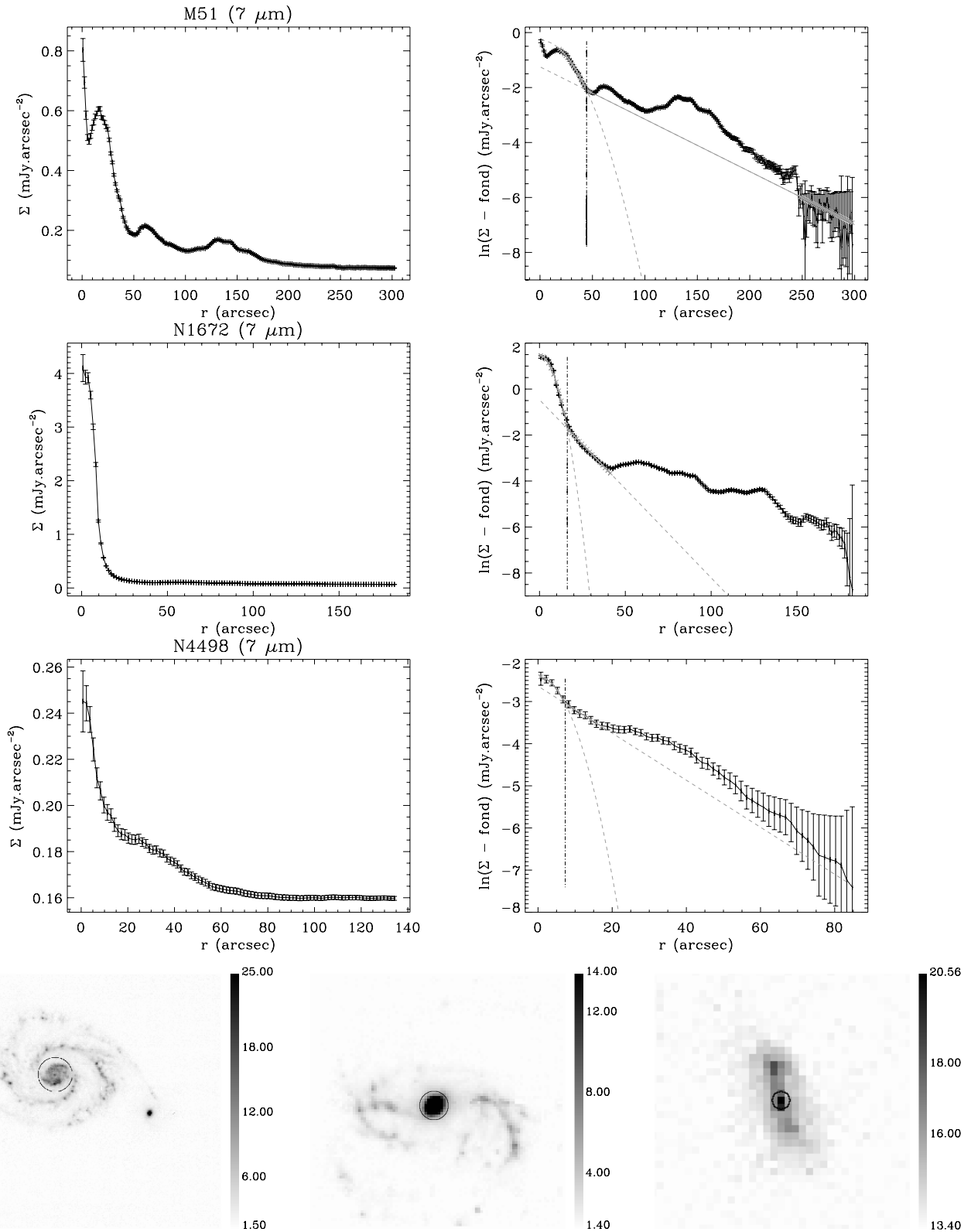


Figure A.11: Exemples d'ajustements des profils de brillance de M51 (galaxie non barrée), NGC 1672 (fortement barrée) et NGC 4498 (dont la région centrale est à peine résolue). Les deux composantes de l'ajustement sont représentées en tirets gris. La ligne verticale donne le rayon des régions centrales, R_{CNR} , indiqué sur les images par un cercle noir. Le compagnon de M51 et le centre de NGC 1672 ont été saturés pour rendre les bras visibles.

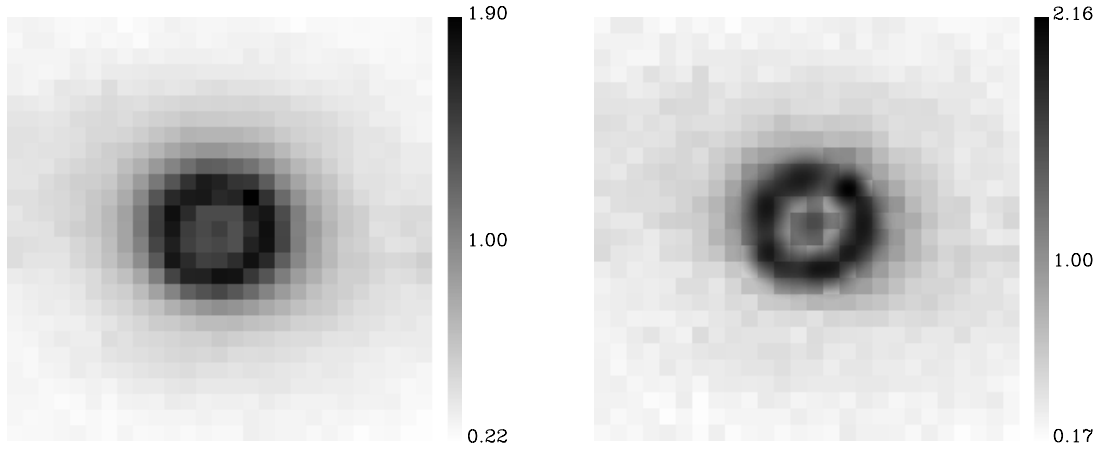


Figure A.12: Image brute des régions circumnucléaires de NGC 1097 à $7\mu\text{m}$ (à gauche) et image corrigée de la dilution (à droite), en échelle logarithmique.

Cet algorithme est en fait appliqué à une partie C_c de la carte totale C_t , centrée sur le noyau galactique, et préalablement modifiée pour éviter les effets de bord : à chaque pixel de la partie complémentaire $C_t - C_c$ est associée une PSF, dont les ailes s'étendant sur C_c sont d'abord soustraites de la carte des résidus. L'algorithme converge toujours pour le filtre LW2, ainsi que pour le filtre LW3 avec des pixels de $6''$, mais pas en LW3 avec des pixels de $3''$, sans doute à cause du rapport signal sur bruit plus faible. Dans cette configuration, la carte a été d'abord ré-échantillonnée avec un pas de $6''$.

La carte synthétique est ensuite ré-échantillonnée sur une grille fine. Une deuxième procédure itérative est lancée, la carte des résidus initiale étant la carte synthétique obtenue par la procédure précédente, dont on a soustrait le fond. Les étapes sont les suivantes :

- Le pixel le plus brillant de la carte des résidus est cherché.
- Le centre de la source ponctuelle correspondante (en nombre fractionnaire de pixels) est approché par le barycentre dans 3×3 pixels.
- Une gaussienne définie sur la grille fine est ajustée sur les 3×3 pixels en minimisant la somme des différences absolues entre la carte des résidus et la gaussienne projetée sur la grille grossière. Son écart-type est autorisé à varier entre $1.5''$ et $2''$, de façon à ce que le profil obtenu reproduise approximativement la partie centrale des PSF, qui ont des ailes très étendues, et son amplitude, la plus grande possible, est contrainte par le fait que la gaussienne doit rester inférieure en tout pixel à la carte des résidus.
- La gaussienne projetée sur la grille grossière est soustraite de la carte des résidus, toujours avec un gain de 5%, et elle est remplacée dans la carte corrigée par sa projection sur la grille fine.

Le calcul est stoppé lorsque le contraste du pixel le plus brillant avec les pixels environnants devient trop faible ou quand l'amplitude de la gaussienne devient inférieure à un certain seuil.

Cette correction est illustrée en figure A.12 pour l'anneau circumnucléaire de NGC 1097.

Contributions des différentes erreurs :

Les différentes sources d'erreurs et leur estimation sont expliquées dans l'Atlas. La figure A.13 montre seulement quelle fraction de l'erreur totale est attribuée au bruit de lecture et de photons, à l'incertitude sur le niveau du fond et aux effets de mémoire (dans cet ordre de gauche à droite), à 7 (en haut) et à 15 μm (en bas). A 7 μm , les effets de mémoire sont toujours dominants, et ils le sont aussi à 15 μm aux flux les plus élevés.

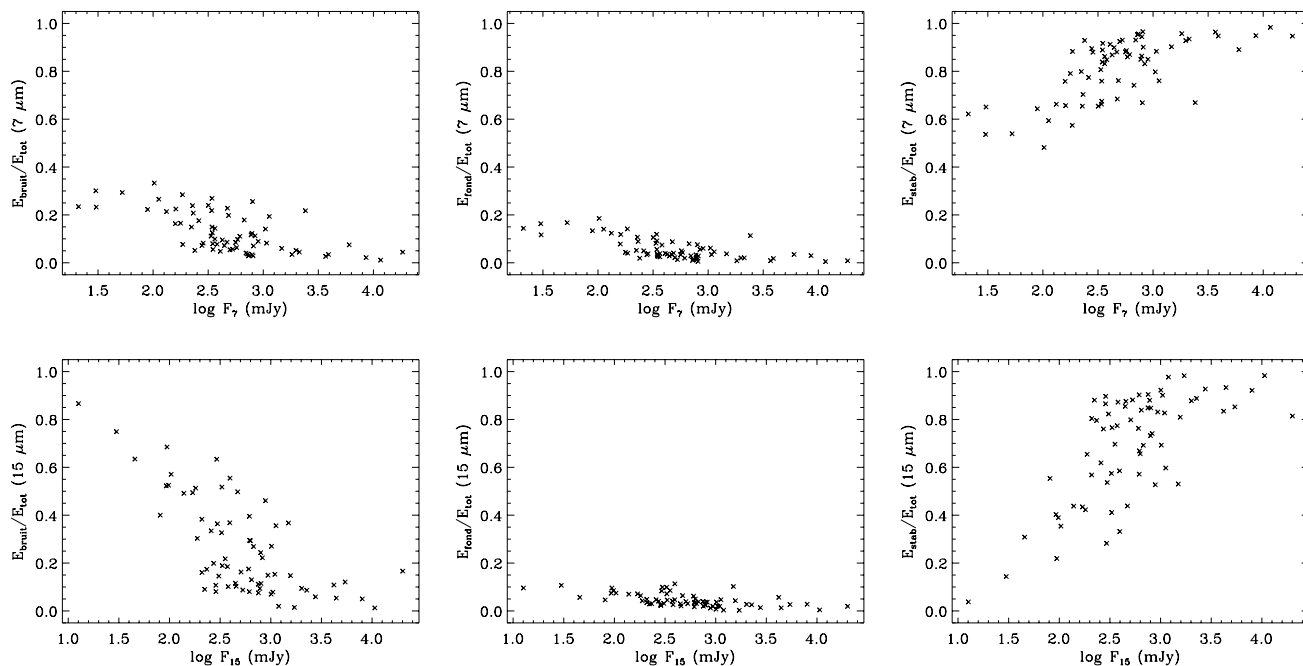


Figure A.13: Fraction de l'erreur totale due aux différentes sources d'erreur, en fonction du flux (sans tenir compte de l'incertitude sur la calibration en densité de flux).

Annexe B

Publication : Composante baryonique des amas de galaxies

Cet article découle du travail de stage de DEA, mais son écriture et la mise à jour des données et des calculs ont nécessité beaucoup de temps pendant la thèse : c'est la raison pour laquelle il est inclus ici.

Le thème de cet article est la quantité et la distribution spatiale de la composante baryonique des amas et groupes de galaxies (c'est à dire le gaz chaud intra-amas observable en rayons X et la composante stellaire des galaxies). Pour ce faire, un échantillon de 33 systèmes couvrant une large gamme de températures du gaz a été analysé, à partir de données de la littérature en rayons X et en optique, avec une information spatiale suffisante. Les buts principaux étaient d'une part de comparer les résultats obtenus par l'application de deux estimateurs de masse – le classique modèle d'équilibre hydrostatique isotherme, et un modèle de distribution de la matière noire dérivé de simulations numériques – et d'autre part d'examiner de possibles variations dans la quantité et la répartition des baryons en fonction de la taille des amas, ce qui peut fournir des contraintes sur l'efficacité des processus non gravitationnels dans la formation et l'évolution des amas (chocs et effets de rétroaction de la formation d'étoiles).

The baryon content of groups and clusters of galaxies

H. Roussel, R. Sadat & A. Blanchard

2000, *Astronomy & Astrophysics* 361, 429

The baryon content of groups and clusters of galaxies^{*}

H. Roussel¹, R. Sadat², and A. Blanchard^{2,3}

¹ DAPNIA/Service d'Astrophysique, CEA/Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette cedex, France

² Observatoire Midi-Pyrénées, LAT, CNRS, 14 av. Edouard Belin, 31400 Toulouse, France

³ Observatoire Astronomique, 11 rue de l'Université, 67000 Strasbourg, France

Received 1 June 1999 / Accepted 20 July 2000

Abstract. We have analyzed the properties of a sample of 33 groups and clusters of galaxies for which both optical and X-ray data were available in the literature. This sample was built to examine the baryon content and to check for trends over a decade in temperature down to 1 keV.

We examine the relative contribution of galaxies and ICM to baryons in clusters through the gas-to-stellar mass ratio (M_{gas}/M_*). We find that the typical stellar contribution to the baryonic mass is between 5 and 20%, at the virial radius. The ratio (M_{gas}/M_*) is found to be roughly independent of temperature. Therefore, we do not confirm the trend of increasing gas-to-stellar mass ratio with increasing temperature as previously claimed.

We also determine the absolute values and the distribution of the baryon fraction with the density contrast δ with respect to the critical density. Virial masses are estimated from two different mass estimators: one based on the isothermal hydrostatic equation (IHE), the other based on scaling law models (SLM), the calibration being taken from numerical simulations. Comparing the two methods, we find that SLM lead to less dispersed baryon fractions over all density contrasts and that the derived mean absolute values are significantly lower than IHE mean values: at $\delta = 500$, the baryon fractions (gas fractions) are 11.5–13.4% (10.3–12%) and $\sim 20\%$ (17%) respectively. We show that this is not due to the uncertainties on the outer slope β of the gas density profile but is rather indicating that IHE masses are less reliable. Examining the shape of the baryon fraction profiles, we find that cluster baryon fractions estimated from SLM follow a scaling law. Moreover, we do not find any strong evidence of increasing baryon (gas) fraction with temperature: hotter clusters do not have a higher baryon fraction than colder ones, neither do we find the slope β to increase with temperature.

The absence of clear trends between f_b and M_{gas}/M_* with temperature is consistent with the similarity of baryon fraction profiles and suggests that non-gravitational processes such as galaxy feedback, necessary to explain the observed luminosity–

temperature relationship, do not play a dominant rôle in heating the intra-cluster gas on the virial scale.

Key words: cosmology: observations – galaxies: clusters: general – X-rays: general

1. Introduction

Clusters of galaxies are fascinating objects because their observations can in principle allow one to constrain the parameters of the standard cosmological model. In particular, they are widely used as indicators of the mean matter density of the universe. Galaxy clusters have been shown to harbour very large quantities of dark matter since the pioneering work of Zwicky (1933), but its exact quantity, its spatial distribution and above all its very nature are still awaiting answers.

Clusters are the most massive objects for which both the luminous baryonic mass (consisting of the X-ray emitting intra-cluster gas and the visible part of galaxies) and the total gravitating mass can be estimated. Most often, the assumption of isothermal hydrostatic equilibrium (IHE) of the intra-cluster gas within the dark matter potential well is adopted to derive the total mass of clusters from X-ray observations, although many clusters exhibit obvious substructures, both in the galaxy distribution and in the X-ray emission morphology.

Beyond the classical M/L ratio, clusters are at the center of new cosmological tests of the mean density, which are different in spirit and which are more global. Partly because of this new perspective, general observational properties of clusters have been investigated in detail in recent years. These studies were triggered by analytical arguments as well as numerical simulations which indicated that clusters might have similar properties in their structure. A first means of determining the mean density from clusters is to use their abundance as well as their relative evolution with redshift (Oukbir & Blanchard 1992; Bartlett 1997). A further important property of clusters is that their baryon fraction f_b is expected to be identical (White et al. 1993), reflecting the universal baryonic content of the universe. As primordial nucleosynthesis calculations provide very strong constraints on the value of the baryonic density parameter Ω_b , determining the baryonic fraction in galaxy clusters

Send offprint requests to: A. Blanchard (ablancha@ast.obs-mip.fr)

^{*} Tables 1 to 6 are only available in electronic form at the CDS via anonymous ftp to cdsarc.u-strasbg.fr (130.79.128.5) or via <http://cdsweb.u-strasbg.fr/Abstract.html>

allows to derive the matter density parameter $\Omega_0 = \Omega_b/f_b$. This surmise, when applied to a set of clusters, leads to a high mean baryon fraction f_b , of the order of $20 h_{50}^{-3/2}\%$ (David et al. 1995, hereafter D95; White & Fabian 1995; Cirimele et al. 1997; Evrard 1997). Consequently, the critical value $\Omega_0 = 1$ is disfavored (as the primordial nucleosynthesis is indicative of $\Omega_b = 0.0776 h_{50}^{-2} \eta_{10}/5.3 \pm 7\%$, one obtains $\Omega_0 \sim 0.4$). White et al. (1993) have reviewed this critical issue in the case of the Coma cluster.

Some caution is necessary though, since there exists an appreciable dispersion in the range of published baryon fractions. This scatter may be due to intrinsic dispersion in baryon fractions of different clusters. If real, it is important to understand the origin of such a scatter. However, Evrard (1997) did not find any convincing evidence for a significant variation in the baryon fraction from cluster to cluster. Such a result is in contrast with Loewenstein & Mushotzky (1996) and D95. These latter authors, from their study of ROSAT PSPC observations of a sample of groups and clusters of galaxies, have found a correlation between the gas fraction and the gas temperature, breaking the simplest self-similar picture (the different conclusion of Evrard could be due to the limited range of temperatures he used). A possible explanation for such variations, if real, could in principle be the development of a segregation between baryons and dark matter occurring during the cluster collapse, operating more efficiently in massive clusters. However, this mechanism has been shown by White et al. (1993) to be insufficient to significantly enhance the baryon fraction and it is therefore unlikely that such a phenomenon could lead to a substantial scatter in baryon fractions. Another possibility is that in poor clusters and groups, a part of the gas has been swept away in the shallow dark matter potential well by galactic winds, being thus less concentrated than in massive clusters. This scenario would also be consistent with the claim that the gas to stellar mass ratio increases monotonically with the temperature of the cluster (David et al. 1990, hereafter D90). Finally, a further possibility is that mass estimates are not accurate and that a systematic bias exists with temperature. In any case, D95 derived this correlation from a very reduced set of objects (7 clusters and 4 groups) and it would deserve further investigation based on a larger sample.

As a consequence, it was one of our aims to address these questions with improved statistics. Moreover, in the baryon problem, the reliability of mass estimates is rather crucial and assumptions such as equilibrium and isothermality may introduce systematic differences in the results that we wish to examine in detail. The validity of mass estimates has been questioned by Balland & Blanchard (1997). We have therefore taken the opportunity of this study to perform a comparison between the standard mass estimate based on the IHE β -model and an alternative method derived from scaling arguments and numerical simulations including gas physics (see Sect. 3.3), hereafter called the scaling law model (SLM).

In this paper, we present an analysis of a sample of 26 galaxy clusters and 7 groups taken from the literature. We required that optical data were available for our objects and searched for a

precise information on the galaxy spatial distribution and luminosity function, on the X-ray temperature and on the gas density profile, in order to be able to build up the density and mass profiles for galaxies, gas and dark matter. This allows to compute properly the baryon fraction rather than only the gas fraction as is often done. This is especially important for low mass objects, in which the stellar component is generally believed to be relatively more important. Our sample comprises clusters with temperatures from 1 to 14 keV, and therefore allows us to investigate several interesting quantities beyond gas and baryon fractions, like the mass to light ratio and the ratio of galaxy baryonic mass to gas mass (possibly providing important constraints on galaxy formation), over a wide range of temperatures. All the data used here come from the literature, with the exception of Abell 665, for which we have analysed an archival ROSAT image to obtain the gas density profile. In fact, this cluster has already been studied from Einstein data by two teams (Durret et al. 1994; Hughes & Tanaka 1992), finding in each case a surprisingly very high gas fraction (respectively $\simeq 50\%$ and 33%). We will see this cluster provides a striking example of the scatter in different mass determinations.

The sample is presented in Sect. 2. The methods to compute the various quantities for each cluster in the sample is presented in Sect. 3 and the results are presented in Sect. 4. In Sect. 5, we examine the trend with temperature for several quantities.

In all the present study, we assumed a $H_0 = 50 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ and $q_0 = 0.5$ cosmology.

2. The sample

We looked in the literature for objects studied thoroughly enough to allow us to compute the baryonic mass in galaxies, the mass in gas and in dark matter at any radius. This is quite not a refinement, since both the baryon fraction and the galaxy to gas mass ratio can vary very rapidly with radius, as will be seen in the next section. We therefore needed detailed information, which drastically reduced the possible number of objects that could be included in the sample. When a same object was studied by several teams, we applied straightforward selection criteria: for spatial X-ray data, for instance, we systematically prefer ROSAT observations, because of its improved spatial resolution and sensitivity, whereas for X-ray temperatures, Ginga and ASCA satellites were preferred to Einstein MPC, most temperatures of which come from the catalogue of David et al. (1993). Recently, it has been noted that cluster luminosities and temperatures might change noticeably when the central cooling flow emission is removed (Markevitch 1998; Arnaud & Evrard 1999). It is not clear which temperatures are to be used (especially when using a mass-temperature relationship derived from numerical simulations). In order to keep our sample as homogeneous as possible, we did not use cooling flow-corrected temperatures which are not always available. Furthermore Markevitch (1998) found that temperatures corrected for central emission are in the mean 3% larger, which will be of weak consequence in our average quantities. However, our treatment of the uncertainties on temperatures leads to large error bars when a large

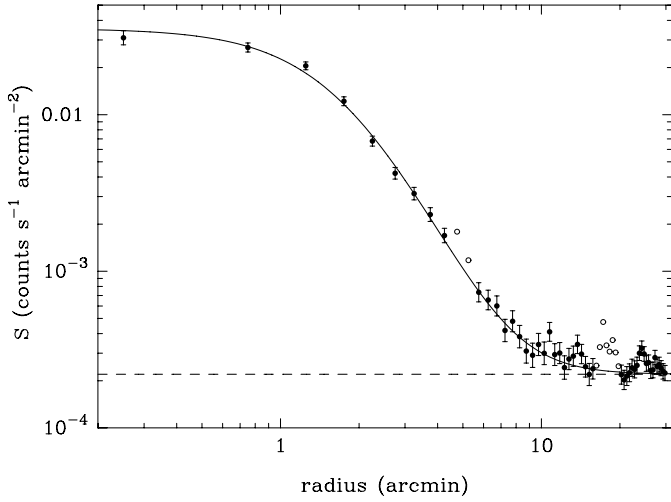


Fig. 1. Surface brightness profile of the intracluster gas in A665, in the ROSAT bands R4 to R7 (0.44 to 2 keV). Points represented by an empty circle have been excluded from the fit because at these radii some background or foreground X-ray sources appear in the map. The dashed line is the fitted background level.

dispersion in measured temperatures exists (see Table 1), as for instance in the presence of a strong cooling flow.

In some cases, optical data may be very uncertain because of projection effects and magnitude limitations, especially for groups whose galaxy membership is sometimes tricky to establish. However, we tried to identify objects for which data are reasonably reliable and we derived mean dynamical quantities for this sub-sample as well. Finally, it must be emphasized that the X-ray limiting radius at which baryon fractions are estimated is a crucial parameter, since both the galactic mass derived from a King profile and the X-ray gas mass given by the Hubble-King model diverge respectively for $\epsilon \leq 1$ and $\beta \leq 1$ (the definition is given in Sect. 3), requiring that they be truncated. It is also important that the baryon fractions of different clusters be computed at an equivalent scale in order to test the scaling hypothesis and if statistical conclusions are to be brought out from them, *i.e.* that we use the radius containing the same overdensity, while information is actually available only up to the X-ray limiting radius $R_{X \text{ lim}}$ which primarily depends on the characteristics of the observations (detector sensitivity, integration time...).

X-ray and optical data are summarised in Tables 1 and 2, using a Hubble constant $h_{50} = 1$. Notes on clusters which required a special treatment due to an incompleteness of data can be found at the end. Optical luminosities are given in the blue band. When the blue luminosity was not available, we used the following colors, corresponding to standard values for elliptical galaxies: B-V = 0.97, V-F = 0.76, r-F = 0.58 (Schneider et al. 1983) and R = F (Lugger 1989).

2.1. The case of Abell 665

This cluster is one for which large baryon fraction estimates have been published in the literature. As these are surprisingly high, we have found interesting to re-analyse this cluster using a

ROSAT archival image and the calibration routines of Snowden et al. (1994). We found that the gas surface brightness profile is well fitted by a Hubble-King law, and the X-ray emission can be traced out to a very large radius. The background level, which has been fitted together with the other parameters, is estimated with comfortable confidence. Spherical symmetry was assumed to derive the surface brightness profile in 0.5 arcmin wide annuli, although the X-ray map shows significant departure from sphericity; however, the effect of ellipticity on derived masses is known to be negligible (Buote & Canizares 1996). The central electron volume density n_{e0} was computed by matching the theoretical count rate with the $0.547 \text{ counts s}^{-1}$ collected within a 30 arcmin radius (after subtraction of the background), which amounts to solving:

$$n_{e0}^2 \alpha_E D T^{-\frac{1}{2}} \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \frac{g(T, E) e^{-\frac{E}{kT}} e^{-\sigma(E)N_H} A(E)}{E} dE \int_0^{\theta_{\max}} \left(1 + \left(\frac{\theta}{\theta_c}\right)^2\right)^{-3\beta} \theta^2 d\theta = 2\pi S_0 \int_0^{\theta_{\max}} \left(1 + \left(\frac{\theta}{\theta_c}\right)^2\right)^{(-3\beta + \frac{1}{2})} \theta d\theta, \quad (1)$$

with $\alpha_E = 1.02 \cdot 10^{-17} \text{ SI}$ and the angular distance $D \simeq 812 \text{ Mpc}$, and where $A(E)$ stands for the energy dependence of the transmission efficiency.

The results of this analysis are the following (for the bands R4 to R7 of ROSAT): $\beta = 0.763 \pm 0.023$, $\theta_c = (112 \pm 5) \text{ arcsec}$ (which corresponds to 0.44 Mpc at the distance of A665), $n_{e0} = (2.85 \pm 0.38) \cdot 10^{-3} \text{ electrons cm}^{-3}$ and $R_{X \text{ lim}} = 10 \text{ arcmin}$ ($= 2.36 \text{ Mpc}$) with a central surface brightness $S_0 = (3.53 \pm 0.26) \cdot 10^{-2} \text{ counts s}^{-1} \text{ arcmin}^{-2}$ and a background surface brightness $b = (2.2 \pm 0.6) \cdot 10^{-4} \text{ counts s}^{-1} \text{ arcmin}^{-2}$. We used the gas temperature and foreground absorbing hydrogen column density given by Hughes & Tanaka (1992) from their Ginga analysis, together with the formula of Mewe et al. (1986) for the Gaunt factor and that of Morrison & McCammon (1983) for the interstellar absorption cross section. At $R_{X \text{ lim}}$, the inferred gas mass is $M_{\text{gas}} = (2.46 \pm 0.76) \cdot 10^{14} M_{\odot}$, which is similar to the values found by Durret et al. (1994) and Hughes & Tanaka (1992). The hydrostatic mass is $M_{\text{hydro}} = (1.60 \pm 0.24) \cdot 10^{15} M_{\odot}$. Our mass estimate from NFW's dark matter profile, computed with the EMN normalization (see section below) is $M_{\text{dark}} = (1.41 \pm 0.25) \cdot 10^{15} M_{\odot}$, and the resulting total mass is $M_{\text{SLM}} = (1.68 \pm 0.33) \cdot 10^{15} M_{\odot}$. The baryon fraction amounts to respectively $(16.3 \pm 7.5)\%$ and $(15.6 \pm 6.4)\%$. Hence A665 is a quite ordinary rich cluster whose baryon fraction seems reasonable if compared to previous values.

We have also compared our gas mass estimates for the whole sample with other published analyses and found good agreement while the main differences are on f_b , coming from the estimation of total masses as will be discussed in Sect. 5.

3. Analysis methods

3.1. The stellar mass profile

The stellar matter content can be computed at any radius from the cluster center using the projected number density profile of galaxies, their luminosity function and a mass to light ratio for the stellar population calibrated on the observation of nearby galaxies. Most often, the density profile is fitted by the common King form:

$$\sigma_{\text{gal}}(r) = \sigma_0 \left(1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right)^{-\epsilon} \quad \text{with } \epsilon = 1, \quad (2)$$

where r_c is the galactic core radius. The case $\epsilon = 1$ is an approximation to the isothermal sphere, in which galaxies have reached their equilibrium distribution. The advantage of such a model is that the volume density is obtained by an analytical deprojection. However, de Vaucouleurs profiles, which are much steeper in the cluster core, provide a better approximation to the real distribution (Rhee & Latour 1991; Cirimele et al. 1997), at the same time leading to a finite total number of galaxies:

$$\sigma_{\text{gal}}(r) = \sigma_0 \exp \left(- \left(\frac{r}{r_v} \right)^\gamma \right). \quad (3)$$

This sort of profile was deprojected using the formula:

$$\nu(r) = - \frac{1}{2\pi r} \frac{d}{dr} \int_{r,2}^{+\infty} \frac{\sigma(p)}{\sqrt{p^2 - r^2}} dp^2, \quad (4)$$

p being the projected distance to the cluster centre and r the true distance. Because this deprojection is numerically unstable, we computed it by assuming $\sigma(p)$ to be constant inside a grid step and then integrating analytically the denominator. The mass to light ratio applied to all clusters and groups (but the supposed fossil group RXJ 1340.6+4018 consisting of only one giant elliptical galaxy, for which we used $M_*/L_B = 8.5 h_{50} M_\odot / L_{B\odot}$) is $M_*/L_B = 3.2 h_{50} M_\odot / L_{B\odot}$, obtained by White et al. (1993) by averaging over the Coma luminosity function the M_*/L ratio from van der Marel (1991) given as a function of luminosity for bright ellipticals. Then, using the Schechter luminosity function:

$$n(L)dL = N^* \left(\frac{L}{L^*} \right)^{-\alpha} e^{-\frac{L}{L^*}} d \left(\frac{L}{L^*} \right), \quad (5)$$

the luminosity emitted by a shell of thickness dr and situated at the radius r writes as:

$$dL(r) = L_{\text{tot}} \times (4\pi r^2 \nu_{\text{gal}}(r) dr) / N(> L_{\text{lim}})$$

where $N(> L) = N^* \Gamma(1 - \alpha, L/L^*)$ is the total number of galaxies brighter than L , L_{lim} being the limiting luminosity of the observations, and $L_{\text{tot}} = N^* L^* \Gamma(2 - \alpha)$. The stellar mass enclosed in a sphere of radius R can eventually be written as:

$$M_*(R) = \frac{M_*}{L} \frac{L^* \Gamma(2 - \alpha)}{\Gamma(1 - \alpha, \frac{L_{\text{lim}}}{L^*})} \int_0^R 4\pi r^2 \nu_{\text{gal}}(r) dr. \quad (6)$$

When no parameters for the luminosity function were found in the literature, we adopted the standard ones (Schechter 1975): $\alpha = 1.25$ and $M_V^* = -21.9 + 5 \log h_{50}$.

As a few clusters observed in X-rays do not have any available spatial galaxy distribution (or with too poor statistics), but only either a luminosity profile or even several total luminosities given at different radii, we then assumed a King profile and fitted the few points by the resulting integrated luminosity profile:

$$L(< R) = L_0 \left[\ln \left(\frac{R}{r_c} + \left(1 + \left(\frac{R}{r_c} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}} \right) - \frac{R}{r_c} \left(1 + \left(\frac{R}{r_c} \right)^2 \right)^{-\frac{1}{2}} \right] \quad (7)$$

by varying simultaneously L_0 and r_c . In addition to those cases, RXJ 1340.6+4018 was treated in a special way: we deprojected a de Vaucouleurs luminosity profile (Ponman et al. 1994).

3.2. The X-ray gas mass profile

In their pioneering work, Cavaliere & Fusco-Femiano (1976) have shown under the isothermality assumption that the X-ray gas profile is described by:

$$\rho_{\text{gas}}(r) = \rho_0 \left(1 + \left(\frac{r}{r_{\text{cX}}} \right)^2 \right)^{-\frac{3}{2}\beta}, \quad (8)$$

which translates to the observed X-ray surface brightness with the following simple analytical form (the so-called β -model):

$$S(\theta) = S_0 \left(1 + \left(\frac{\theta}{\theta_c} \right)^2 \right)^{-3\beta + \frac{1}{2}}. \quad (9)$$

The slope β and the core radius r_{cX} , which are interdependent in their adjustment to the surface brightness, are generally found to range between 0.5 and 0.8 and between 100 and 400 kpc respectively. Very often, central regions of clusters have to be excluded from the fit, due to cooling flows resulting in an emission excess. The gas mass can be inferred accurately from the knowledge of S_0 , β and θ_c . Uncertainties in the gas mass are small in general, as long as it is computed inside a radius at which the emission is detected. The relationship between the electron number density and the gas mass density used here is $\rho_0 = 1.136 m_p n_{e0}$ (assuming a helium mass fraction of 24% and neglecting metals).

3.3. The binding mass profile

Mass estimation is certainly the most critical aspect of recent studies of the baryonic fraction in clusters. Clarifying this issue is one important aspect of this paper. We derived the gravitational mass in two ways:

- *The hydrostatic isothermal β -model*: First, we used the standard IHE assumption which, using spherical symmetry, translates into the mass profile:

$$\begin{aligned}
M_{\text{tot}}(r) &= -\frac{k}{G\mu m_p} T_X r \frac{d \ln \rho_{\text{gas}}(r)}{d \ln r} \\
&= \frac{3k}{G\mu m_p} \beta T_X r \left(1 + \left(\frac{r}{r_{cX}}\right)^{-2}\right)^{-1}. \quad (10)
\end{aligned}$$

The total mass thus depends linearly on both β and T_X . Hence, if the slope of the gas density is poorly determined (and this is the case if the instrumental sensitivity is too low to achieve a good signal to noise ratio in the outer parts of the cluster), it will have a drastic influence on the derived mass. This mass profile results in the density profile:

$$\begin{aligned}
\rho_{\text{tot}}(r) \propto \frac{1}{r^2} &\left[3 \left(1 + \left(\frac{r}{r_{cX}}\right)^{-2}\right)^{-1} \right. \\
&\left. - 2 \left(1 + \left(\frac{r}{r_{cX}}\right)^{-2}\right)^{-2} \right] \quad (11)
\end{aligned}$$

and in a flat density at the cluster centre. The isothermality assumption can raise doubt, since Markevitch et al. (1998) found evidence for strong temperature gradients in clusters, which may lead to IHE mass estimates smaller by 30% (Markevitch 1998). However, the reality of these gradients has recently been questioned (Irwin et al. 1999; White 2000).

• *The universal density profile:* An alternative approach is to use the universal dark matter density profile of Navarro et al. (1995, hereafter NFW) derived from their numerical simulations:

$$\frac{\rho_{\text{dark}}(r)}{\rho_c} = 1500 \frac{r_{200}^3}{r (5r + r_{200})^2} \quad (12)$$

where r_{200} stands for the radius from the cluster center where the mean enclosed overdensity equals 200 (this is the virial radius) and ρ_c is the critical density. It varies as r^{-1} near the centre, being thus much steeper than in the hydrostatic case; NFW claim this behavior fits their high resolution simulations better than a flat profile. Furthermore, contrary to the β -model, the dark matter density profile obtained by NFW is independent on the shape of the gas density distribution. This will introduce a further difference. The normalization of the scaling laws ensures a relationship between temperature, virial radius and virial mass. Here, this normalization is taken from numerical simulations. Different values have been published in the literature (see for instance Evrard 1997; Evrard et al. 1996, EMN hereafter; Pen 1998; Bryan & Norman 1998, BN hereafter). Frenk et al. (1999) investigated the formation of the same cluster with various hydrodynamical numerical simulations. They found a small dispersion in the mass-temperature relationship: the rms scatter σ is found to be of $\approx 5\%$, EMN and BN lying at the edges of the values found, representing a 4σ difference. EMN provide a scaling law between r_{500} and T_X :

$$r_{500} = 2.48 \left(\frac{T_X}{10 \text{ keV}}\right)^{\frac{1}{2}} h_{50}^{-1} (1+z)^{-\frac{1}{2}} \text{ Mpc} \quad (13)$$

(in terms of comoving radius) which was used here to compute r_{200} , writing:

$$\begin{aligned}
\delta(r_{500}) = 500 &= \left(\frac{4}{3}\pi r_{500}^3\right)^{-1} \int_0^{r_{500}} 4\pi r^2 \frac{\rho(r)}{\rho_c} dr \\
&= 180f X^{-3} \left[\ln(1+5X) - \frac{5X}{1+5X} \right] \quad (14)
\end{aligned}$$

with $X = r_{500}/r_{200}$, where $f = 1739/1500$ is a corrective factor to transform dark matter mass into total mass, so that $\delta(r_{200})$ is really equal to 200. Solving this equation gives $X = 0.66$. The relationship at $z = 0$ between virial mass and temperature can then be written as:

$$T_X = 4.73 M_{15}(r_{200})^{\frac{2}{3}} \text{ keV}. \quad (15)$$

BN did provide the following constant of normalization:

$$T_X = 3.84 M_{15}(r_{200})^{\frac{2}{3}} \text{ keV}. \quad (16)$$

This difference is quite significant: it does correspond to a virial mass 40% higher. Using this normalization will obviously significantly change the inferred gas fraction.

4. Results

4.1. Distribution of the various components

The results from our analysis for each cluster in our sample are summarised in Tables 3 to 6: in Tables 3 and 5 mass estimates at r_{200} are derived from the SLM with the $T_X - M_V$ calibrations respectively given by EMN and BN (used to compute r_{200}). Tables 4 and 6 contain mean dynamical quantities over the sample at three different overdensities, r_{200} , r_{500} and r_{2000} . The same quantities are also given with mass estimates from the IHE model.

4.1.1. The binding mass

Mass profiles of the various components for a few clusters are displayed in Fig. 2, together with mass ratio profiles (right side). Fig. 3 shows baryon and gas fraction profiles for the whole sample. Quantities are plotted against the mean enclosed contrast density, which is the natural variable in the scaling model. A clear feature arising from Fig. 2 concerns the different behaviors of hydrostatic masses and total masses deduced from NFW's dark matter profile, normalised by the EMN $T_X - M_V$ relationship: NFW profiles are more centrally concentrated, as could be foreseen from Eqs. 11 and 12, a property which is in agreement with the density profile of clusters inferred from lensing (Hammer 1991; Tyson et al. 1990). In the outer part, where the contrast density is smaller than a few 10^4 , the shapes of the density profiles are quite similar, although some difference in the amplitude exists. In fact, profiles calibrated from the EMN $T_X - M_V$ relationship tend to be systematically more massive than with the isothermal hydrostatic model, with a significant dispersion. The last column of Tables 3 and 5 gives the ratio between masses computed with both methods. The mean of masses estimated by the IHE β -model is significantly smaller than SLM

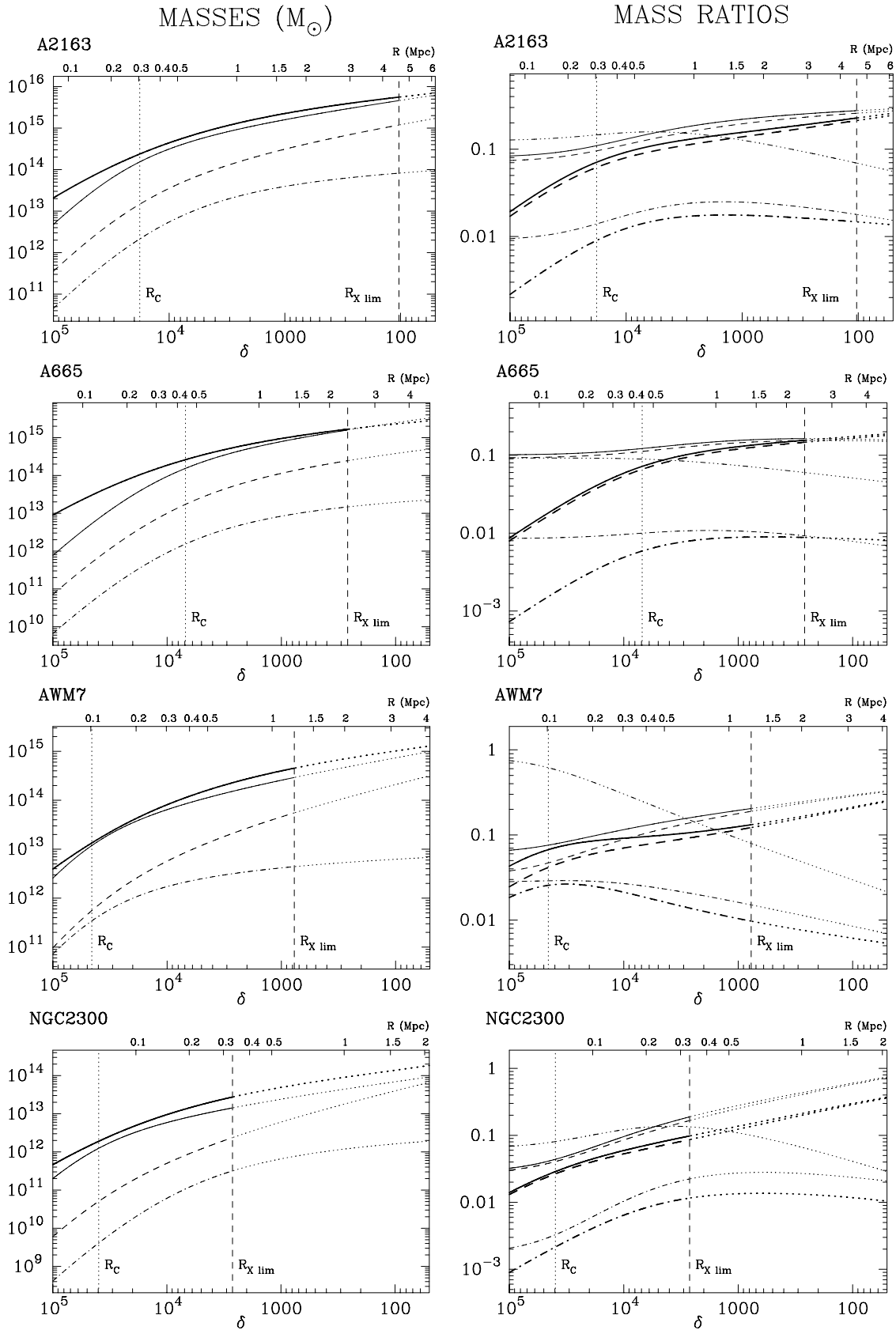


Fig. 2. Mass and mass ratio profiles for a few objects. The meaning of line styles is as follows: Left panels: thick line: SLM mass; thin line: IHE mass; dashes: gas mass; dot-dashed line: stellar mass. Right panels: thick lines: baryon fraction (continuous), gas fraction (dashed) and stellar to total mass ratio (dot-dashed) in the SLM case (with EMN calibration); thin lines: same quantities for the IHE model; three-dots-dash: stellar to gas mass ratio.

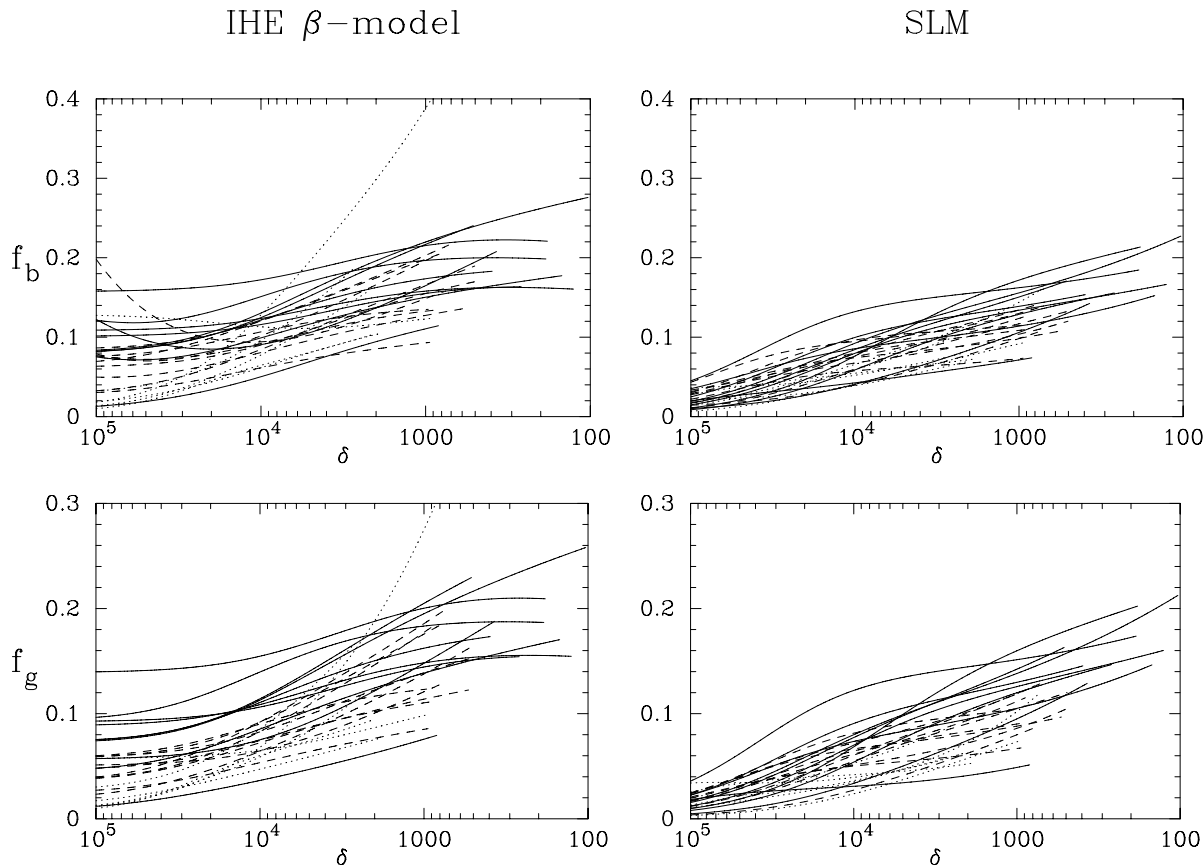


Fig. 3. Profiles of the baryon fraction and gas fraction as a function of mean overdensity for objects with the most reliable data. Left panels show these profiles in the case of the hydrostatic assumption and right panels for mass estimates derived from NFW’s dark matter profile, with EMN normalization. Groups ($T_X \leq 2$ keV) are represented with dotted lines, cool clusters ($T_X \leq 5$ keV) with dashed lines and hot clusters with continuous lines. The group with a very steeply rising baryon fraction in the IHE case has $\beta = 0.31$.

masses (at $R_{X \text{ lim}}$): $M_{IHE}/M_{SLM} = 0.80 \pm 0.03$ with EMN’s normalization, and $M_{IHE}/M_{SLM} = 0.67 \pm 0.026$ with BN’s normalization. Clearly, such a difference will translate into the baryon fraction estimates.

4.1.2. The X-ray gas

Second, the distribution of gas is more spread out than that of dark matter, which results in steadily rising baryon fractions with radius (Fig. 4), as was already pointed out by numerous teams, among which Durret et al. (1994) and D95. NFW also recover this trend in their simulations. This fact makes the choice of the limiting radius an important matter. In particular, extrapolating masses to the virial radius (which is reached by the gas emission in only five clusters among our sample) could be very unsafe, especially for cool clusters, the gas of the most extended of our objects with $T_X \leq 5$ keV being detected only out to $\delta = 500$.

4.1.3. Mass to light ratio

The derived mean mass to blue luminosity ratio is shown in Fig. 4. As it can be seen, M/L_B remains remarkably constant

from $\delta \simeq 5000$ to the outer parts of clusters, in the case of total masses derived from SLM as well as that of hydrostatic masses. Thus, the widely spread assumption that light traces mass is confirmed, at least at $r \geq r_c$. The influence of the choice of de Vaucouleurs galaxy density profiles as compared to King profiles is also clearly highlighted. In fact, in the core, dark matter is normally much more concentrated than galaxies, but using a de Vaucouleurs distribution, it turns out that the concentration factor is considerably lowered and even reversed in the case of hydrostatic masses. Mixing the two shapes of galaxy distribution in our sample, the result is an intermediate behavior.

4.2. The baryon fraction

We find that inside a same object, the gas and baryon fractions increase from the center to outer shells (Fig. 3 and Fig. 4), reflecting the fact that the distribution of gas is flatter than that of dark matter, a trend similar to what is found by D95. Secondly, an interesting feature can be noted from Fig. 3: the baryon fraction profiles versus density contrast are remarkably similar and seem to follow a regular behavior, consistent with a universal baryon fraction shape, even in the central part (although with

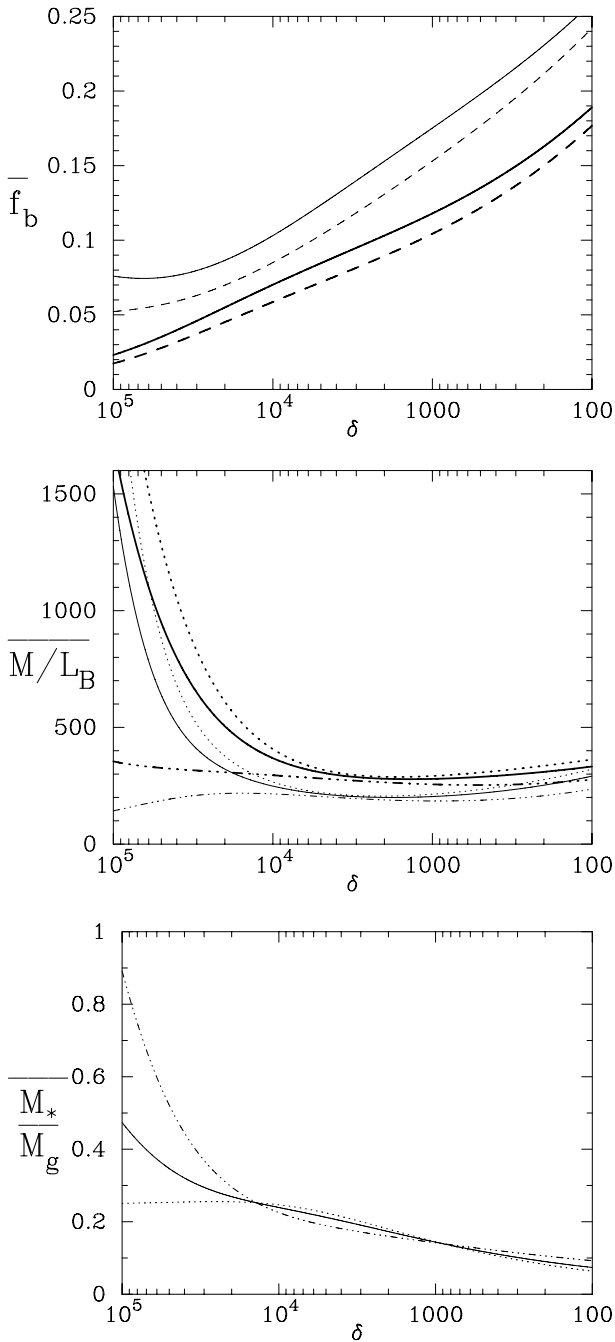


Fig. 4. Average profiles for all clusters (groups included) with the most reliable data. Top: baryon fraction (continuous lines) and gas fraction (dashes) in the case of SLM mass estimates with the EMN normalization (thick lines) and hydrostatic masses (thin lines). Middle: mass to luminosity ratio for the whole sample (continuous lines), for King galaxy profiles only (dots) and for de Vaucouleurs profiles only (dash-dots), with the same convention as previously. Bottom: stellar mass to gas mass ratio, with the same line styles as for M/L_B .

a larger dispersion). This behavior appears more clearly when one is using the SLM model. This result is consistent with the baryon fraction following a scaling law as it has been already

found for the emissivity profiles (Neumann & Arnaud 1999) and gas profiles (Vikhlinin et al. 1999).

Thirdly, the comparison of the graphs of Fig. 3 shows that the baryon fraction f_{SLM} estimated from the NFW profile normalized with the EMN $T_X - M_V$ relationship is less dispersed at all contrast densities. This effect is asymmetric: the high baryon fractions f_{IHE} found with the IHE method disappear. The fact that f_{SLM} appears less dispersed has already been found by Evrard (1997) and Arnaud & Evrard (1999). However, our work indicates that this feature exists at any radius. We also plot in Fig. 5 the histograms of baryon fractions derived from both the IHE and SLM methods, at the virial radius r_{200} but also at r_{2000} , chosen because each object of the sample is detected in X-rays at least out to $\delta \sim 2000$. The comparison of the two indeed provides evidence for SLM masses to lead to more tightened baryon fractions than hydrostatic masses. At the virial radius, we found that the intrinsic dispersion is 50% with the IHE and 20% with SLM. This bears an important consequence for the interpretation of mass estimates as well as the interpretation of the baryon fraction. Clearly the fact that the baryon fraction is less dispersed in the SLM at all radii shows that this mass estimate is safer and that the IHE method provides less accurate mass estimates, even in the central region where hydrostatic equilibrium is expected to hold.

4.2.1. Stellar to gas mass ratio M_*/M_{gas}

Also shown in Fig. 4 is the mean M_*/M_{gas} ratio as a function of overdensity, slowly going down after the central part. The galaxy density is indeed steeper than that of gas, decreasing in r^{-3} with $\epsilon = 1$ instead of r^{-2} for a typical value of $\beta = 0.66$, and the situation is even worse when a de Vaucouleurs profile is used for the galaxy distribution. Again, the latter contributes in a large amount to the steep decrease in the central regions, whereas there the ratio is flat with King profiles.

4.3. Numerical results

Average numerical results are presented in Tables 4 and 6. It is found that the mean baryon fraction using the SLM with the $T_X - M_V$ normalization of EMN is 13.4% and the gas fraction 11.5% at r_{500} to be compared with hydrostatic results: respectively 19.2 and 17.0%. As expected, the two methods of mass estimation lead to different baryon (gas) fractions. This difference is not negligible ($\approx 40\%$) and is mainly due as already noted, to the difference between the IHE mass and the SLM mass. The IHE mass can be 50 to 60% lower with respect to the SLM mass (this is the case, for instance, of the groups HCG 62, NGC 2300 and NGC 4261). This difference between f_b^{SLM} and f_b^{IHE} increases when using the $T_X - M_V$ normalization of BN (the mean baryon fraction being then 11.5 and the mean gas fraction 10.3%). Cirimele et al. (1997) found $f_b = 23\%$ for their 12 clusters included in our sample (and 20% excluding A76), instead of our result of 19% (and 16%) using their parameters and the same hydrostatic β -model and their limiting radius (they choose a uniform $R_{Xlim} = 1.5$ Mpc) and of 13%

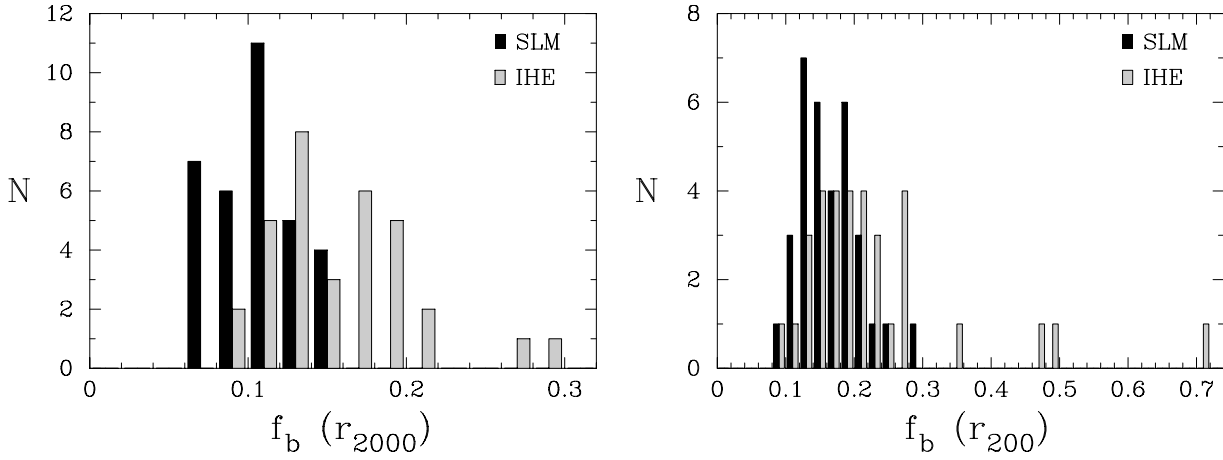


Fig. 5. Histogram of baryon fractions at r_{2000} and r_{200} , with IHE masses in grey and SLM masses in black. The object at $f_b = 0.7$ is NGC 4261, which has the lowest X-ray slope $\beta = 0.31$.

using the SLM method. The disagreement is due to the adopted stellar mass to light ratio ($M/L_B = 10.7$ instead of our 3.2 value). From the results of D95, it comes out that their 7 clusters also have a mean baryon fraction of $f_b \approx 23\%$. Thus, this is a confirmation of the divergence between hydrostatic β -model mass estimates and SLM's masses. From a sample of 26 clusters among which 7 hot and 3 cool clusters are in our sample, Arnaud & Evrard (1999) have made a similar analysis and derived in the frame of simulation-calibrated virial masses a mean gas fraction at $\delta = 500$ of $\simeq 14\%$ in rough agreement with our value of 12%. If the comparison is restricted to hot cluster subsamples, the agreement is as good (they found 16% to be compared with our 14%), and also at r_{200} . A somewhat higher gas fraction ($f_g \approx 17\%$) has been obtained recently by Mohr et al. (1999), as compared to ours, which is probably due to the difference in the normalization of the $T_X - M_V$ relationship.

Another output from the present study is the mean total mass to blue luminosity ratio $M/L_B \simeq 270$ at r_{2000} (the hydrostatic assumption leading to $M/L_B \simeq 200$), groups and clusters of all temperatures put together. However, when looking in more detail at the three classes of groups (with $T_X \leq 2$ keV), cool clusters ($T_X \leq 5$ keV) and hot clusters, M/L_B (at r_{2000}) goes from 200 to 270 and 340 respectively, with similar statistics (7 groups, 10 cool clusters and 8 hot clusters). Hence, we disagree with D95 who claim that the mass to light ratio is roughly constant from groups to rich clusters (using the group NGC 5044 which also belongs to our sample with $M/L_B \simeq 160$, 2 cool clusters and 4 hot clusters, 3 of which are also in common with ours). It is worth noting that 2 of the 3 clusters in common have a low M/L_B in our analysis: 150 for A85 and 170 for A2063. This conclusion holds whatever the limiting radius: there is a factor of 1.7, 1.9 and 1.9 respectively between groups and hot clusters when examining M/L_B out to r_{2000} , r_{500} or r_{200} .

As to the mean gas to stellar mass ratio M_{gas}/M_* , its values are summarised in Tables 4 and 6. We have computed this quantity to estimate the stellar contribution to the baryon fraction and to investigate any correlation with temperature, which will be discussed in the next section. Let us simply mention that our

value for groups at r_{2000} is in good agreement with the mean value $\simeq 5$ of Dell'Antonio et al. (1995) for 4 poor clusters, after correcting for the different M_*/L they have used.

5. Correlations of the baryon population properties with temperature

In order to properly understand the baryon fraction in clusters it is necessary to understand what the relative contributions of the gas and stellar components are. Several previous studies found that the stellar component is more dominant in low temperature systems, the lower gas content of small clusters being possibly due to feedback processes. Our sample, large and spanning a wide range in temperature, allows us to study these questions in detail.

5.1. The $M_{\text{gas}}/M_* - T_X$ correlation

In this section, we examine a possible correlation between the X-ray gas temperature and the ratio of gas mass to stellar mass, M_{gas}/M_* , at various radii. A strong correlation has been previously found by D90: from the analysis of twelve groups and clusters with temperatures ranging from 1 to 9 keV, D90 found that this ratio varies by more than a factor of five from groups to rich clusters. An increase of M_{gas}/M_* with cluster richness has also been reported by Arnaud et al. (1992).

This trend has been interpreted as due to the galaxy formation being less efficient in hot clusters than in colder systems. D90 suggest that the scenario for structure formation of hierarchical clustering, in which large structures form after little ones by successive mergers, is adequate to explain their result: in fact, as mergers go on, the intra-cluster gas is progressively heated by shocks to higher and higher temperatures, as the size of the structures involved increases; the higher T_X , the more difficult it becomes for the gas to collapse and to form new galaxies. Hence, after some time, further galaxy formation would be prevented in hot clusters, producing an anti-bias.

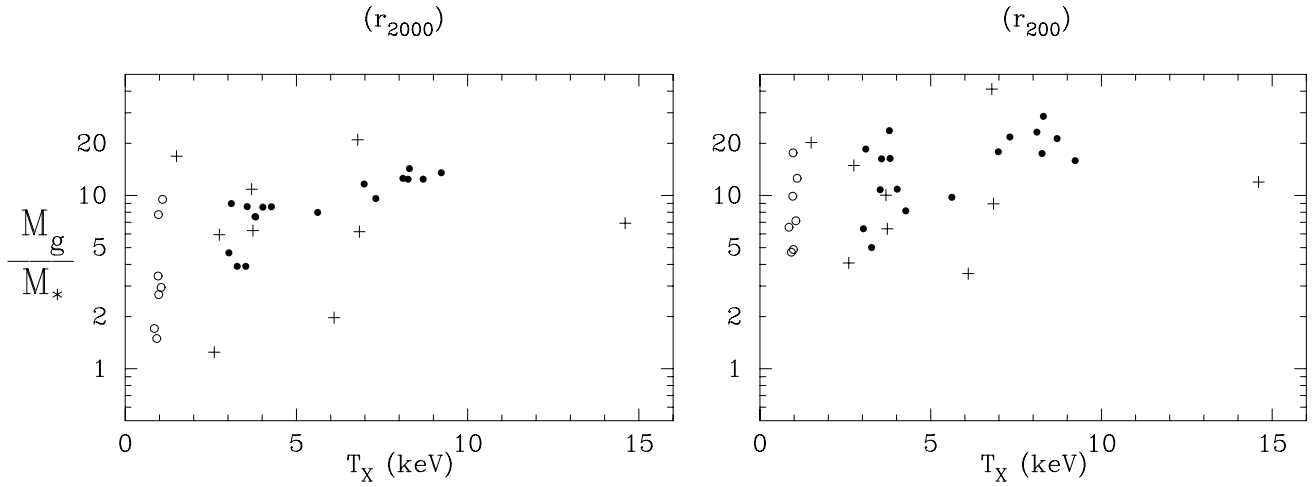


Fig. 6. Gas to galaxy mass ratio versus X-ray temperature. Open circles are for groups, filled circles are for clusters, and crosses refer to poor quality optical or gas masses.

In Fig. 6 we have plotted M_{gas}/M_* against temperature at the radii r_{2000} and r_{200} . As can be seen, mean figures for groups, cool clusters and hot clusters seem to show the sequence observed by D90, but in a less pronounced way: we find that cool clusters have M_{gas}/M_* which is ~ 3 times smaller than for hotter ones instead of a factor of ≥ 5 in D90. Moreover, this apparent sequence weakens when plotted at r_{200} : M_{gas}/M_* is only twice smaller for groups than for hot clusters.

It should be kept in mind that in Fig. 6, we adopted a constant galactic mass to luminosity ratio for clusters and groups, whereas it is expected to be lower for late type galaxies than for E-S0. As morphological segregation tends to raise the fraction of early type galaxies in rich clusters, taking into account this variation of M_*/L with morphological type would in fact further flatten the observed correlation between M_{gas}/M_* and T_X , as would do taking into account the difference in galactic output from groups to clusters. We conclude that our sample does not show a strong evidence, if any, of increasing M_{gas}/M_* with T_X as previously found by D90.

5.2. The $f_b - T_X$ correlation

Our sample allows to test the somewhat puzzling evidence that cool clusters have a lower mean gas fraction than hot clusters. This trend has been first reported by D95 and seems to be confirmed (Arnaud & Evrard 1999). A modest increase of the gas fraction with T_X has also been reported by Mohr et al. (1999). Such a trend is unexpected in a self-similar cluster evolution, f_{gas} and f_b at a given overdensity being expected to be constant, but would be naturally explained by non-gravitational processes such as galaxy feedback (for instance, early supernovae-driven galactic outflows), able to heat the intergalactic gas enough to make it expand out (Metzler & Evrard 1994, 1997; Ponman et al. 1999). This is achieved more easily in shallower potential wells like those of groups, which could even experience substantial gas expulsion, thus reducing their gas fractions. Such scenarii

are necessary to explain the $L_X - T_X$ relationship (Cavaliere et al. 1997).

In order to examine this issue, we plot in Fig. 7 the baryon fraction versus the temperature at different radii: $R_{X\text{lim}}$, r_{2000} and r_{200} . Error bars were estimated by considering uncertainties on the temperature, and also on metallicity for groups. Uncertainties on X-ray emission are small and lead to tiny errors on the gas mass in the observed range ($R < R_{X\text{lim}}$), while in the outer part, where observations are lacking, robust estimates of the uncertainties cannot be obtained, given that these uncertainties are systematic in nature. In the case of groups, the metallicity uncertainty can lead to significant errors on the gas mass, and was therefore taken into account. As it can be seen, we do observe no obvious trend with T_X . The data are more consistent with f_b being constant and this whatever the mass estimator used. Although a weak tendency could be seen (in the frame of SLM masses), it appears swamped in the high dispersion affecting objects of a same temperature. Therefore we do not confirm the trend of increasing f_b with T_X (or size) as previously found by D95. This is a rather robust conclusion as our sample covers a wide range of temperature, from 1 to 14 keV. This result is consistent with the similarity of baryon fraction profiles we found (Fig. 3) and the absence of trend of M_{gas}/M_* with T_X indicating that non-gravitational processes such as galactic feedback are not dominant in determining the large scale structure of the intracluster medium.

5.3. The $f_b - \beta$ correlation

Analysing the baryon fraction versus temperature may hide or reflect some correlations which are present among other parameters. Of special interest is to check whether a correlation with β exists.

We first searched for a trend between β and the temperature. Previous studies have shown that low temperature systems exhibit a more extended ICM distribution (low β values) than hotter ones (Arnaud & Evrard 1999). From Fig. 8 we can see

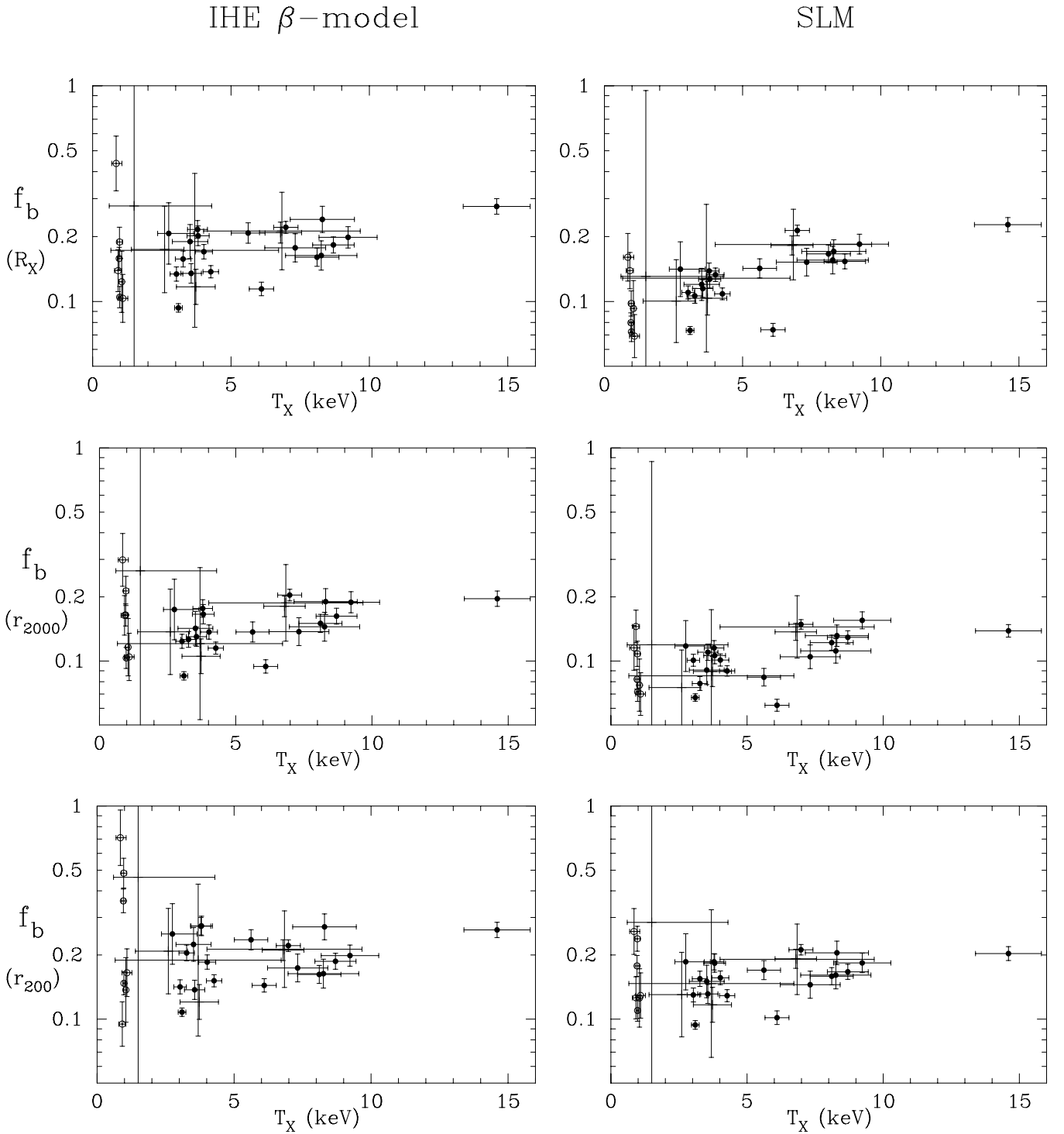


Fig. 7. Baryon fractions in the sample as a function of X-ray temperature. Top: at $R_{X\text{lim}}$. Middle: at r_{2000} . Bottom: at r_{200} . Left: hydrostatic masses. Right: SLM masses. Groups are shown as open circles and objects with poor quality temperature measurements (and therefore masses) as crosses.

that no clear trend of increasing β with T_X is found. Although smaller β are found at the cool side, this might be due to a larger dispersion in β for the smallest potentials. We note that our result is consistent with the recent analysis of Mohr et al. (1999).

We have also examined the way the baryon fraction varies with β (Fig. 8). The baryon fraction derived from the hydrostatic β model, f_b^{IHE} , does not vary with β in an obvious way: if anything it decreases with increasing β (while no obvious correlation is found with T_X , see Fig. 7). Such a trend, if real, would

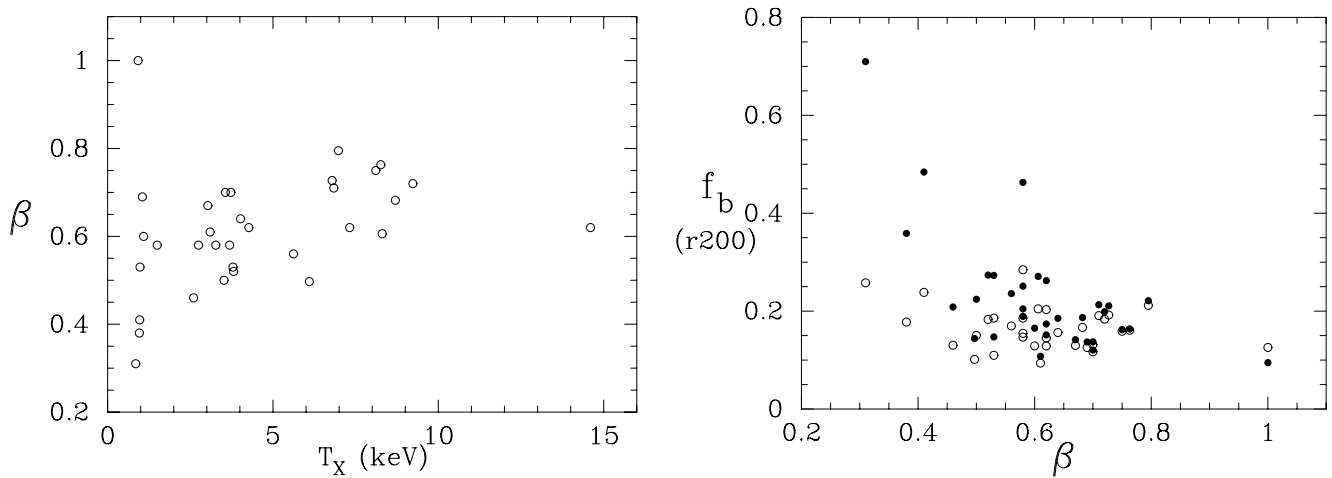


Fig. 8. The slope β derived from the best-fit of a β -model to X-ray images plotted versus the temperature. On the right panel is plotted the baryon fraction (at r_{200}) in the IHE β -model (filled symbols) compared to the SLM (open symbols) as a function of β .

be unexpected. Using the SLM mass estimates, the baryon fraction is much more constant and less dispersed, even at a fixed β (for $\beta \sim 0.5$ – 0.7 the dispersion on f_b/\bar{f}_b is 0.23 with SLM estimates while it is 0.31 with the IHE). The fact that f_b is constant with β again differs from what one would expect if reheating would have a dominant rôle in redistributing the gas inside clusters.

5.4. Implications on mass estimates

As we have seen (Sect. 4.2) the baryon fraction estimated with the SLM method is less dispersed than with the IHE method. This effect has been noted previously (Evrard 1997) and has been interpreted as due to the observational uncertainties in the estimation of β . The mass estimates (at some radius R) can be written as:

$$M_{SLM} = a_1 TR \quad (17)$$

and

$$M_{IHE} \sim a_2 \beta TR. \quad (18)$$

The fact that baryon fractions estimated with M_{IHE} are more dispersed can be understood just because of the extra dispersion introduced by β (EMN; Arnaud & Evrard 1999). For this to be due to the sole errors in the measurement of β , it would imply that the dispersion in the measurements dominates the intrinsic dispersion, resulting in a tight correlation between β and f_b , which is not obvious from Fig. 8: most clusters have a β in the narrow range 0.5–0.7, and the sample restricted to this range shows a larger dispersion for the baryon fraction computed with the IHE. Therefore, we conclude that the large dispersion observed in the baryon fractions estimated from the hydrostatic β model is intrinsic to the method itself leading to less reliable mass estimates, rather than to the uncertainty on β measurements.

6. Discussion and conclusions

We have analysed a sample of 33 galaxy clusters and groups covering a wide range of temperatures. For all clusters, X-ray and optical data were gathered from the literature (except for Abell 665 whose ROSAT PSPC data have been reanalysed by us). This has allowed us to investigate the structure of the various baryonic components of X-ray clusters. Mass estimates were derived from two different methods: first we have followed the standard hydrostatic isothermal equation (IHE method), secondly we have estimated the virial mass and mass profile by using the universal dark matter profile of NFW in which the virial radius is deduced from the scaling relation argument (SLM method), the normalization constant being taken from EMN and from BN.

We find that virial masses (*i.e.* masses enclosed inside a fixed contrast density radius) are systematically and significantly lower when one is using the hydrostatic isothermal equation. After this paper was submitted, we have been aware of a recent similar study by Nevalainen et al. (2000) who found that taking into account temperature profiles exacerbates this difference, as inferred masses are then smaller. Examination of the baryon fraction versus contrast density has shown that the baryon fraction is more dispersed using the IHE. We have shown that this is not due to uncertainties on the β measurement but rather reflects the fact that the IHE method does not provide as reliable a mass estimate as the SLM, neither in the inner parts nor in the outer regions. Moreover the tightening of f_b^{SLM} profiles supports the idea that baryon profiles in clusters do have a rather regular structure, *i.e.* that gas distribution is nearly self-similar, which is consistent with the recent studies by Vikhlinin et al. (1999) and by Neumann & Arnaud (1999) who found evidence of regularity in gas density profiles. However, when plugging their mean standard density profile into the hydrostatic equation, these last authors found a mean total mass profile which is different from the NFW profile (their mass profile is lower than the one derived from numerical simulations). They have used

the hydrostatic isothermal equation to estimate their total mass which probably explains this discrepancy.

Our mean gas fraction at the virial radius r_{200} , using the SLM, is found to be in the range 12.6–14.6% (for $h = 0.5$), in rough agreement with Arnaud and Evrard (1999), when the BN or EMN normalization is used. The mean baryonic fraction is $f_b^{SLM} \approx 13.7$ –16.0%. It is important to emphasize that our analysis shows that a larger baryon fraction could be obtained when the sole hydrostatic equation is used, but it is reasonable to think that this is an overestimation due to the mass estimator itself. Our analysis is consistent with an intrinsic dispersion of 20% in baryon fractions (but this could be due to some systematics), which means that our mean baryon fraction is uncertain by less than 0.01.

As the observed luminosity-temperature does not follow the simple scaling expected from self-similarity, it is likely that non-gravitational heating such as galactic winds and additional energy input by Type II supernovae play an important rôle in the physics of the X-ray gas and may result in inflating the gas distribution. Metzler & Evrard (1997) have studied this possibility and found that this is achieved more easily in low temperature clusters (shallow potential wells). The consequence of such an effect is an increasing gas fraction outwards within a cluster and a decreasing gas fraction with decreasing temperature. This effect is expected to be more pronounced in groups and cold clusters. From our sample, we do not observe such a trend of the baryon (gas) fraction with T_X whatever the method we use, suggesting that non-gravitational heating does not have a dominant influence at the scale of the virial radius. In turn, we confirm that the baryon fraction apparently increases significantly from the center to outer parts of clusters.

Several previous studies have shown a clear trend of increasing β with T_X , while we do not find such a clear trend. Neither do we find a trend of f_b with β , which is consistent with the absence of an f_b - T_X correlation, although we find a slightly decreasing f_b^{IHE} (derived from the IHE method) with increasing β , but with a large dispersion. This result is important as it shows that the scatter in the baryon fractions derived from the IHE method is probably not due to the sole errors in the β measurement, but is rather due to the IHE mass estimator itself.

Our sample does not show any evidence of the strong indication highlighted by D90 that in low temperature systems, a larger fraction of baryons is present in the stellar component. Although a trend could be present in our sample, the data are certainly consistent with a stellar to gas mass ratio being constant with temperature (or mass), a further argument that non-gravitational processes are playing a minor rôle in the overall distribution of gas in clusters.

Finally, it appears that the properties of X-ray clusters are still difficult to quantify because of the lack of large homogeneous samples of clusters for which both optical and X-ray data are available. Such a situation is likely to improve with Chandra and XMM. Nevertheless, the sample we have studied reveals that clusters show important differences in the detail of the structure of their baryonic content, but that their global properties,

baryon fraction and stellar content do not show strong systematic differences with temperature.

Notes on individual clusters

- A85: Optical data for this cluster are unsafe and extend only out to 900 kpc. We used the observations of Murphy (1984) but, as the fit with an unusual galaxy density profile he performs is rather poor (and suffers from an inconsistency between $H_0 = 50$ and $H_0 = 60$), we chose to replace it with a standard King profile.
- A401: As Buote & Canizares (1996) do not give the central electron density, we computed it with our program in the same way as for Abell 665, since both objects were observed with ROSAT PSPC, using the galactic hydrogen column density of David et al. (1993) and the count rate inside a given radius provided by Ebeling et al. (1996).
- A2029: The same as for A401 applies.
- A2163: Optical data for this cluster are unsafe. No galaxy distribution was available. We therefore fitted the integrated luminosity profile given in Squires et al. (1997), but it was not corrected for background galaxies and it extends only to 1.3 Mpc whereas $R_{X\text{ lim}} = 4.6$ Mpc.
- AWM7: We used the list of galactic positions and magnitudes within 1° of the central cD of Beers et al. (1984) to build an integrated luminosity profile, corrected for incompleteness using their limiting magnitude and the standard Schechter luminosity function. The optical core radius was imposed to be the same as the X-ray core radius, which gives very similar results as excluding the three innermost galaxies (otherwise, the fitted core radius is too small and in fact, the King form is not a good representation of the central parts of clusters).
- Hydra A: The same procedure as for A2163 was applied, with the three points given by D90: $L_V/L_{V\odot} = 8.2 \cdot 10^{11}$ at 0.5 Mpc, $1.3 \cdot 10^{12}$ at 1 Mpc and $1.9 \cdot 10^{12}$ at 2 Mpc.
- HCG 62: We derived an integrated number count profile from the list of galactic positions of Zabludoff & Mulchaey (1998) (using their velocity criteria to select true members) and fitted it with the function in Eq. 7, assigning to each galaxy the mean luminosity derived from the limiting magnitude of the observations and the standard Schechter luminosity function. The number of galaxies contained in this “compact group” is much larger than usually assumed (45 members with $m_B < 17$ instead of 4 in Hickson 1982).
- HCG 94: Ebeling et al. (1995) claim this object has been misclassified and, from its X-ray emission, looks more like a poor cluster rather than a compact group. Only 7 galaxies are generally attributed to HCG 94 but we made use of the indication of Ebeling et al. that 12 more galaxies are observed within a 1 Mpc radius and at $m_B \leq 18$, to which we attribute a mean luminosity as for HCG 62. The fit by Eq. 7 we perform relies entirely on this point (fixing the core radius at the X-ray value) since inclusion of the central galaxies would lead to a physically unacceptable core radius). Therefore, optical data for this object are unsafe.

- NGC 533: As no central electron density is given by Mulchaey et al. (1996), we computed it from the gas mass that they obtain at a given radius. For the optical part, this is the same case as HCG 62. This group contains 36 members with $m_B < 17$ instead of 4 in Geller & Huchra (1983).
- NGC 2300: The same as for AWM7 applies, using magnitudes from the RC3 and excluding the two central galaxies from the fit instead of fixing the core radius.
- NGC 4261: Since the central electron density Davis et al. (1995) give is inconsistent with their total gas mass, we computed it (this is again the same case as for A401 and A2029). We also used optical data directly from Nolthenius (1993) and applied the same method as for AWM7 with magnitudes taken from the RC3 (except we did not have to impose the core radius).
- RXJ 1340.6 has not been included in figures showing mass ratios as a function of overdensity, because it is a very peculiar case: the interior of the central giant elliptical galaxy is seen through a very large range of overdensities (at least out to $\delta = 7000$).
- Several clusters have unreliable X-ray temperatures: A76, A426 (very strong cooling flow), A1377, A1775 (likely very strong cooling flow) and A2218 (steeply outwards-decreasing temperature profile).
- Error bars on gas mass for groups include an estimate of the metallicity uncertainty, which results in an uncertainty on the electron density. This effect was taken into account only for groups, because it is significant mostly in the case of low temperatures.

Acknowledgements. We acknowledge useful discussions with M. Arnaud, D. Neumann and J. Bartlett, and we are grateful to V. Pislar for much appreciated help in ROSAT PSPC data reduction. We also thank our referee for his/her constructive remarks and suggestions.

References

- Arnaud M., Evrard A.E., 1999, MNRAS 305, 631
- Arnaud M., Rothenflug R., Boulade O., Vigroux L., Vangioni-Flam E., 1992, A&A 254, 49
- Balland C., Blanchard A., 1997, ApJ 487, 33
- Bartlett J.G., 1997, ASP Conf. Series 126, 365
- Beers T.C., Geller M.J., Huchra J.P., Latham D.W., Davis R.J., 1984, ApJ 283, 33 (B84)
- Briel U.G., Henry J.P., Böhringer H., 1992, A&A 259, L31 (BHB92)
- Bryan G.L., Norman M.L., 1998, ApJ 495, 80 (BN)
- Buote D.A., Canizares C.R., 1996, ApJ 457, 565 (BC96)
- Butcher H., Oemler A., 1978, ApJ 226, 559 (BO78)
- Cavaliere A., Menci N., Tozzi P., 1997, ApJ 484, L21
- Cavaliere A., Fusco-Femiano R., 1976, A&A 49, 137
- Cirimele G., Nesci R., Trèvese D., 1997, ApJ 475, 11 (CNT97)
- Cruddace R.G., Kowalski M.P., Fritz G.G., et al., 1997, ApJ 476, 479 (CK97)
- David L.P., Jones C., Forman W., 1995, ApJ 445, 578 (D95)
- David L.P., Jones C., Forman W., Daines S., 1994, ApJ 428, 544 (D94)
- David L.P., Slyz A., Jones C., et al., 1993, ApJ 412, 479 (D93)
- David L.P., Arnaud K.A., Forman W., Jones C., 1990, ApJ 356, 32 (D90)
- Davis D.S., Mulchaey J.S., Mushotzky R.F., Burstein D., 1996, ApJ 460, 601 (DM96)
- Davis D.S., Mushotzky R.F., Mulchaey J.S., et al., 1995, ApJ 444, 582 (DM95)
- Dell'Antonio I.P., Geller M.J., Fabricant D.G., 1995, AJ 110, 502
- Dressler A., 1978, ApJ 223, 765 (D78a)
- Dressler A., 1978, ApJ 226, 55 (D78b)
- Durret F., Gerbal D., Lachièze-Rey M., Lima-Neto G., Sadat R., 1994, A&A 287, 733
- Ebeling H., Voges W., Böhringer H., et al., 1996, MNRAS 281, 799 (EVB96)
- Ebeling H., Mendes de Oliveira C., White D.A., 1995, MNRAS 277, 1006 (EMW95)
- Elbaz D., Arnaud M., Böhringer H., 1995, A&A 293, 337 (EAB95)
- Evrard A.E., 1997, MNRAS 292, 289
- Evrard A.E., Metzler C.A., Navarro J.F., 1996, ApJ 469, 494 (EMN)
- Ferguson H.C., Sandage A., 1990, AJ 100, 1 (FS90)
- Ferguson H.C., 1989, AJ 98, 367 (F89)
- Ferguson H.C., Sandage A., 1988, AJ 96, 1520 (FS88)
- Frenk C.S., White S.D.M., Bode P., et al., 1999, ApJ 525, 554
- Fukazawa Y., Makishima K., Tamura T., et al., 1998, PASJ 50, 187 (F98)
- Garcia A.M., 1993, A&AS 100, 47 (G93)
- Geller M.J., Huchra J.P., 1983, ApJS 52, 61
- Hammer F., 1991, ApJ 383, 66
- Henry J.P., Briel U.G., Nulsen P.E.J., 1993, A&A 271, 413 (HBN93)
- Hickson P., 1982, ApJ 255, 382
- Hickson P., Kindl E., Auman J.R., 1989, ApJS 70, 687 (HKA89)
- Hughes J.P., Tanaka Y., 1992, ApJ 398, 62
- Ikebe Y., Ezawa H., Fukazawa Y., et al., 1996, Nat 379, 427 (I96)
- Irwin J.A., Bregman J.N., Evrard A.E., 1999, ApJ 519, 518
- Kent S.M., Sargent W.L.W., 1983, AJ 88, 697 (KS83)
- Kent S.M., Gunn J.E., 1982, AJ 87, 945 (KG92)
- Loewenstein M., Mushotzky R.F., 1996, ApJ 471, L83 (LM96)
- Lugger P.M., 1989, ApJ 343, 572
- Markevitch M., Forman W.R., Sarazin C.L., Vikhlinin A., 1998, ApJ 503, 77 (MF98)
- Markevitch M., 1998, ApJ 504, 27
- Metzler C.A., Evrard A.E., 1994, ApJ 437, 564
- Metzler C.A., Evrard A.E., 1997, ApJ submitted, astro-ph/9710324
- Mewe R., Lemen J.R., van den Oord G.H.J., 1986, A&AS 65, 511
- Mohr J.J., Mathiesen B., Evrard A.E., 1999, ApJ 517, 627
- Mohr J.J., Geller M.J., Fabricant D.G., et al., 1996, ApJ 470, 724 (MG96)
- Morrisson R., McCammon D., 1983, ApJ 270, 119
- Mulchaey J.S., Davis D.S., Mushotzky R.F., Burstein D., 1996, ApJ 456, 80 (MD96)
- Murphy H.P., 1984, MNRAS 211, 637 (M84)
- Navarro J.F., Frenk C.S., White S.D.M., 1995, MNRAS 275, 720 (NFW)
- Neumann D.M., Arnaud M., 1999, A&A 348, 711
- Neumann D.M., Böhringer H., 1995, A&A 301, 865 (NB95)
- Nevalainen J., Markevitch M., Forman W., 2000, ApJ 532, 694
- Nolthenius R., 1993, ApJS 85, 1 (N93)
- Oegerle W.R., Hoessel J.G., 1989, AJ 98, 1523 (OH89)
- Oegerle W.R., Hoessel J.G., Jewison M.S., 1987, AJ 93, 519 (OHJ87)
- Oukbir J., Blanchard A., 1992, A&A 262, L210
- Pen U.-L., 1998, ApJ 498, 60
- Pislar V., Durret F., Gerbal D., Lima Neto G.B., Slezak E., 1997, A&A 322, 53 (P97)
- Ponman T.J., Bertram D., 1993, Nat 363, 51 (PB93)

- Ponman T.J., Cannon D.B., Navarro J.F., 1999, *Nat* 397, 135
Ponman T.J., Allan D.J., Jones L.R., et al., 1994, *Nat* 369, 462
Rhee G.F., Latour H.J., 1991, *A&A* 243, 38
Schechter P., 1975, Ph.D. Thesis
Schneider D.P., Gunn J.E., Hoessel J.G., 1983, *ApJ* 264, 337
Snowden S.L., McCammon D., Burrows D.N., Mendenhall J.A., 1994, *ApJ* 424, 714
Squires G., Kaiser N., Babul A., et al., 1996, *ApJ* 461, 572 (SK96)
Squires G., Neumann D.M., Kaiser N., et al., 1997, *ApJ* 482, 648 (SN97)
Tamura T., Day C.S., Fukazawa Y., et al., 1996, *PASJ* 48, 671 (T96)
Tyson J.A., Valdes F., Wenk R.A., 1990, *ApJ* 349, L1
van der Marel R.P., 1991, *MNRAS* 253, 710
Vikhlinin A., Forman W., Jones C., 1999, *ApJ* 525, 47
White D.A., 2000, *MNRAS* 312, 663 (W00)
White D.A., Fabian A.C., 1995, *MNRAS* 273, 72
White D.A., Jones C., Forman W., 1997, *MNRAS* 292, 419 (WJF97)
White S.D.M., Navarro J.F., Evrard A.E., 1993, *Nat* 366, 429
Zabludoff A.I., Mulchaey J.S., 1998, *ApJ* 496, 39 (ZM98)
Zwicky F., 1933, *Helv. Phys. Acta* 6, 110

Table 1. X-ray data. Parameters refer to Eq. 8 ; n_{e0} is the central electron density. Temperature error bars of clusters are computed from different reliable references (taking into account or not a cooling flow) as the maximum of two estimates : the dispersion among the measures and the quadratic mean of the quoted uncertainties (this procedure produces a large uncertainty when there exists a possibility for a strong temperature gradient). They are given at a 90% confidence level, multiplying when necessary 1σ errors by 1.64 (the errors of Fornax and RXJ1340.6 given by I96 and PA94, which confidence levels are not stated, are assumed to be 1σ).

(*) Fornax and HCG62 have got a two-component gas density profile, the one in the second line corresponding to the nucleus. When no limiting radius $R_{X\text{lim}}$ is given, we assumed $R_{X\text{lim}}$ (Mpc) $\simeq T_X/3$ (keV), a relationship calibrated on other clusters.

name	z	T_X (keV)	ref	$R_{X\text{lim}}$ (Mpc)	β	r_{cX} (Mpc)	n_{e0} (10^{-3} cm^{-3})	ref
A76	0.0416	$1.5^{+2.8}_{-0.9}$	D93		0.58	0.356	1.07	CNT97
A85	0.0518	6.1 ± 0.44	MF98	1.4	0.497	0.06	6.5	P97
A119	0.0440	5.62 ± 0.61	W00		0.56	0.378	1.18	CNT97
A401	0.0748	8.3 ± 1.16	MF98	2.	0.606	0.285	4.31	BC96, EVB96
A426 (Perseus)	0.0183	6.79 ± 0.76	F98	2.5	0.727	0.416	2.89	CK97
A576	0.0381	4.02 ± 0.31	W00	1.5	0.64	0.24	2.47	MG96
A665	0.1816	8.26 ± 1.29	D93	2.36	0.763	0.44	2.85	this study
A1060 (Hydra I)	0.0114	3.1 ± 0.14	T96		0.61	0.094	5.00	LM96
A1377	0.0514	$2.6^{+0.7}_{-1.2}$	WJF97		0.46	0.188	0.75	CNT97
A1413	0.1427	7.32 ± 1.10	W00		0.62	0.156	8.00	CNT97
A1656 (Coma)	0.0232	8.11 ± 0.79	D93	4.	0.75	0.42	2.89	BHB92
A1689	0.1810	9.23 ± 1.05	W00		0.72	0.205	14.0	CNT97
A1775	0.0696	3.69 ± 3.03	W00		0.58	0.174	2.73	CNT97
A2029	0.0767	8.7 ± 0.75	MF98	2.3	0.682	0.251	6.5	BC96, EVB96
A2052	0.0348	3.03 ± 0.23	W00		0.67	0.142	4.43	CNT97
A2063	0.0337	3.52 ± 0.64	W00		0.50	0.074	5.9	CNT97
A2163	0.201	14.6 ± 1.21	EAB95	4.6	0.62	0.305	6.65	EAB95
A2199	0.0303	4.27 ± 0.28	W00		0.62	0.117	6.5	CNT97
A2218	0.175	6.84 ± 2.83	W00	2.1	0.71	0.276	5.54	SK96
A2256	0.058	6.98 ± 0.44	W00	3.	0.795	0.54	2.51	HBN93
A2634	0.0312	3.27 ± 0.28	W00		0.58	0.32	0.89	CNT97
A2657	0.0414	3.81 ± 0.40	W00		0.52	0.124	4.4	CNT97
A2670	0.0745	3.73 ± 0.70	W00		0.70	0.174	3.83	CNT97
AWM7	0.0176	3.79 ± 0.36	W00	1.25	0.53	0.102	6.47	NB95
Hydra A (A780)	0.0522	3.56 ± 0.37	W00	1.	0.7	0.145	6.5	D90
Fornax(*)	0.0046	1.09 ± 0.18	I96	0.4	0.60	0.175	0.70	I96
					0.51	0.007	19.6	
HCG62(*)	0.0138	0.96 ± 0.07	PB93	0.36	0.38	0.06	1.53	PB93
					0.9	0.019	15.6	
HCG94	0.04218	$2.75^{+0.9}_{-0.4}$	EMW95	1.	0.58	0.17	3.0	EMW95
NGC533	0.0172	$1.05^{+0.05}_{-0.09}$	MD96	0.58	0.69	0.237	0.7	MD96
NGC2300	0.0076	$0.97^{+0.11}_{-0.08}$	DM96	0.33	0.41	0.057	3.11	DM96
NGC4261	0.0088	$0.85^{+0.21}_{-0.16}$	DM95	0.6	0.31	0.026	2.9	DM95
NGC5044	0.0087	0.98 ± 0.04	D94	0.4	0.53	0.028	7.9	D94
RXJ 1340.6+4018	0.171	0.92 ± 0.08	PA94	0.4	1.	0.181	2.5	PA94

Table 2. Optical data. The first part corresponds to the galaxy spatial distribution and the second part to the luminosity function (Eq. 5).

(*) TOP : type of optical profile : (1) stands for a King form (Eq. 2), (2) for a de Vaucouleurs form (Eq. 3), (3) for an integrated luminosity profile (Eq. 7) and (4) for a de Vaucouleurs projected luminosity density profile (cf Eq. 3).

(*) σ_0 : (1) and (2) : galaxies Mpc^{-2} ; (3) : L_0 ($10^{11} L_{B\odot}$) ; (4) : σ_{L0} ($10^{11} L_{B\odot} \text{Mpc}^{-2}$).

(*) r_c : for (2) and (4), corresponds to r_v .

(*) ϵ : for (2) and (4), corresponds to γ .

name	TOP(*)	$\sigma_0^{(*)}$	$r_c^{(*)}$ (Mpc)	$\epsilon^{(*)}$	$M_{B\text{lim}}$	ref	M_B^*	α	ref
A76	(2)	39.8	0.485	0.678	-18.77	CNT97	-21.00	1.25	CNT97
A85	(1)	253	0.518	1	-17.76	M84	-21.17	1.13	OH89
A119	(2)	214	0.023	0.271	-19.77	CNT97	-20.98	1.25	CNT97
A401	(1)	165	0.4	1	-18.27	D78b	-20.96	1.25	D78a
A426	(1)	209	0.308	1	-17.34	KS83	-20.93	1.25	
A576	(1)	250	0.53	1	-16.26	MG96	-20.58	1.18	MG96
A665	(1)	168	0.5	1	-18.27	D78b	-20.21	1.25	D78a
A1060	(1)	228	0.180	1	-16.62	BO78	-20.93	1.25	
A1377	(2)	233	0.170	0.751	-19.47	CNT97	-21.00	1.25	CNT97
A1413	(2)	281	0.05	0.5	-19.97	CNT97	-20.59	1.25	CNT97
A1656	(1)	200	0.34	1	-18.25	KG82	-20.93	1.25	
A1689	(2)	140	0.059	0.43	-20.77	CNT97	-21.66	1.25	CNT97
A1775	(2)	205	0.007	0.227	-19.57	CNT97	-21.44	1.25	CNT97
A2029	(1)	198	0.35	1	-18.27	D78b	-21.14	1.17	OH89
A2052	(2)	175	0.105	0.553	-19.57	CNT97	-20.35	1.25	CNT97
A2063	(2)	153	0.19	0.767	-19.47	CNT97	-20.30	1.25	CNT97
A2163	(3)	139	0.532			SN97			
A2199	(2)	442	0.008	0.264	-19.27	CNT97	-20.17	1.25	CNT97
A2218	(1)	387	0.4	1	-18.27	D78b	-20.52	1.25	D78a
A2256	(1)	138	0.49	1	-18.27	D78b	-21.27	1.12	OHJ87
A2634	(2)	508	0.008	0.252	-19.27	CNT97	-19.75	1.25	CNT97
A2657	(2)	648	0.01	0.345	-19.57	CNT97	-20.86	1.25	CNT97
A2670	(2)	245	0.046	0.393	-19.47	CNT97	-21.00	1.25	CNT97
AWM7	(3)	6.25	0.102			B84			
Hydra A	(3)	6.07	0.146			D90			
Fornax	(1)	250	0.337	1	-13.20	F89	-20.82	1.32	FS88
HCG62	(3)	3.07	0.180			ZM98			
HCG94	(3)	7.72	0.17			HK A89, EMW95			
NGC533	(3)	2.64	0.140			ZM98			
NGC2300	(3)	3.26	0.245			G93			
NGC4261	(3)	5.82	0.163			N93			
NGC5044	(1)	331	0.188	1	-15.34	FS90	-20.93	1.25	
RXJ	(4)	3449	0.00524	0.665		PA94			

Table 3. Dynamical quantities for the whole sample, at the limiting radius r_{200} and with the $r_{500}-T_X$ normalization of EMN (the redshift is taken into account in this relationship). The scalings with the Hubble constant are : M_{tot} and $M_* \propto h_{50}^{-1}$, $M_{\text{gas}} \propto h_{50}^{-\frac{5}{2}}$ and $L \propto h_{50}^{-2}$.

name	r_{200} (Mpc)	M_{tot}	M_{gas} ($10^{13} M_{\odot}$)	M_*	f_b (%)	M/L_B ($M_{\odot}/L_{B\odot}$)	$M_{\text{IHE}}/M_{\text{SLM}}$
A76	1.37	20.12	5.42	0.27	28.3	239	0.61
A85	2.72	129.70	10.21	2.90	10.1	143	0.70
A119	2.64	125.44	19.21	1.97	16.9	204	0.72
A401	3.07	225.02	44.32	1.56	20.4	462	0.75
A426	3.01	177.79	33.23	0.81	19.2	700	0.91
A576	2.25	75.29	10.74	0.99	15.6	243	0.84
A665	2.65	183.81	27.92	1.60	16.1	367	0.98
A1060	2.05	49.42	4.39	0.24	9.4	663	0.87
A1377	1.77	37.30	3.87	0.96	13.0	124	0.62
A1413	2.63	158.22	21.86	1.01	14.5	499	0.83
A1656	3.26	221.40	33.66	1.46	15.9	486	0.98
A1689	2.81	223.32	38.49	2.43	18.3	294	0.92
A1775	2.06	62.65	8.33	0.83	14.6	242	0.78
A2029	3.13	230.00	36.53	1.72	16.6	427	0.89
A2052	1.96	48.05	5.38	0.84	13.0	183	0.91
A2063	2.12	61.68	8.43	0.79	15.0	250	0.67
A2163	3.44	443.64	82.83	6.97	20.2	204	0.77
A2199	2.34	80.81	9.24	1.13	12.8	228	0.85
A2218	2.44	144.83	24.80	2.78	19.0	167	0.89
A2256	2.88	179.35	35.88	2.02	21.1	285	0.95
A2634	2.05	55.71	7.14	1.43	15.4	125	0.75
A2657	2.18	71.43	12.26	0.76	18.2	303	0.67
A2670	2.06	61.11	6.16	0.96	11.6	204	0.97
AWM7	2.25	73.61	13.05	0.56	18.5	423	0.68
Hydra A	2.07	59.78	7.38	0.46	13.1	420	0.95
Fornax	1.23	10.83	1.29	0.10	12.8	337	0.78
HCG62	1.14	9.34	1.50	0.15	17.6	196	0.50
HCG94	1.85	43.90	7.61	0.51	18.5	273	0.74
NGC533	1.18	10.01	1.10	0.15	12.5	207	0.91
NGC2300	1.16	10.33	2.31	0.13	23.7	249	0.49
NGC4261	1.08	8.68	1.92	0.30	25.6	93	0.36
NGC5044	1.16	8.98	0.81	0.17	10.9	171	0.74
RXJ	0.90	6.65	0.69	0.15	12.6	144	1.32

Table 4. Average dynamical quantities for the objects with the most reliable data (details on those that have been discarded can be found in the paragraph “notes on individual clusters”), using the EMN normalization. Values are given at the virial radius r_{200} (from SLM) but also at two other ones : r_{500} , the radius within which EMN claim that the hydrostatic equilibrium is universally reached ; r_{2000} which we preferred to use because this represents the maximal extent of X-ray observations that is valid for the whole sample, including groups. Groups are defined by $T_X < 2$ keV and hot clusters by $T_X > 5$ keV.

		SLM (NFW's DM profile)					IHE (hydrostatic equilibrium)			
		f_{gas} (%)	f_{b} (%)	M_{gas}/M_{\star}	M_{tot}/M_{\star}	M/L_{B} ($M_{\odot}/L_{\text{B}\odot}$)	f_{gas} (%)	f_{b} (%)	M_{tot}/M_{\star}	M/L_{B} ($M_{\odot}/L_{\text{B}\odot}$)
all	at r_{200}	14.6	16.0	13.6	93.3	298	20.1	22.0	77.3	247
	at r_{500}	11.9	13.4	10.5	86.9	278	17.0	19.2	66.6	213
	at r_{2000}	8.9	10.4	7.7	84.5	270	12.8	15.2	60.9	195
groups	at r_{200}	14.7	16.5	9.0	62.4	200	26.6	29.8	45.7	146
	at r_{500}	11.0	13.1	6.3	58.3	186	19.7	23.4	39.0	125
	at r_{2000}	7.0	9.6	4.2	61.1	196	12.3	16.6	37.5	120
cool clusters	at r_{200}	13.4	14.6	12.2	95.0	304	17.2	18.8	77.8	249
	at r_{500}	11.0	12.3	9.3	88.6	283	15.0	16.7	67.9	217
	at r_{2000}	8.4	9.7	6.9	84.6	271	11.6	13.5	63.2	202
hot clusters	at r_{200}	15.9	17.0	19.4	118.1	378	18.8	20.2	104.3	334
	at r_{500}	13.7	14.8	15.7	109.8	351	17.3	18.9	89.1	285
	at r_{2000}	10.7	11.9	11.8	104.8	335	14.4	16.0	78.5	251

Table 5. Same as Table 3 but with the $r_{200}-T_X$ normalization of BN.

name	r_{200} (Mpc)	M_{tot}	M_{gas}	M_*	f_b	M/L_B	$M_{\text{IHE}}/M_{\text{SLM}}$
		$(10^{13} M_\odot)$	$(10^{13} M_\odot)$		(%)	$(M_\odot/L_{B\odot})$	
A76	1.52	26.47	6.40	0.31	25.4	272	0.52
A85	3.02	174.74	11.97	3.11	8.6	180	0.58
A119	2.93	167.47	22.42	2.27	14.7	236	0.60
A401	3.41	297.72	50.75	1.65	17.6	577	0.63
A426	3.34	234.89	37.20	0.86	16.2	879	0.77
A576	2.50	100.32	12.21	1.07	13.2	299	0.70
A665	2.95	244.16	31.16	1.72	13.5	455	0.83
A1060	2.28	66.58	4.99	0.25	7.9	852	0.72
A1377	1.97	50.07	4.63	0.99	11.2	162	0.52
A1413	2.92	211.20	24.82	1.04	12.2	650	0.69
A1656	3.62	294.04	37.42	1.53	13.2	615	0.82
A1689	3.12	295.02	42.65	2.61	15.3	362	0.78
A1775	2.29	83.81	9.59	0.96	12.6	278	0.64
A2029	3.48	305.31	40.92	1.82	14.0	537	0.75
A2052	2.18	64.21	6.04	0.89	10.8	230	0.76
A2063	2.35	82.53	9.89	0.81	13.0	328	0.56
A2163	3.82	586.39	94.45	7.42	17.4	253	0.65
A2199	2.60	108.21	10.48	1.28	10.9	270	0.70
A2218	2.71	191.28	27.75	2.97	16.1	206	0.75
A2256	3.20	235.80	39.93	2.15	17.8	350	0.81
A2634	2.28	74.50	8.31	1.64	13.4	146	0.63
A2657	2.42	95.12	14.32	0.80	15.9	378	0.56
A2670	2.28	81.87	6.87	1.06	9.7	248	0.80
AWM7	2.50	97.92	15.18	0.58	16.1	542	0.57
Hydra A	2.30	79.83	8.21	0.48	10.9	537	0.79
Fornax	1.37	14.52	1.49	0.11	11.0	414	0.65
HCG62	1.26	12.51	1.82	0.16	15.8	246	0.41
HCG94	2.05	58.31	8.77	0.54	16.0	345	0.62
NGC533	1.32	13.41	1.25	0.16	10.6	263	0.76
NGC2300	1.28	13.73	2.79	0.14	21.4	308	0.41
NGC4261	1.20	11.55	2.39	0.32	23.4	117	0.30
NGC5044	1.29	12.07	0.94	0.18	9.3	216	0.61
RXJ	1.00	8.85	0.74	0.15	10.0	194	1.11

Table 6. Same as Table 4, but using the BN normalization.

		SLM (NFW's DM profile)					IHE (hydrostatic equilibrium)			
		f_{gas} (%)	f_{b} (%)	M_{gas}/M_*	M_{tot}/M_*	M/L_{B} $(M_{\odot}/L_{\text{B}\odot})$	f_{gas} (%)	f_{b} (%)	M_{tot}/M_*	M/L_{B} $(M_{\odot}/L_{\text{B}\odot})$
all	at r_{200}	12.6	13.7	14.6	117.1	375	21.0	22.8	81.1	260
	at r_{500}	10.3	11.5	11.2	107.5	344	17.7	19.8	68.8	220
	at r_{2000}	7.7	9.0	8.0	100.8	323	13.4	15.8	60.9	195
groups	at r_{200}	13.1	14.5	9.9	78.4	251	28.8	31.8	48.2	154
	at r_{500}	9.7	11.4	6.8	72.1	231	21.2	24.8	40.3	129
	at r_{2000}	6.3	8.3	4.4	71.7	230	13.2	17.4	36.8	118
cool clusters	at r_{200}	11.5	12.5	13.1	119.7	383	17.7	19.3	81.4	260
	at r_{500}	9.4	10.5	9.9	110.0	352	15.5	17.3	69.9	224
	at r_{2000}	7.3	8.4	7.1	101.7	325	12.1	14.0	63.1	202
hot clusters	at r_{200}	13.5	14.4	20.6	147.7	473	19.1	20.5	109.5	350
	at r_{500}	11.7	12.6	16.5	135.5	434	17.7	19.2	92.2	295
	at r_{2000}	9.3	10.3	12.3	125.2	401	14.9	16.5	79.2	253

Annexe C

Liste de publications

Publications dans des revues à comité de lecture :

- “Age and metallicity effects on galaxian absorption lines”
H. Roussel & R. Sadat
1998, *Comptes Rendus de l’Académie des Sciences* 326, p. 671-677
- “The baryon content of groups and clusters of galaxies”
H. Roussel, R. Sadat & A. Blanchard
2000, *Astronomy & Astrophysics* 361, p. 429-443
- “An atlas of mid-infrared dust emission in spiral galaxies”
H. Roussel, L. Vigroux, A. Bosma, M. Sauvage, C. Bonoli, P. Gallais, T. Hawarden, J. Lequeux, S. Madden & P. Mazzei
2001, *Astronomy & Astrophysics* 369, 473-509
- “The impact of bars on the mid-infrared dust emission of spiral galaxies: global and circumnuclear properties”
H. Roussel, M. Sauvage, L. Vigroux, A. Bosma, C. Bonoli, P. Gallais, T. Hawarden, S. Madden & P. Mazzei
2001, accepté pour publication dans *Astronomy & Astrophysics*
- “The relationship between star formation rates and mid-infrared emission in galactic disks”
H. Roussel, M. Sauvage, L. Vigroux & A. Bosma
2001, accepté pour publication dans *Astronomy & Astrophysics*

Comptes-rendus de conférences :

- “Barred spirals observed in the mid-infrared”
H. Roussel, L. Vigroux, M. Sauvage, A. Bosma, C. Bonoli, P. Gallais, T. Hawarden, S. Madden & P. Mazzei
in *The universe as seen by ISO*, October 1998, Paris
1999, *ESA Special Publications* 427, p. 957-960
- “Dust emission in spiral disks and in central regions of barred galaxies”
H. Roussel, L. Vigroux, M. Sauvage

in *Building galaxies : from the primordial universe to the present*, XIXth Moriond astrophysical meeting, March 1999,
1999, Frontières Editions, p. 25-28

– “Dust emission in barred galaxies”

H. Roussel, L. Vigroux, M. Sauvage, A. Bosma & C. Bonoli

in *Dynamics of galaxies : from the early universe to the present*, XVth IAP meeting, July 1999

2000, ASP Conference Series 197, p. 71-72

Bibliographie

- Aannestad P.A. & Kenyon S.J., 1979, Ap&SS 65, 155
Temperature fluctuations in interstellar dust grains
- Allen M. & Robinson G.W., 1975, ApJ 195, 81
Formation of molecules on small interstellar grains
- Alton P.B., Trehella M., Davies J.I. et al., 1998a, A&A 335, 807
Resolved 200 μm images of nearby galaxies – evidence for an extended distribution of cold dust
- Alton P.B., Bianchi S., Rand R.J. et al., 1998b, ApJ 507, L125
Deep submillimeter images of NGC 891 – cold dust at larger galactic radii
- Athanassoula E., 1996, in “Barred galaxies”, ASP Conference Series 91, 309
Evolution of bars in isolated and in interacting disk galaxies
- Athanassoula E., 1992b, MNRAS 259, 345
The existence and shapes of dust lanes in galactic bars
- Athanassoula E., 1992a, MNRAS 259, 328
Morphology of bar orbits
- Athanassoula E., 1984, Physics Report 114, 319
The spiral structure of galaxies
- Athanassoula E. & Martinet L., 1980, A&A 87, L10
A correlation between the lengths of bars and the sizes of bulges
- van den Bergh S., 1976, ApJ 206, 883
A new classification system for galaxies
- Bianchi S., Davies J.I. & Alton P.B., 2000a, A&A 359, 65
Monte Carlo predictions of far-infrared emission from spiral galaxies
- Bianchi S., Ferrara A., Davies J.I. & Alton P.B., 2000b, MNRAS 311, 601
Effects of clumping on the observed properties of dusty galaxies
- de Boisanger C. & Chièze J.P., 1991, A&A 241, 581
The fragmentation of molecular clouds. III. Formation of molecular clumps in an inhomogeneous radiation field

- Borghesi A., Bussoletti E. & Colangeli L., 1987, ApJ 314, 422
Amorphous carbon and the unidentified infrared bands
- Bosma A., van der Hulst J.M. & Sullivan W.T., 1977, A&A 57, 373
A neutral hydrogen study of the spiral galaxy NGC 4736
- Bouchet P., Lequeux J., Maurice E., Prévot L. & Prévot-Burnichon M.L., 1985, A&A 149, 330
The visible and infrared extinction law and the gas-to-dust ratio in the Small Magellanic Cloud
- Boulanger F., Boissel P., Cesarsky D. & Ryter C., 1998, A&A 339, 194
The shape of the unidentified infrared bands : analytical fit to ISOCAM spectra
- Buta R. & Block D.L., 2001, ApJ 550, 243
A dust-penetrated classification scheme for bars as inferred from their gravitational force fields
- Calzetti D., Kinney A.L. & Storchi-Bergmann T., 1994, ApJ 429, 582
Dust extinction of the stellar continua in starburst galaxies : the ultraviolet and optical extinction law
- Cardelli J.A., Clayton G.C. & Mathis J.S., 1989, ApJ 345, 245
The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction
- Cesarsky D., Lequeux J., Abergel A. et al., 1996, A&A 315, L309
Infrared spectrophotometry of M 17 with ISOCAM
- Cohen M., Allamandola L., Tielens A.G.G.M. et al., 1986, ApJ 302, 737
The infrared emission bands. I. Correlation studies and the dependence on C/O ratio
- Combes F., 1996, in “Barred galaxies”, ASP Conference Series 91, 286
Ring and lens formation
- Combes F., Debbasch F., Friedli D. & Pfenniger D., 1990, A&A 233, 82
Box and peanut shapes generated by stellar bars
- Combes F. & Gerin M., 1985, A&A 150, 327
Spiral structure of molecular clouds in response to bar forcing : a particle simulation
- Coulais A. & Abergel A., 2000, A&AS 141, 533
Transient correction of the LW-ISOCAM data for low contrasted illumination
- Dale D.A., Silberman N.A., Helou G. et al., 2000, AJ 120, 583
ISO mid-infrared observations of normal star-forming galaxies : the Key Project sample
- Désert F.-X., Boulanger F. & Puget J.L., 1990, A&A 237, 215
Interstellar dust models for extinction and emission

- Devereux N., 1987, ApJ 323, 91
The spatial distribution of 10 micron luminosity in spiral galaxies
- Douvion T., 2000, thèse de l'Université Paris XI
Apports des observations infrarouges à l'étude des restes de supernovæ
- Duley W.W. & Williams D.A., 1981, MNRAS 196, 269
The infrared spectrum of interstellar dust : surface functional groups on carbon
- Elmegreen D.M., Elmegreen B.G. & Bellin A.D., 1990, ApJ 364, 415
Statistical evidence that galaxy companions trigger bars and change the spiral Hubble type
- Falgarone E., Phillips T.G. & Walker C.K., 1991, ApJ 378, 186
The edges of molecular clouds : fractal boundaries and density structure
- Förster-Schreiber N.M., Laurent O., Sauvage M. et al., 2001, soumis à A&A
ISOCAM view of the starburst galaxies M 82, NGC 253 and NGC 1808
- Freeman K.C., 1970, ApJ 160, 811
On the disks of spiral and S0 galaxies
- Freeman K.C., 1965, MNRAS 130, 183
Gas streaming in barred spiral galaxies
- Friedli D. & Benz W., 1995, A&A 301, 649
Secular evolution of isolated barred galaxies. II. Coupling between stars and interstellar medium via star formation
- Friedli D., Benz W. & Kennicutt R., 1994, ApJ 430, L105
On the influence of bars and star formation on galactic abundance gradients
- Friedli D. & Benz W., 1993, A&A 268, 65
Secular evolution of isolated barred galaxies. I. Gravitational coupling between stellar bars and interstellar medium
- García-Barreto J.A., Franco J., Carrillo R., Venegas S. & Escalante-Ramírez B., 1996, RevMexAA 32, 89
Spatial distribution of ionized gas in bright barred spiral galaxies : H α images
- García-Barreto J.A., Franco J., Guichard J. & Carrillo R., 1995, ApJ 451, 156
The central regions of NGC 4691 : a remarkable structure with a fast outflow near the nucleus
- Genzel R., Lutz D., Sturm E. et al., 1998, ApJ 498, 579
What powers ultraluminous IRAS galaxies ?
- Giard M., Bernard J.P., Lacombe F., Normand P. & Rouan D., 1994, A&A 291, 239
PAH destruction at ionization fronts

- Gordon K.D., Witt A.N., Rudy R.J. et al., 2000, ApJ 544, 859
Dust emission features in NGC 7023 between 0.35 and 2.5 microns : extended red emission (0.7 microns) and two new emission features (1.15 and 1.5 microns)
- Greenawalt B., Walterbos R.A.M., Thilker D. et al., 1998, ApJ 506, 135
Diffuse ionized gas in M 51/NGC 5195 and M 81
- Greenberg J.M., 1986, Ap&SS 128, 17
The role of grains in molecular chemical evolution
- Hameed S. & Devereux N., 1999, AJ 118, 730
H α imaging of early-type (Sa-Sab) spiral galaxies. I.
- Hasan H. & Norman C., 1990, ApJ 361, 69
Chaotic orbits in barred galaxies with central mass concentrations
- Hawarden T.G., Mountain C.M., Leggett S.K. & Puxley P.J., 1986, MNRAS 221, SC41
Enhanced star formation – the importance of bars in spiral galaxies
- Helou G., Malhotra S., Hollenbach D.J. et al., 2001, ApJ 548, L73
Evidence for the heating of atomic interstellar gas by PAHs
- Helou G., 1986, ApJ 311, L33
The IRAS colors of normal galaxies
- d’Hendecourt L.B. & Léger A., 1987, A&A 180, L9
Effect of photoionization of PAH molecules on the heating of H I interstellar gas
- Högbom J.A., 1974, A&AS 15, 417
Aperture synthesis with a non-regular distribution of interferometer baselines
- Huang J.H., Gu Q.S., Su H.J. et al., 1996, A&A 313, 13
The bar-enhanced star-formation activities in spiral galaxies
- van der Hulst J.M., Kennicutt R.C., Crane P.C. & Rots A.H., 1988, A&A 195, 38
Radio properties and extinction of the H II regions in M 51
- Hummel E., van der Hulst J.M. & Keel W.C., 1987, A&A 172, 32
Circumnuclear star formation in the central region of the barred spiral galaxy NGC 1097
- Huntley J.M., 1978, ApJ 225, L101
Gas flow in the barred spiral galaxy NGC 5383
- Isobe T. & Feigelson E.D., 1992, ApJS 79, 197
Far-infrared luminosity functions of normal galaxies
- Jones A.P. & d’Hendecourt L., 2000, A&A 355, 1191
Interstellar nanodiamonds : the carriers of mid-infrared emission bands ?

- Kennicutt R.C., 1998a, ARA&A 36, 189
Star formation in galaxies along the Hubble sequence
- Kennicutt R.C., 1998b, ApJ 498, 541
The global Schmidt law in star-forming galaxies
- Kennicutt R.C., Tamblyn P. & Congdon C.W., 1994, ApJ 435, 22
Past and future star formation in disk galaxies
- Kennicutt R.C. & Kent S.M., 1983, AJ 88, 1094
A survey of H α emission in normal galaxies
- Klein U., Wielebinski R. & Beck R., 1984, A&A 135, 213
High frequency radio continuum investigation of M 51
- Kotilainen J.K., Reunanen J., Laine S. & Ryder S.D., 2000, A&A 353, 834
Near-infrared line imaging of the circumnuclear starburst rings in the active galaxies NGC 1097 and NGC 6574
- Kwan J. & Xie S., 1992, ApJ 398, 105
The determination of dust mass in galaxies
- Laurent O., Mirabel I.F., Charmandaris V. et al., 2000, A&A 359, 887
Mid-infrared diagnostics to distinguish AGNs from starbursts
- Ledoux G., Ehbrecht M., Guillois O. et al., 1998, A&A 333, L39
Silicon as a candidate carrier for ERE
- Léger A. & Puget J.L., 1984, A&A 137, L5
Identification of the "unidentified" IR emission features of interstellar dust ?
- Lemke D., Mattila K., Lehtinen K. et al., 1998, A&A 331, 742
Detection of UIR bands in an isolated local interstellar cirrus cloud
- Lonsdale-Persson C.J. & Helou G., 1987, ApJ 314, 513
On the origin of the 40-120 micron emission of galaxy disks : a comparison with H α fluxes
- Martin P. & Friedli D., 1997, A&A 326, 449
Star formation in bar environments. I. Morphology, star formation rates and general properties
- Martin P. & Belley J., 1997, A&A 321, 363
Nebular gas abundances and mixing processes in the ringed galaxy NGC 4736
- Martin P., 1995, AJ 109, 2428
Quantitative morphology of bars in spiral galaxies

- Martinet L. & Friedli D., 1997, A&A 323, 363
Bar strength and star formation activity in late-type barred galaxies
- Masset F. & Tagger M., 1997, A&A 322, 442
Non-linear coupling of spiral waves in disk galaxies : a numerical study
- Mathis J.S., Rumpl W. & Nordsieck K.H., 1977, AJ 217, 425
The size distribution of interstellar grains
- Mizutani K., Suto H. & Maihara T., 1989, ApJ 346, 675
3.3 micron emission feature in galaxies
- Moorwood A.F.M., 1986, A&A 166, 4
3.28 μ m feature and continuum emission in galaxy nuclei
- Moshir M., Copan G., Conrow T. et al., 1989, IPAC
IRAS Faint Source Catalog (FSC)
- Niklas S., Klein U. & Wielebinski R., 1997, A&A 322, 19
A radio continuum survey of Shapley-Ames galaxies at λ 2.8 cm. II. Separation of thermal and non-thermal radio emission
- Osmer P.S., Smith M.G. & Weedman D.W., 1974, ApJ 192, 279
The nuclei of peculiar emission-line galaxies
- Ostriker J.P. & Peebles P.J.E., 1973, ApJ 186, 467
A numerical study of the stability of flattened galaxies : or, can cold galaxies survive ?
- Papoular R., 2000, A&A 359, 397
UIB emission without UV irradiation. A case study : M31
- Papoular R., Conard J., Giuliano M., Kister J. & Mille G., 1989, A&A 217, 204
A coal model for the carriers of the unidentified IR bands
- Pfenniger D. & Norman C., 1990, ApJ 363, 391
Dissipation in barred galaxies : the growth of bulges and central mass concentrations
- Prendergast K.H., 1983, in "Internal kinematics and dynamics of galaxies", IAU Symposium, p. 215
Theoretical studies of gas flow in barred spiral galaxies
- Puget J.L. & Léger A., 1989, ARA&A 27, 161
A new component of the interstellar matter : small grains and large aromatic molecules
- Puxley P.J., Hawarden T.G. & Mountain C.M., 1990, ApJ 364, 77
Molecular and atomic hydrogen line emission from star-forming galaxies

- Puxley P.J., Hawarden T.G. & Mountain C.M., 1988, MNRAS 234, SC29
Fluorescent molecular hydrogen in galaxies
- Reach W.T., Dwek E., Fixsen D.J. et al., 1995, ApJ 451, 188
Far-infrared spectral observations of the Galaxy by COBE
- Regan M.W., Sheth K. & Vogel S.N., 1999, ApJ 526, 97
Molecular gas kinematics in barred spiral galaxies
- Regan M.W., Vogel S.N. & Teuben P.J., 1997, ApJ 482, L143
The mass inflow rate in the barred galaxy NGC 1530
- Reunanen J., Kotilainen J.K., Laine S. & Ryder S.D., 2000, ApJ 529, 853
Near-infrared line imaging of the circumnuclear starburst ring in NGC 7771
- Rice W., Lonsdale C.J., Soifer B.T. et al., 1988, ApJS 68, 91
A catalog of IRAS observations of large optical galaxies
- Rigopoulou D., Spoon H.W.W., Genzel R., Lutz D., Moorwood A.F.M. & Tran Q.D., 1999, AJ 118, 2625
A large mid-infrared spectroscopic and near-infrared imaging survey of ultraluminous infrared galaxies : their nature and evolution
- Roberts W.W., Huntley J.M. & van Albada G.D., 1979, ApJ 233, 67
Gas dynamics in barred spirals - gaseous density waves and galactic shocks
- Sakata A., Wada S., Onaka T. & Tokunaga A.T., 1987, ApJ 320, L63
Infrared spectrum of quenched carbonaceous composite (QCC). II. A new identification of the 7.7 and 8.6 micron unidentified infrared emission bands
- Sandage A. & Bedke J., 1994, Carnegie Institution of Washington
The Carnegie atlas of galaxies
- Sandage A., 1961, Carnegie Institution of Washington
The Hubble atlas of galaxies
- Sanders D.B. & Mirabel I.F., 1996, ARA&A 34, 749
Luminous infrared galaxies
- Sauvage M. & Thuan T.X., 1994, ApJ 429, 153
The far-infrared properties of the CfA galaxy sample. II. Gas, dust, and star formation along the Hubble sequence
- Sauvage M. & Thuan T.X., 1992, ApJ 396, L69
On the use of far-infrared luminosity as a star formation indicator in galaxies
- Schinnerer E., Eckart A., Quirrenbach A. et al., 1997, ApJ 488, 174
The circumnuclear starburst in NGC 7552 : first results from near-infrared spectral synthesis

- Schmidt G.D., Cohen M. & Margon B., 1980, ApJ 239, L133
Discovery of optical molecular emission from the bipolar nebula surrounding HD 44179
- Seigar M.S. & James P.A., 1998, MNRAS 299, 672
The structure of spiral galaxies - I. Near-infrared properties of bulges, disks and bars
- Sellgren K., Luan L. & Werner M.W., 1990, ApJ 359, 384
The excitation of 12 micron emission from very small particles
- Sellgren K., 1984, ApJ 277, 623
The near-infrared continuum emission of visual reflection nebulae
- Sellwood J.A., 1989, MNRAS 238, 115
Meta-stability in galactic disks
- Sheth K., Regan M.W., Vogel S.N. & Teuben P.J., 2000, ApJ 532, 221
Molecular gas, dust and star formation in the barred spiral NGC 5383
- Soifer B.T. & Neugebauer G., 1991, AJ 101, 354
The properties of infrared galaxies in the local universe
- Soifer B.T., Boehmer L., Neugebauer G. & Sanders D.B., 1989, AJ 98, 766
The IRAS bright galaxy sample. IV. Complete IRAS observations
- Stevens J.A. & Gear W.K., 2000, MNRAS 312, L5
Submillimetre imaging of NGC 3079
- Tacconi L.J. & Young J.S., 1986, ApJ 308, 600
The distribution of interstellar matter in the Scd galaxy NGC 6946. I. The neutral hydrogen disk
- Telesco C.M., Dressel L.L. & Wolstencroft R.D., 1993, ApJ 414, 120
The genesis of starbursts and infrared emission in the centers of galaxies
- Thilker D.A., Braun R. & Walterbos R.A.M., 2000, AJ 120, 3070
HIIPHOT : automated photometry of HII regions applied to M 51
- Thuan T.X., Sauvage M. & Madden S., 1999, ApJ 516, 783
Dust in an extremely metal-poor galaxy : mid-infrared observations of SBS 0335-052
- Thuan T.X. & Sauvage M., 1992, A&AS 92, 749
The far-infrared properties of the CfA galaxy sample. I. The catalog
- Trewhella M., Davies J.I., Alton P.B., Bianchi S. & Madore B.F., 2000, ApJ 543, 153
ISO long wavelength spectrograph observations of cold dust in galaxies
- Uchida K.I., Sellgren K., Werner M.W. & Houdashelt M.L., 2000, ApJ 530, 817
Infrared Space Observatory mid-infrared spectra of reflection nebulae

- Uchida K.I., Sellgren K. & Werner M., 1998, ApJ 493, L109
Do the infrared emission features need ultraviolet excitation ?
- de Vaucouleurs G., de Vaucouleurs A., Corwin H.G. et al., 1991, New York, Springer-Verlag
Third Reference Catalogue of Bright Galaxies (RC3)
- de Vaucouleurs G., 1962, AJ 67, 271
Gas streams in barred spirals
- Wang Z., 1990, ApJ 360, 543
Large-scale atomic and molecular gas distributions in disk galaxies. II. A scaling law
- Watson W.D., 1972, ApJ 176, 103
Heating of interstellar HI clouds by ultraviolet photoelectron emission from grains
- Witt A.N., Thronson H.A. & Capuano J.M., 1992, ApJ 393, 611
Dust and the transfer of stellar radiation within galaxies
- Witt A.N., Bohlin R.C. & Stecher T.P., 1984, ApJ 279, 698
The variation of galactic interstellar extinction in the ultraviolet
- Young J.S., Allen L., Kenney J.D.P., Lesser A. & Rownd B., 1996, AJ 112, 1903
The global rate and efficiency of star formation in spiral galaxies as a function of morphology and environment