

Université Paris-Sud Orsay, Paris XI

THÈSE

pour le diplôme de doctorat présenté par

Guillaume Drouart

Institut d'Astrophysique de Paris (IAP - Paris - France)
European Southern Observatory (ESO - Garching - Allemagne)

RELATION NOYAU ACTIF ET HISTOIRE DE LA FORMATION D'ÉTOILES DANS LES RADIO GALAXIES DISTANTES

Thèse soutenue à l'IAP, le 4 Octobre 2013

Devant le jury composé de :

| | |
|-------------------------------|---|
| Pr. Alain ABERGEL | Président, représentant de l'Université Paris-Sud |
| Pr. Clive TADHUNTER | Rapporteur |
| Pr Jean Paul KNEIB | Rapporteur |
| Pr. Brigitte ROCCA-VOLMERANGE | Co-Directeur de thèse |
| Dr. Carlos DE BREUCK | Co-Directeur de thèse |
| Dr. Joël VERNET | Invité |
| Dr. Frédéric BOONE | Examineur |

Abstract

Powerful radio galaxies are excellent candidates for investigating and ultimately understanding the formation and evolution of galaxies. These beacons are now observed out to $z > 5$ and are commonly associated with the massive early-type galaxies observed in the local universe. While the radio emission reveals the presence of a supermassive black hole, a dusty parsec-scale torus acts like a natural coronagraph, making it easier to study the properties of the host galaxy. The aim of this PhD thesis is to characterise the nature and evolution of the stellar population and the relationship between the stellar population and the active galactic nucleus (AGN). To reach our scientific goals, we use the galaxy evolution code, PEGASE, combined with a AGN model which both consider the radiative transfer of the UV, optical, and IR photons through dust.

To begin, we present the HeRGÉ project consisting of 70 radio galaxies which have been observed with *Herschel*. These IR observations allow us to calculate the total infrared luminosities and reveal that our sample belongs to the ULIRG regime. We decompose the infrared SED into an AGN and starburst components using observational templates. Converted into accretion and star formation rate, their relative luminosities indicate that the black holes are growing proportionally faster than are the host galaxies.

In addition, we constrain the configuration of the jet and torus by combining the results from mid-infrared spectral energy distribution (SED), and the radio emission from the lobes (isotropic at 500 MHz) and the core (anisotropic at 20 GHz). In agreement with the unified scheme, these observations allow us to estimate the absorption A_V , the inclination of the torus, and provides a constraint on the Lorentz factor for the radio jet.

A subsample of 12 radio galaxies observed from the UV to sub-mm is also analysed with PÉGASE.3 and an AGN torus model. While one stellar component is clearly insufficient to fit the observations, two stellar components are necessary to successfully reproduce the SED (one evolved and massive, $\sim 10^{12} M_\odot$, formed over a reasonably short time, < 1 Gyr at high redshift; and a much younger component, < 40 Myr, that is also less massive, $\sim 10^{11} M_\odot$). Such a star formation history suggests rapid growth at high redshift of longer duration followed much by another period of rapid, stochastic growth.

These results put strong constraints on galaxy formation models. Unfortunately, the crudeness of some of our data and theoretical understanding the IR emission from AGN, means that the relation of the galaxy to its AGN is still not well constrained. Additional observations at optical through millimeter wavelengths are needed to extend our findings.

Résumé

Les radio galaxies sont les candidats préférentiels pour comprendre la formation et l'évolution des galaxies sur une grande échelle de temps. Observées jusqu'à $z > 5$ en raison de leur brillance, elles sont abritées par des galaxies elliptiques géantes. L'émission radio révèle la présence d'un trou noir supermassif. Un tore de poussière entourant le noyau actif de galaxie (AGN) agit comme un coronographe naturel permettant alors l'étude de la galaxie hôte. L'objectif de cette thèse est de déterminer l'évolution de la composante stellaire en présence d'un AGN. La décomposition est faite à partir de la distribution spectrale d'énergie (SED) de l'UV au submillimétrique en utilisant le code d'évolution de galaxies PÉGASE.3 et un code d'AGN, les deux modélisant l'émission de la poussière par transfert radiatif.

En premier lieu, nous présentons le projet HeRGÉ, 70 radio galaxies observées avec *Herschel*, qui permet de mesurer leurs luminosités totales infrarouges, comparables à celles des ULIRG. Une décomposition de la luminosité infrarouge entre l'émission AGN et un modèle de starburst est proposée pour l'ensemble de l'échantillon. Ces luminosités élevées sont interprétées en termes de taux d'accrétion et de formation d'étoiles, favorisant la croissance du trou noir par rapport à la galaxie hôte.

En second lieu, l'orientation du jet par rapport au tore est contrainte à partir de l'infrarouge moyen et du rapport des émissions radio des lobes (isotrope, 500 MHz) et du coeur (anisotrope, 20 GHz). Ces observations en accord avec le modèle d'unification permettent d'évaluer le facteur d'absorption A_V , l'inclinaison du tore et de contraindre le facteur de Lorentz.

Une sélection de 12 radio galaxies observées de l'UV au sub-mm est analysée avec PÉGASE.3 et un modèle d'AGN. Une seule composante stellaire est insuffisante. Seules deux composantes (une évoluée et massive, et une jeune issue d'un starburst) permettent un ajustement significatif de la SED complète. La composante évoluée est très massive ($\sim 10^{12} M_\odot$) formée sur une courte période de temps ($< 10^9$ ans). La composante jeune ($< 4 \cdot 10^7$ ans), moins massive ($\sim 10^{11} M_\odot$), confirme un processus épisodique de croissance par sursauts.

Ces résultats sont des contraintes fortes pour les modèles de formation de galaxies. La relation avec le noyau actif reste encore à préciser. Les projets d'observations complémentaires, optique et mm, permettront de confirmer ces résultats.

Remerciements

La page des remerciements... une page intéressante en soi, car c'est une des seules pages non scientifique d'un manuscrit de thèse, et donc accessible à la plupart des gens. Cependant, ils reflètent généralement le ressenti général du doctorant (ou nouvellement docteur) tout au long de sa thèse. Une aventure de trois ans résumée ici... ceci ne laisse finalement pas beaucoup d'espace étant donné la quantité de gens que l'on peut rencontrer au cours de ces trois années. Ni d'ailleurs les nombreuses conversations qui se sont avérées utiles un peu plus tard. Dans cette catégorie rentre également toutes les autres personnes, qui ne participent pas sur le thème scientifique, s'avèrent tout aussi indispensables pour les moments de détente nécessaires à la santé de l'esprit.

En tout premier lieu, il me semble nécessaire de remercier ceux qui m'ont permis d'entreprendre les travaux présentés ici, à savoir mes directeurs de thèse et les différents instituts qui m'ont accueillis pendant ces trois dernières années. Un grand merci donc à Carlos et Joël pour leur enthousiasme débordant, jamais à court d'idées et toujours présents malgré leurs différentes obligations professionnelles et familiales. Un grand merci à Brigitte pour le regard pragmatique sur les différentes discussions aboutissant à ce manuscrit, et surtout, le support qu'elle m'a apporté pendant les derniers mois de ma thèse pendant la période intense que représente l'écriture du manuscrit. J'ajoute un mot sur l'enrichissement qu'a pu apporter cette appartenance à deux instituts que sont l'ESO en Allemagne et l'IAP en France. Bien que chacun de ces instituts ne partagent pas le même fonctionnement, ils tendent vers le même but : à savoir la compréhension de notre Univers, apportant chacun leur vision, leur manière d'appréhender cette question, et surtout de fournir à des doctorants, futurs chercheurs, les outils et l'environnement nécessaire à leur émancipation. Je tiens à remercier également chaleureusement Nick, pour m'avoir permis de visiter pendant deux mois un autre institut, le CSIRO, dans cet incroyable pays qu'est l'Australie. Une autre mention spéciale pour Matt, qui a été d'une aide inestimable ces quelques derniers mois pour la finalisation de certaines parties du manuscrit que vous tenez entre les mains. Un merci également aux membres de mon jury, et plus particulièrement aux rapporteurs qui ont permis une amélioration du manuscrit par leur lecture avisée.

Comme mentionné précédemment, le côté scientifique n'étant pas l'unique élément de ces trois ans, je tiens à mentionner quelques unes des personnes que j'ai côtoyé quotidiennement, partageant, supportant les aléas quotidiens de la vie de chercheur, à savoir

les "thésards" et jeunes postdocs, traversant ou ayant traversé les mêmes périodes de doutes ou de difficultés, mais également les moments de joie et de détente. De mon côté allemand, un grand merci donc au "5th floor" à l'ESO : Nora, Grainne, Adria, Tim, Mez, Anna, Eric, Noe (mon mentor), Mathieu, Dominika, Eli, Grant, Pierre-Yves, Roberto, Oscar, Peter, Leticia, Carolina, les addicts des "B&B sessions" et bien sur Al' pour tous les purs moments d'émotions pendant ces deux années à l'ESO (et certainement d'autres personnes que je ne cite pas ici, qui j'espère, me pardonneront). De mon côté français, à l'IAP un merci à Nicolas, Hayley, Flavien, Florent, Thomas, Sylvain, Guillaume, Mélanie, Julia, Long, Cédric, Guillaume, Sihane, Etienne, Yann, Céline, David, Petar, Bruno (et mes nombreux ex-camarades de l'Observatoire). Une mention très spéciale pour mon acolyte "skypique", "starcraftien", guitaristique, scientifique et témoin lors de mon mariage, j'ai nommé John qui m'aura accompagné et soutenu tout au long de ces trois années de folie. Je tiens également à remercier tout particulièrement les Tam' qui m'ont hébergé pendant cette dernière année, m'offrant le gîte et le couvert, et m'épargnant une série de tâches quotidiennes qui bout-à-bout deviennent rapidement chronophages, sauvant ce précieux temps pour d'autres activités. Et aussi, tout simplement pour les moments de détente, de discussions permettant de se changer les idées.

J'arrive maintenant à la conclusion de cette tirade de remerciements, pour mentionner les personnes chères à mon coeur, mon père, ma mère, ma petite soeur et mon petit frère. Autant, cette thèse est le résultat de trois ans de travail, autant la personne que je suis maintenant est du au soutien qu'ils ont pu fournir tout au long de cette vingtaine d'années pour épauler cet enfant de 8 ans qui a dit un soir : "Je veux être astronome". Et bien sur, je finirai par la personne la plus importante, celle qui partage ma vie depuis plus de 8 ans maintenant, et qui est devenue ma femme en ce 27 Juillet de l'an de grâce 2013, pour le meilleur et pour le pire, Emmeline. Merci, pour le soutien inconditionnel et inestimable qu'elle m'a apporté pendant ces huit dernières années, et plus particulièrement la patience de me supporter pendant les derniers mois menant à la soumission de ce manuscrit et la préparation de notre mariage.

Un grand merci à tous !

- Chapitre 1 -

Introduction

UN PEU D'HISTOIRE

D'où venons-nous? Cette question philosophique posée par l'Homme dans sa quête de la compréhension de sa présence dans l'Univers, a donné naissance à de bien nombreuses découvertes. Dans cette quête, l'Homme s'est intéressé notamment à la compréhension de la voûte étoilée, représentée par de milliers de points blancs sur un fond noir. De sa position géographique, l'Homme a pu voir également l'extension de la Voie Lactée, ce halo laiteux que l'on aperçoit dans le ciel pour peu que l'on s'éloigne de sources d'éclairages intenses, telles que le sont nos villes à l'heure actuelle.

La compréhension des astres a été, et est toujours un point important de notre culture. Après l'avènement de la lunette (Galileo Galilei, début 17e) puis du télescope (Isaac Newton, fin 17e), l'astronomie a fait un véritable bond en avant. On avait enfin accès à un domaine non couvert par la simple vision humaine. Avec le diamètre croissant de ces instruments, la surface collectrice de lumière a augmenté et donc la détection d'objets plus faibles. Les premières observations de la Voie Lactée ont alors vu le jour. Il faudra attendre le 18e siècle avec William Herschel qui, par le calcul de la densité d'étoiles dans plusieurs aires du ciel, tenta de réaliser une carte de la Voie Lactée. À peu près à la même époque, Emmanuel Kant proposait une première vision de l'univers incluant des "Univers Iles", étant des îlots baignant dans un milieu plus ou moins défini.

Il fallut cependant attendre le milieu du 19e siècle avant d'obtenir les premières observations de nébulosités (notamment par Lord Rosse et Charles Messier). Les premières galaxies spirales et elliptiques étaient découvertes. L'observation de sources ponctuelles à l'intérieur de ces nébulosités ont permis d'appuyer la vision proposée par Kant près d'un siècle plus tôt. C'est avec l'arrivée de plus grands télescopes, à l'époque de Hubble au début du 20e siècle, que le concept de galaxies s'est définitivement établi. C'est également à cette époque que la première classification des galaxies a vu le jour : la séquence de Hubble, encore utilisée de nos jours.

Avec l'augmentation de la taille des télescopes, l'arrivée du CCD (dans les années

1970-1980), l'ouverture à d'autres longueurs d'onde (UV, rayons X, radio, infrarouge), l'astronomie a été complètement transformée, particulièrement durant ces 50 dernières années. Simultanément, la compréhension des objets que sont les galaxies a évolué mais de nombreuses énigmes restent encore à ce jour non élucidées, nous ramenant toujours à la question posée précédemment même si une partie de ce chemin a été parcourue.

Il est d'ailleurs surprenant en temps qu'astronome, et étant donné la puissance des moyens dont on dispose aujourd'hui : missions spatiales, télescopes toujours plus grands, capteurs toujours plus sensibles, ordinateurs de plus en plus puissants, de ne finalement pas pouvoir répondre à la question simple mais ô combien cruciale, de la personne qui vous écoute avec attention lors d'une soirée sous un ciel étoilé : "Comment se forment les galaxies ?"

§ 1.1 L'ENJEU DE NOTRE ÉPOQUE

Malgré le tableau quelque peu incomplet dressé dans le premier paragraphe, une importante quantité d'informations sur les galaxies nous est maintenant accessible. Mais avant de pouvoir répondre à la question de la formation des galaxies, une importante part du processus est de comprendre leur évolution et les lois régissant celle-ci.

1.1.1 Une variété de modèles de formation et d'évolution des galaxies

Une première partie nécessaire à la compréhension des galaxies passe par leur classement. En effet, chaque galaxie présente une forme différente en fonction de la longueur d'onde d'observation. De nombreuses classifications existent maintenant. On se concentre ici sur la première classification historique, proposée par Hubble ([Hubble, 1926](#), figure 1.1) et forcément basée sur des observations dans le domaine optique. La classification commence par les elliptiques, puis se divise avec l'observation des barres dans les galaxies spirales et du rapport entre le bulbe et le disque. Un type intermédiaire, la S0 qui présente des caractéristiques similaires aux elliptiques mais avec une forme de disque. Finalement les irrégulières forment les cas particuliers qui ne peuvent être classés dans par les critères précédents. Assez rapidement, le problème de formation de ces galaxies spirales et elliptiques s'est posé. Comment dans le même modèle d'Univers réconcilier ces différents types de galaxies, qui apparaissent si différentes ?

Plusieurs caractéristiques en plus de la morphologie distinguent les spirales et les elliptiques. Par exemple, les couleurs de ces galaxies sont généralement différentes, les galaxies elliptiques sont rouges, alors que leurs homologues spirales sont plutôt bleues. Une différence en terme de masse également, les galaxies elliptiques sont généralement plus massives que leurs consœurs. Une différence de métallicité est également observée. Les elliptiques sont plus riches en métaux, souvent avec une métallicité extrasolaire. De ces éléments, une hypothèse extrême est la création d'une galaxie elliptique à partir de la fusion de deux spirales, proposée par [Toomre & Toomre \(1972\)](#). Ce processus de création des galaxies elliptiques prend l'hypothèse de galaxies primordiales (à grand redshift) de faibles masses, qui au cours de l'évolution de l'Univers ont successivement

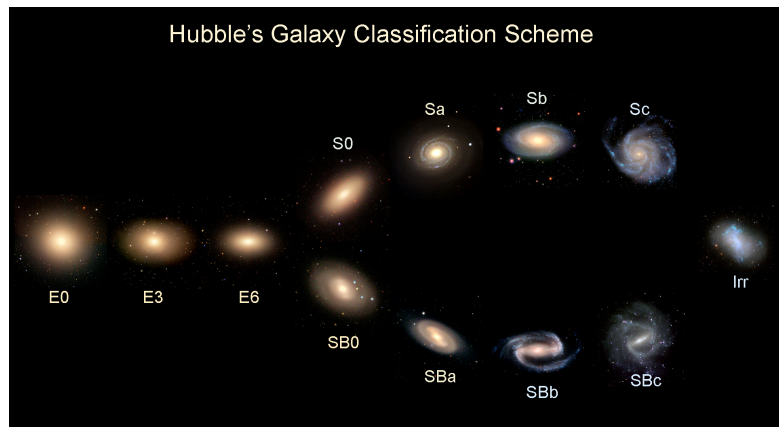


Figure 1.1 – *Classification morphologique de Hubble.*

fusionné pour donner les galaxies massives et elliptiques que l'on observe dans l'Univers local. Ce modèle, plus fréquemment appelé modèle hiérarchique, "bottom-up" (e.g. [Press & Schechter, 1974](#), figure 1.2) a été proposé dans les années 70 et a connu un franc succès dans la communauté.

À l'autre extrémité, un modèle a été également proposé pour expliquer la formation de ces galaxies elliptiques par effondrement dissipatif accompagné de violentes relaxations (e.g. [Silk, 1968](#); [Binney, 1977](#); [Rees & Ostriker, 1977](#)). En effet, les couleurs et la métallicité des elliptiques suggèrent un âge important des étoiles, impliquant une formation à un âge précoce de l'Univers ($z > 5$). Ainsi, ce modèle alternatif propose la formation de ces galaxies massives par un collapsé de gaz (e.g. [Larson, 1975](#), figure 1.2). Ce scénario, appelé anti-hiérarchique, ou monolithique permet la création de ces galaxies massives, suggérant qu'elles se sont formées en premier, puis les galaxies de masse moins importante sont apparues.

Ce débat anime la communauté depuis plusieurs décennies et est toujours sujet à de vigoureuses discussions. Avec l'arrivée de l'informatique et de puissantes techniques de calcul (parallélisation, grille de résolution adaptative,...), les simulations tentent de reproduire la formation des grandes structures de l'Univers à partir des fluctuations primordiales jusqu'à la formation des galaxies; elles apportent une nouvelle vision sur l'évolution des galaxies dans leur contexte plus général, permettant de lier directement la théorie des processus physiques à une comparaison directe avec les observations. Les simulations d'Univers telle que la simulation MareNostrum ou encore Millenium ([Springel et al., 2005](#)) mettent en avant certains problèmes à reproduire l'Univers local avec la compréhension actuelle que nous avons de l'évolution des galaxies. Les simulations ne correspondent pas toujours aux observations : on peut se référer au problème des satellites manquants ([Moore et al., 1999](#); [Mateo, 1998](#)), ou bien à la sur-production de galaxies "bleues" dans l'Univers local (e.g. [Kereš et al., 2009](#)). Des solutions sont proposées, notamment en faisant intervenir les effets rétro-actifs dus aux supernovae ou à des noyaux actifs de galaxies (AGN).

On peut citer par exemple le modèle proposé dans (Hickox et al., 2009) et présenté en figure 1.4. Ainsi la différence entre les deux modèles extrêmes présentés en figure 1.2 provient de la masse initiale du halo de la galaxie. Dans ce modèle plus récent, la phase "quasar"/AGN est incluse dans le scénario d'évolution, prenant en compte les observations à différentes longueurs d'onde disponibles aujourd'hui. On reviendra sur le point de la connexion entre l'AGN et sa galaxie hôte dans la section suivante.

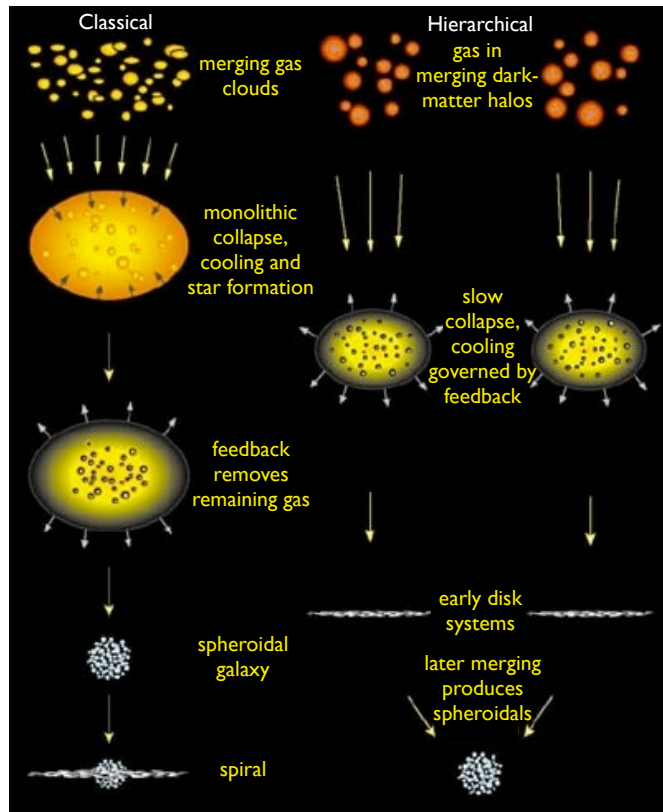


Figure 1.2 – Les deux modèles extrêmes d'évolution. à gauche : modèle monolithique, anti-hiérarchique ; à droite : modèle hiérarchique.

1.1.2 Les révélations du domaine infrarouge

Les trois dernières décennies ont vu une augmentation considérable du domaine de longueur d'onde accessible aux astronomes, avec les découvertes des télescopes spatiaux des rayons X (*EXOSAT*, *XMM-Newton*, *Chandra*), en passant par l'UV (*IUE*, *GALEX*) jusqu'à l'infrarouge (*IRAS*, *ISO*, *Spitzer*). Plus récemment, le lancement du télescope spatial *Herschel* (Pilbratt et al., 2010) a permis l'exploration du partie du spectre à la limite du domaine sub-millimétrique. En effet, le domaine infrarouge lointain, du fait des caractéristiques de notre atmosphère, n'est accessible que depuis l'espace, ou nécessite des

conditions quasi-spatiales, que peu d'endroits sur Terre sont capables de remplir (Antarctique, zone aride de haute altitude type désert d'Atacama, Chili ou Hawaï).

L'avènement de l'astronomie infrarouge a bouleversé la vision de l'astronomie quant à la formation et l'évolution des galaxies. Alors que l'Univers local nous apparaît comme relativement calme, la découverte des galaxies infrarouges lumineuses a complètement changé le regard des astronomes sur l'évolution des galaxies. Nichées au coeur de véritables cocons de poussières, d'importants épisodes de formation d'étoiles sont révélés par le rayonnement diffus dans l'infrarouge de grains chauffés. Du fait de cette configuration, la plupart du rayonnement optique est absorbé, puis ré-émis dans l'infrarouge moyen et lointain. Ainsi, le premier satellite infrarouge, *IRAS* (Neugebauer et al., 1984) a pu montrer pour la première fois ces événements cachés aux yeux de tous. Le second satellite *ISO* (Kessler et al., 1996), avec une sensibilité et une résolution améliorées a permis la poursuite de ces découvertes au-delà de l'Univers local. Il est vite apparu que le nombre de galaxies actives augmente considérablement avec le redshift. L'univers apparaît alors nettement moins calme, avec d'importants épisodes de formation d'étoiles dès lors que l'on regarde un peu plus loin dans l'espace et donc dans le temps. Les observations infrarouges se sont alors considérablement développées comme nouvel outil de diagnostic de l'état d'évolution des galaxies. Il est même apparu que certaines galaxies émettent presque complètement leur énergie dans ce domaine. Ces galaxies nommées LIRGs ou ULIRGS (pour ultralumineuses) ont été la cible d'un nombre considérable d'études (e.g. Helou, 1986; Clements et al., 1996; Genzel et al., 1998; Rigopoulou et al., 1999). L'émission infrarouge étant associée à la formation d'étoiles, la compréhension de ces objets permet donc la compréhension de l'assemblage de la masse des galaxies dans le passé pour former les galaxies d'aujourd'hui. Le lancement de *Spitzer* (Werner et al., 2004) a permis de repousser encore plus loin cette étude jusqu'à $z > 1$ (Fontana et al., 2006; Pérez-González et al., 2008; Marchesini et al., 2009). Malgré l'apport important de *Spitzer*, toutes les études en infrarouge lointain souffrent de nombreuses approximations, et ce même avec l'avènement de télescopes submillimétriques performants au sol. En effet, le domaine de couverture en longueur d'onde de ces satellites infrarouges ($< 160 \mu\text{m}$) n'atteint pas l'infrarouge jusqu'au domaine submillimétrique. C'est seulement avec le lancement d'*Herschel* que ce problème est résolu. Cette mission représente, au moment de l'écriture de ce manuscrit, la seule mission depuis l'histoire de l'astronomie à couvrir de manière relativement profonde ($\sim \text{mJy}$) avec une résolution acceptable (5-30 arcsec), le domaine infrarouge lointain (40-700 μm). Cette mission gardera également ce palmarès pour plusieurs années, la seule mission étant capable de surclasser celle-ci étant SPICA (Swinyard et al., 2009), mais n'étant pas encore programmée. Ceci laisse aux données *Herschel* un temps de vie considérable. Même si ALMA (Brown et al., 2004), dans un futur proche sera capable d'atteindre quelques longueurs d'onde proposées par *Herschel*, ALMA reste définitivement un télescope de suivi, c'est-à-dire focalisé sur plusieurs sources avec une résolution (< 1 arcsec) et une sensibilité incroyable ($\sim 1 \mu\text{Jy}$), mais certainement pas un télescope de relevés, dû à sa faible couverture de champ (< 1 arcmin). La mission d'*Herschel* étant finie depuis peu, elle a déjà montré de nombreuses découvertes, la preuve en étant le nombre déjà impressionnant de publications relié à ce

satellite (~ 700 articles au total!). Elle a permis en particulier de suivre des galaxies de plus en plus lointaines, jusqu'à un temps de regard en arrière de 13 milliards d'années.

1.1.3 L'émergence d'une relation AGN-hôte

La découverte du trou noir central de notre galaxie (Lacy et al., 1979), puis la mise en évidence de la corrélation de la masse du trou noir central des galaxies et leurs propriétés dans le domaine optique (dispersion de vitesse, masse du bulbe, Ferrarese & Merritt, 2000; Gebhardt et al., 2000; Häring & Rix, 2004), ont apporté une avancée considérable dans notre compréhension de l'évolution des galaxies. Bien que chaque entité soit bien connue depuis les années 50, le lien des noyaux actifs aux galaxies n'est proposé que bien plus tard dans les années 90. En effet, les quasars (ou QSO), pour "quasi stellar objects" ont été identifiés dès les années 50-60 dans le domaine optique et associés aux radio galaxies, les galaxies les plus distantes connues à cette époque (e.g. Schmidt, 1963).

Plus tard, le phénomène radio galaxie fut associé à l'activité d'un trou noir super massif. Il faudra attendre les années 80 avec la proposition du modèle d'unification des AGN pour une première vision globale (Antonucci & Miller, 1985). Cependant, ce modèle est purement construit pour tenter d'unifier les différentes observations d'AGN à partir de l'angle sous lequel il est observé, et ne représente pas l'évolution de l'AGN dans le contexte de l'évolution des galaxies.

Un premier modèle d'évolution, mettant la galaxie en relation avec les quasars a été proposé dans les années 80-90 dans le cadre du modèle hiérarchique (Sanders et al., 1988). Ce modèle prévoit une augmentation de la luminosité infrarouge à cause de la formation d'étoiles induite par un "merging" de galaxies. La poussière entoure ensuite ce système, l'obscurcissant et passant par une phase LIRG ou ULIRG, puis une phase quasar, chasse cette poussière et brille de façon très intense sur une période de temps relativement courte. Cette vision n'a par exemple aucunement besoin du modèle d'unification des AGN car il rend compte de la différence entre type 1 et type 2 par une phase d'évolution différente, contrairement au modèle d'unification qui propose l'explication de la différence par l'orientation et la présence d'un tore.

Avec l'augmentation significative de la surface et de la profondeur des relevés, des études systématiques sur la population de ces AGN ont été menées. En particulier, l'arrivée des diagnostics multi-longueurs d'onde a permis l'identification certaine de ces objets et les premières études statistiques. Les AGN semblent présenter un pic d'activité similaire à celui de la formation d'étoiles à $z \sim 2$ (Hopkins & Beacom, 2006; Aird et al., 2010). Naturellement, la question de leur relation et/ou causalité est immédiatement apparue. L'importante quantité d'énergie générée par les AGN ($\sim 10^{44-46} \text{erg.s}^{-1}$) semble largement suffisante pour influencer leur hôte par un moyen ou un autre (e.g. Bicknell et al., 2000; Nesvadba et al., 2008; Silk, 2013). Un consensus général est donc apparu ces dernières années sur l'importance du rôle des AGN dans l'évolution des galaxies. La question pourtant simple, mais mettant en jeu une physique complexe, peut être résumé comme suit : Quelle relation il y a-t-il entre l'AGN et la formation d'étoiles ?

L'impact de cette rétroaction peut être de deux manières extrêmes, l'une stimulant la formation lorsque l'autre la stoppe complètement. Cependant la quantification de

cet effet de rétro-action est difficile, d'autant que les AGN semble présenter différents "régimes", illustrant différents processus d'accrétion (e.g. Merloni & Heinz, 2008). En effet, chaque AGN ne semble pas émettre de la même façon en fonction de ces "régimes". Ceci a donné lieu à une grande diversité de classifications. Par exemple, les AGN dans le domaine radio sont classifiés : FRI, FRII, CSS, USS, GPS... . Parallèlement, une telle classification existe aussi dans les rayons-X (Soft X-ray AGN, Hard X-ray AGN, Compton thick AGN,...) ainsi que dans l'optique (Seyferts, NLRG, BLRG, LINER, LEG, HEG,...). La stimulation de la formation d'étoiles peut intervenir de deux façons, mécaniquement et radiativement, en fonction des modes "radio" ou "quasar". En effet, même avec un couplage faible (de l'ordre du pourcent) avec le milieu interstellaire, les AGN ont la quantité d'énergie nécessaire pour influencer fortement sur leur environnement, provoquant des turbulences, ionisation et tous les phénomènes de refroidissement associés (raies en émission...), précipitant ainsi le collapse du gaz en de nouvelles étoiles (e.g. Exposito et al., 2011; Silk, 2013) Quant à la suppression de la formation d'étoiles par l'AGN a été utilisé dans les simulations d'évolution des galaxies pour proposer une solution à la sur-production de galaxies bleues dans l'univers local. Par l'ajout d'un effet rétro-actif dû à un AGN, on peut résoudre une partie de ce problème (e.g. Croton et al., 2006).

Aucune réponse définitive n'est à l'heure actuelle acceptée, la physique régissant cette rétro-action étant mal connue et restant approximative. Cependant, on assiste aujourd'hui à un véritable effort de compréhension pour proposer un modèle d'évolution des AGN et de leur impact sur l'évolution des galaxies, comme le montre la littérature actuelle (pour une revue, voir Alexander & Hickox, 2012)

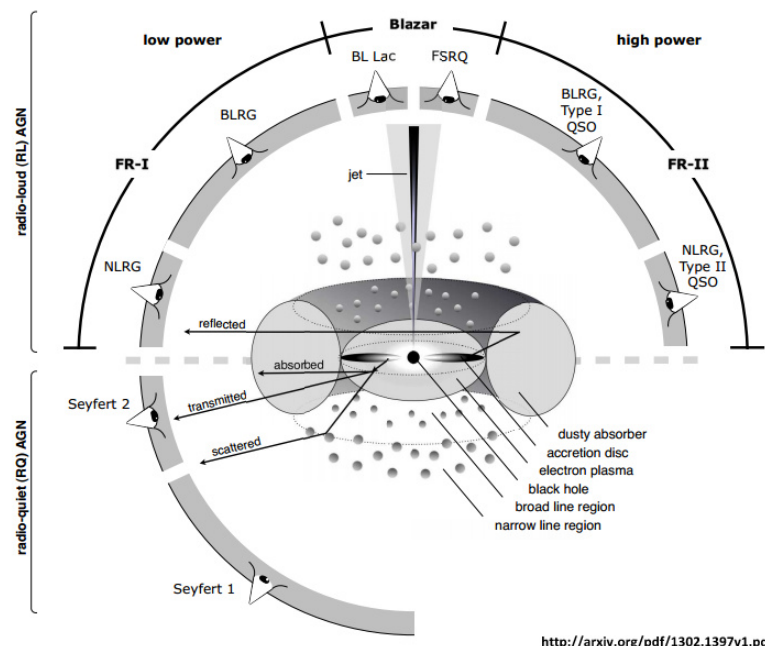


Figure 1.3 – Modèle d'unification des AGN. Figure tirée de Bec (2013).

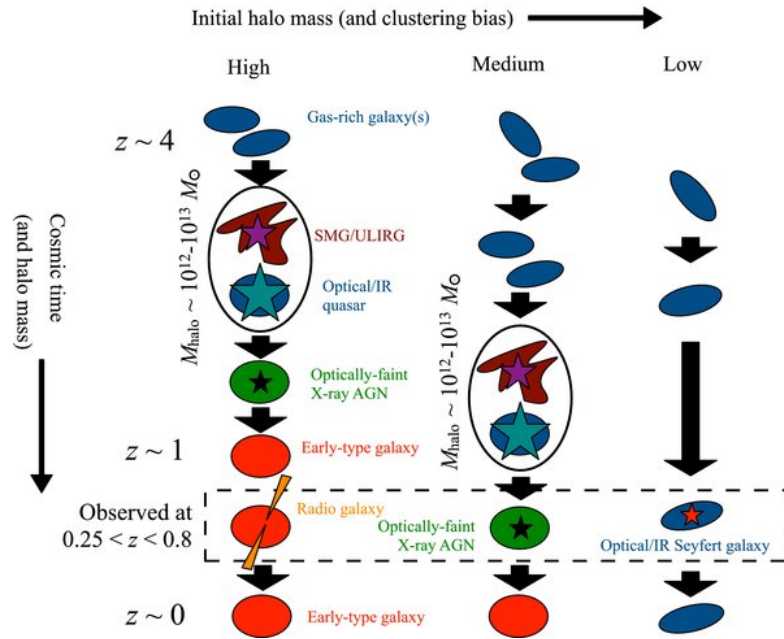


Figure 1.4 – Un modèle d'évolution des galaxies basé sur la masse du halo primordial pour déterminer le chemin d'évolution des galaxies et leur morphologie à plus bas redshift. Les cercles indiquent la phase LIRG/ULIRG. Figure provenant de [Hickox et al. \(2009\)](#).

§ 1.2 LES PREMIERS OBJECTIFS

L'originalité de cette thèse ne tient pas au développement d'une nouvelle technique, ni au développement de nouveaux modèles pour l'évolution des galaxies. Elle tient plutôt à la manière d'utiliser de nouvelles données avec plusieurs codes pour en interpréter les résultats. On dispose d'un échantillon de radio galaxies avec des données multi-longueur d'onde couvrant en continu et de façon bien échantillonnée les domaines optique au sub-millimétrique, sur une très large couverture en redshift ($1 < z < 5.2$) et un échantillon de radio galaxies sélectionnées pour leur puissance radio et leur distance.

1.2.1 Pourquoi les radio galaxies ?

On s'intéresse ici plus particulièrement aux radio galaxies. Le choix des radio galaxies vient en partie de leur brillance. D'une part, leur luminosité permet de les observer à des distances remarquables. De plus, ces galaxies se sont révélées d'excellents traceurs de galaxies massives (e.g. [Lilly & Longair, 1984](#); [Eales et al., 1997](#); [Rocca-Volmerange et al., 2004](#); [Bryant et al., 2009](#)). Par leur nature spécifique, on sait également qu'un AGN est ou a été actif récemment. Dans le cadre du modèle d'unification des AGN (c.f. section précédente), nous sommes dans le cas d'un quasar vu de côté, où le tore occulte la lumière qui nous aveuglerait si l'on avait une vue directe. Cette orientation

favorable permet donc une étude de la galaxie hôte, et de son contenu en terme de gaz, de poussière et d'étoiles. De précédentes études ont montré que ces radio galaxies sont souvent identifiées comme des galaxies elliptiques siégeant aux coeurs des amas à faible redshift (Matthews et al., 1964). On a maintenant quelques confirmations du même comportement à plus haut redshift, avec des profils de lumière avec une décroissance typique de galaxie elliptique (Pentericci et al., 2001). En ce qui concernent leurs associations avec les amas, quelques évidences récentes d'associations avec des sur-densités, possiblement des proto-amas ont été publiées (Mayo et al., 2012; Galametz et al., 2012; Wylezalek et al., 2013a). Ainsi, cette propension à être massive, la présence d'un AGN mais avec la chance de l'occultation, la visibilité à grand redshift font de ces galaxies un excellent banc d'essai pour tester les théories d'évolution des galaxies les plus massives et mieux comprendre la relation entre le trou noir super massif et leur galaxie hôte.

Pour répondre cette problématique de l'évolution des galaxies, un échantillon est nécessaire. En effet, même si l'étude d'un objet à haut redshift peut être intéressante, seul un échantillon peut répondre à la question de l'évolution d'une classe d'objets. La force de cette étude présentée dans ce manuscrit est l'échantillon construit pour répondre à ce besoin. L'échantillon HeRGÉ est unique en ce sens. La présentation complète de cet échantillon est faite dans le chapitre 2. La réelle nouveauté est l'ouverture de la fenêtre *Herschel* pour cet échantillon de galaxies distantes déjà observées avec *Spitzer* (De Breuck et al., 2002; Seymour et al., 2007; De Breuck et al., 2010). Grâce à ces deux satellites, une étude de l'infrarouge peut être menée de façon complète.

1.2.2 Anatomie d'une radio galaxie

Une radio galaxie, comme tout autre galaxie, est composée majoritairement, d'étoiles, de gaz et de poussière. Ces étoiles peuvent être rassemblées en populations stellaires, c'est à dire un groupe d'étoiles possédant des caractéristiques communes. Elle possède également un trou noir central super massif entouré par un tore de gaz et de poussière. Parfois, cet AGN est associé avec de puissants jets dans le domaine radio, d'où l'appellation de radio galaxie. On rappelle brièvement dans cette section, les différents constituants et processus physiques à l'oeuvre dans une radio galaxie.

1.2.2.1 Les étoiles, le gaz et la poussière

Avec l'AGN, les étoiles sont un des composants principaux d'une galaxie. Ces étoiles peuvent être regroupées par classe présentant des caractéristiques communes, les populations stellaires. Ces caractéristiques sont généralement une formation sur une courte période de temps, avec des milieux ayant des propriétés relativement proches. Cette population est donc une somme d'étoiles. Chacune de ces étoiles sera caractérisée par une masse et une métallicité dont l'évolution est guidée par la physique stellaire. Étudier une population stellaire revient à étudier le comportement global de cette génération d'étoiles.

Une galaxie étant formé de plusieurs de ces populations, deux paramètres globaux peuvent être défini pour décrire une galaxie à un moment donné de son évolution, sous

la forme :

$$M(t) = \int \text{IMF}(m) * \text{SFH}(t) dm dt, \quad (1.1)$$

où, IMF est la fonction de masse initiale et SFH, l'histoire de formation d'étoiles. Ainsi, la masse totale d'une galaxie à un instant t , est simplement la masse cumulée au cours de son évolution.

L'IMF représente la distribution en masse des étoiles lors de leur formation. Ce paramètre est important dans la mesure où il va influencer sur la quantité d'étoiles massives formées. On revient sur ce point un peu plus loin. Le SFH représente la loi de formation d'étoiles au cours du temps. On note que ces deux paramètres sont indépendants. Cette hypothèse est nécessaire pour pouvoir simplifier le problème de l'évolution des galaxies mais rien n'indique par exemple que l'IMF observé dans l'Univers local soit la même qu'à $z=10$. On notera que chacun de ces paramètres englobe une physique bien plus détaillée (physique stellaire, transfert radiatif, physique quantique, gravitation...) dont nous ne mentionneront que l'existence car nous nous intéressons ici à l'évolution des galaxies dans leur globalité.

Afin de replacer cette équation dans le contexte de l'évolution des galaxies, on applique le raisonnement en terme de populations stellaires. A un instant donné, on va observer une formation d'étoiles. Cette population stellaire suit la distribution en masse imposée par l'IMF et se forme en fonction de la loi imposée par la SFH. Au fur et à mesure du vieillissement de cette population, les étoiles massives dans un premier temps puis les étoiles de plus faibles masses vont disparaître. En disparaissant, sous forme de (super-)géante rouges ou supernovae, les étoiles vont enrichir le milieu interstellaire avec des éléments plus lourds, synthétisés au cours de leur existence (carbone, oxygène, fer...). Simultanément, de nouvelles étoiles seront formées tant que du gaz est présent. Dans ces nouvelles étoiles seront imprimés les conditions du milieu, tel que la métallicité. Cette nouvelle génération obéira à une évolution différente du fait de la présence d'éléments plus lourds. Le contenu en étoiles d'une galaxie peut donc être modélisé comme la superposition de ces différentes populations stellaires.

L'enrichissement du milieu interstellaire se traduit par la présence de poussière. Cette poussière est présente à mesure de la production et de l'éjection d'éléments plus lourds provenant des étoiles. Cette poussière a un impact direct sur la quantité de lumière parvenant à l'observateur. Elle est également localisée à différents endroits dans la galaxie. Ainsi, on peut distinguer la poussière présente dans le milieu interstellaire et celle des régions HII (c.f. figure 1.5). Cette poussière va absorber une partie du rayonnement émis par les étoiles, puis le ré-émettre sous forme de rayonnement thermique dans l'infrarouge.

On peut remarquer ici la balance énergétique entre les photons UV et optique absorbés et l'émission infrarouge thermique, émises par les grains chauffés. Par la caractérisation simultanée de ces deux domaines on obtient donc une contrainte forte sur le rayonnement d'origine donc la population stellaire. De plus, la poussière présente dans le milieu interstellaire et les régions HII offre une contrainte supplémentaire car elle est directement dépendante de la génération précédente d'étoiles, qui sont responsable de

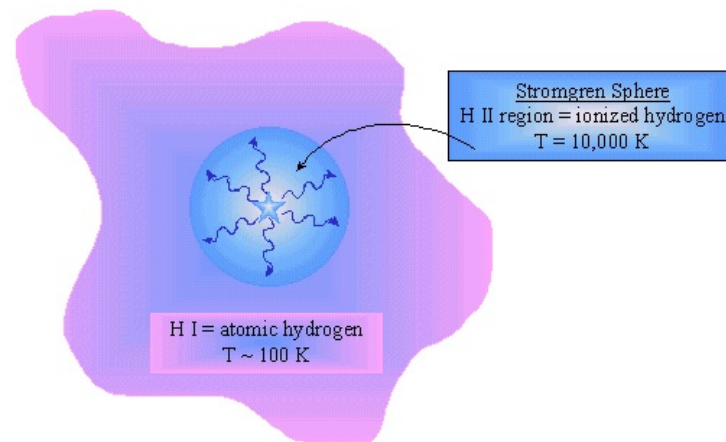


Figure 1.5 – Schéma d'une région HII. La région ionisée proche de l'étoile (HII), appelé aussi sphère de Strömgren et milieu interstellaire constitué de gaz neutre HI.

l'enrichissement du milieu interstellaire.

Ainsi, l'émission d'une galaxie se résume à la superposition : de la lumière des étoiles intégrée sur toute la galaxie (jeunes étoiles massives, étoiles de faibles masses, supernovae, AGB...) modulé par l'extinction par la poussière, elle-même contrainte par l'histoire passée de formation d'étoiles. Finalement, la morphologie de la galaxie peut jouer un rôle dans l'allure finale de l'émission de la galaxie. En effet, selon que la galaxie présente une forme de disque ou une forme sphéroïdale, la quantité de poussière le long de la ligne de visée sera différente, absorbant plus ou moins de rayonnement UV/optique pour le ré-émettre dans l'infrarouge.

1.2.2.2 Noyau actif de galaxie (AGN)

En plus des étoiles, du gaz et de la poussière, la galaxie abrite un trou noir supermassif. La formation de ce trou noir est à ce jour sujet à de nombreux débats, nous n'aborderons donc ici que ses caractéristiques.

Pour bien comprendre la physique de base d'un AGN, il est important de toujours se rappeler que la dynamique de l'échelle de cet objet est énorme, tant en termes spatial, temporel qu'énergétique (de près de 10 ordres de grandeurs!).

Les principaux composants d'un AGN sont représentés en figure 1.3. On voit le trou noir central au centre, entouré par un disque d'accrétion. Cette zone est le coeur de l'AGN où les émissions les plus énergétiques vont avoir lieu (rayons X à optique). Ensuite on peut voir un tore englobant cette partie centrale. Il peut être considéré comme un réservoir pour le disque d'accrétion, car il se situe à la limite de la zone d'influence du trou noir. Ce tore, constitué de gaz et de poussière, absorbe une quantité considérable de rayonnement provenant du centre. Cette émission absorbée est ensuite ré-émise dans l'infrarouge sous forme de rayonnement thermique.

On peut voir également deux jets symétriques par rapport au trou noir. Ces jets dont la base est extrêmement proche du trou noir, sont composés de particules collimatées et accélérées proche de la vitesse de la lumière par l'intense champ magnétique du trou noir. Ce jet pousse au travers du milieu interstellaire dans la galaxie. Parfois, il arrive à percer le milieu interstellaire et atteint le milieu intergalactique. On peut apercevoir alors des lobes dans le domaine radio correspondant à l'émission synchrotron provoquée par le ralentissement des particules (FR II, figure 1.6). Dans ce cas, l'étendue spatiale des jets est immense, jusqu'à l'ordre du Mpc.

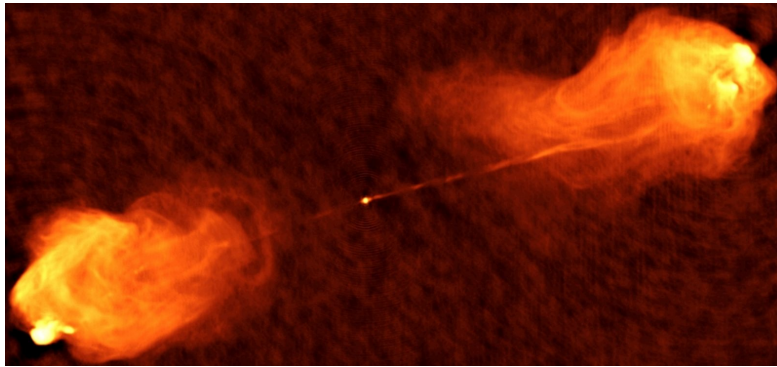


Figure 1.6 – Image radio d'une radio galaxie de type FR II *Fanaroff & Riley (1974)*. Ici il s'agit d'une image à 4.8 GHz de *Cygnus A*. Crédit : C. Carilli.

On peut remarquer dans la figure 1.3 des nuages de gaz et de poussière. Ces nuages, appelés "narrow line regions, NLR" et "broad line regions, BLR", correspondent à des nuages excités par l'émission provenant directement du coeur de l'AGN. La différence entre les BLR et les NLR provient de leurs distances respectives par rapport au trou noir central. Les BLR possèdent des raies en émission très larges, indiquant une grande dispersion de vitesse, donc une proximité du trou noir. Dans le cas d'AGN de type 2 (i.e AGN vu de côté, NLRG) on n'observe pas de BLR, celles-ci étant occultées par le tore de poussière. Les NLR représentent des nuages plus distants reflétant la lumière provenant de l'AGN et peuvent être extrêmement étendus (de l'ordre de la taille radio).

La production de jets, de rayons X, UV et optique nécessite un apport de matière parfois important sur le trou noir via le disque d'accrétion. C'est pourquoi, cette phase active n'est pas supposée longue. La durée exacte est encore sujette à discussion mais, dans le cadre d'une phase radio, elle est de l'ordre de la dizaine de millions d'années. Il est important de rappeler que cette estimation est dépendante de la longueur d'onde donc n'est pas universelle. En effet, l'AGN étant de nature extrêmement variable, un modèle d'évolution est difficile à produire. Quelques théories ont tout de même été proposées, par exemple *Merloni & Heinz (2008)*, qui propose plusieurs phases AGN reliées à leur mode énergétique : mécanique et radiative, correspondant respectivement à la phase radio et à la phase "quasar".

1.2.3 Comprendre l'évolution des radio galaxies

1.2.3.1 Par leur SED

Comprendre l'évolution des galaxies demande de bien caractériser ces différents constituants. On propose dans ce manuscrit différentes approches, toujours basées sur la même technique, la décomposition de la distribution spectrale d'énergie (SED). La SED est un ensemble de données extrêmement utile et puissant, indiquant l'émission d'énergie dans une galaxie. Pour identifier une composante, on cherche à ajuster les modèles sur les données en comparant les SEDs prédites et observées (figure 1.7). Dans cette figure on aperçoit bien les différentes composantes d'une radio galaxie, avec la contribution relative de l'AGN et des étoiles. On peut noter que l'AGN et les étoiles peuvent émettre sur des domaines de longueurs d'onde privilégiés. De plus, décomposer cette SED nous renseigne sur une quantité importante d'informations, telles que l'histoire de la formation d'étoiles, l'enrichissement en métaux et les masses et âges des différentes composantes de la galaxie. Elle peut être vue comme de la spectroscopie à très basse résolution mais avec une grande couverture spectrale. La couverture de ces SED permettra en effet de détecter l'émission photosphérique des étoiles, de mesurer l'absorption par les grains et la ré-émission thermique dans l'infrarouge.

1.2.3.2 Un code d'évolution des galaxies, PÉGASE et un modèle d'AGN

Pour interpréter les observations, un modèle est nécessaire pour identifier, comparer et contraindre les différentes solutions permettant de reproduire le flux observé. Dans le cas des radio galaxies, la présence d'un AGN et d'étoiles rend indispensable l'utilisation de ces modèles pour séparer les différentes composantes. Après avoir caractérisé chacune des composantes, il est possible de contraindre les paramètres physiques permettant ainsi une interprétation en termes d'évolution des galaxies.

On utilise le code PÉGASE pour suivre l'évolution des populations stellaires (Fioc & Rocca-Volmerange, 1997, www2.iap.fr/pegase) dans sa dernière version PÉGASE.3 (Fioc et al., in prep.) présenté dans le chapitre 4. Le code calcule l'évolution de la SED d'une galaxie qui peut être comparée aux observations à différents redshifts (différents âges). La nouveauté de cette version est le calcul de l'émission de la poussière dans l'infrarouge par transfert radiatif à partir de l'émission stellaire. Cette poussière est générée de façon cohérente par l'enrichissement progressif du milieu interstellaire par les étoiles en fin de vie. Ainsi, on obtient une large couverture en longueur d'onde, de l'UV au domaine submillimétrique.

Pour la modélisation de l'AGN, et plus particulièrement du tore, on utilise également des codes comprenant des solutions calculées par transfert radiatif. Ces codes calculent la SED de l'AGN sans évolution. De nombreux codes sont maintenant disponibles dans la littérature, on utilisera ici deux d'entre eux. Le premier pour une approche simple avec un minimum de paramètres (Pier & Krolik, 1992), puis on utilisera une version plus détaillée, proposé par Fritz et al. (2006), grâce à l'apport des données *Herschel*.

On rappelle que ces données *Herschel* sont la véritable pierre angulaire de cette

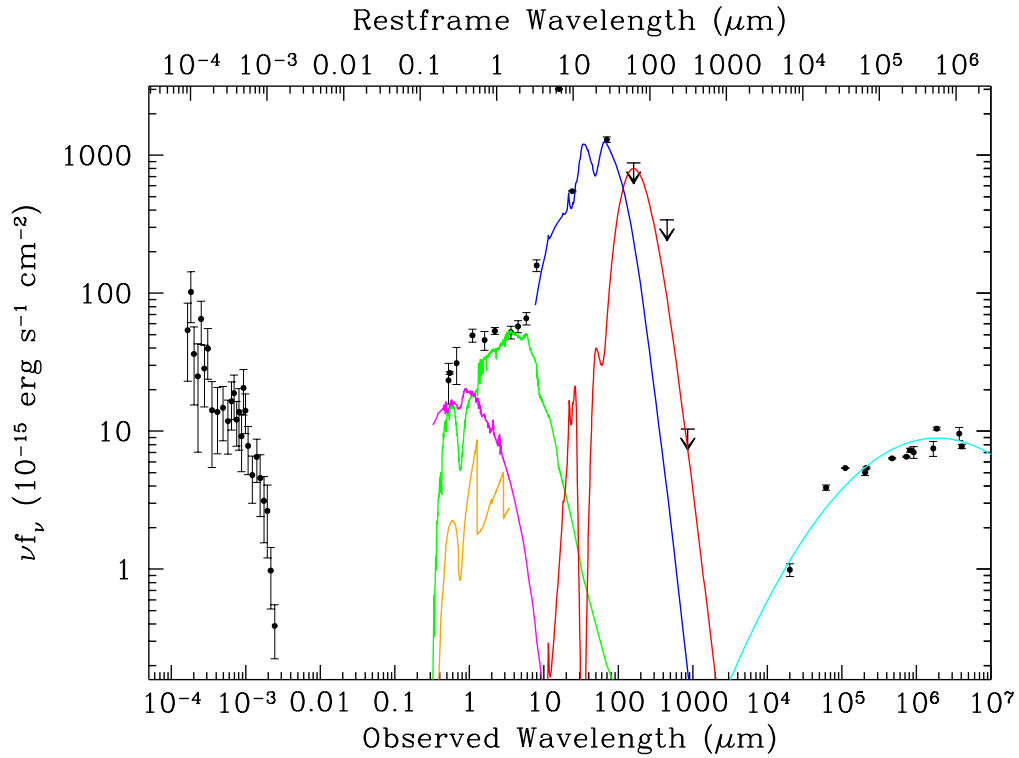


Figure 1.7 – *SED de l'émission du continu de 4C 23.56., une radio galaxie à $z=2.5$. La contribution des différents constituants est bien illustrée ici, sous réserve de plusieurs hypothèses. Cyan : émission radio synchrotron ; Noir : émission X AGN non-thermique absorbée ; Jaune : continu nébulaire ; Bleu : émission thermique de la poussière chauffée par l'AGN ; Rouge : émission thermique de la poussière chauffée par un starburst ; Vert : étoiles ; Magenta : quasar réfléchi. On peut noter que la somme de ces différents constituants reproduit bien la SED. Figure provenant de Miley & De Breuck (2008).*

approche. Sans ces données, cette comparaison et étude de chaque composante serait nettement moins contraignantes. Les radio galaxies étant la somme d'un AGN et d'une galaxie on cherche donc la meilleure combinaison de modèles (AGN et populations stellaires) qui vont reproduire les observations. Cette partie est présentée dans le chapitre 4.

§ 1.3 PLAN

Ce manuscrit représente l'ensemble des travaux réalisés se situant à la frontière de trois domaines complémentaires dans la compréhension de l'évolution des galaxies. Plus particulièrement, on étudie la SED infrarouge grâce à l'apport des données *Herschel*. Dans un second temps, on estime les effets d'inclinaison de l'AGN sur la SED. Finalement, on effectue la synthèse spectrale évolutive sur un sous-échantillon de radio galaxies possédant des données de haute qualité.

1.3.1 Les données *Herschel* et analyse préliminaire

Dans le chapitre 2, on présente la pierre angulaire du projet HeRGÉ que sont les données *Herschel*. On procède à la présentation de l'échantillon utilisé dans le cadre du projet HeRGÉ, ainsi que ces différentes caractéristiques, l'histoire de sa sélection, ainsi qu'une présentation de la réduction de données. On présente également les SEDs infrarouges complètes (incluant *Spitzer* et *Herschel*) ainsi que les résultats sur l'AGN et le starburst tirés d'un ajustement de "templates" observationnels sur la SED infrarouge. On présente ces résultats sur l'échantillon complet. Cette étude est en cours de préparation pour une prochaine soumission au journal A&A (Drouart et al., in prep.). On a donc joint une copie de cet article (en cours de préparation) avec une discussion préliminaire qui est actuellement en cours de rédaction.

1.3.2 Effets d'inclinaison de l'AGN

Le chapitre 3 utilise les données *Spitzer* et les données radio pour mesurer les effets d'orientation du tore dans les radio galaxies. On se concentre plus particulièrement sur l'orientation relative du tore et des jets radio dans le cadre du modèle d'unification des AGN. Cette étude permet également la mise en valeur de l'importance de l'orientation dans la SED en infrarouge moyen, plus particulièrement dans le domaine 1-3 μm , lors de la transition de l'émission depuis la population évoluée vers les poussières chaudes chauffées par l'AGN. Ces résultats ont donné lieu à une publication dans le journal A&A, joint à la fin de ce chapitre (Drouart et al., 2012).

1.3.3 Synthèse spectrale évolutive de l'échantillon ARPEGE.

Dans ce dernier chapitre (chapitre 4), on présente la continuité d'un travail déjà publié dans le journal MNRAS (Rocca-Volmerange et al., 2013) pour deux radio galaxies de

l'échantillon sélectionnées pour leur faible contribution AGN. La présente étude prend en considération dix nouvelles galaxies provenant du catalogue HeRGÉ avec, cette fois, des contributions AGN variables d'une galaxie à l'autre. On utilise alors un modèle de tore plus avancé pour cette modélisation de l'AGN de manière simultanée au code PEGASE utilisé dans l'étude précédente sur les deux sources. Par la décomposition de la SED du domaine UV au domaine submillimétrique, les radio galaxies révèlent deux populations stellaires : une population massive et évoluée ainsi qu'une jeune population associée à un starburst. La population évoluée indique une formation rapide de la quasi-totalité de la masse à un âge précoce de l'Univers ($z > 8$). Cependant, une fraction significative de la masse de la galaxie est associée à une formation d'étoiles intense, indiquant un processus de croissance relativement important de la galaxie, possiblement déclenché par l'AGN ou un processus de fusion de galaxies.

- Chapitre 2 -

L' échantillon HeRGÉ

La construction de l'échantillon HeRGÉ est la réponse à la problématique définie dans le chapitre précédent. Il est le fruit d'un long processus de compréhension et un important investissement de temps d'observation. Pour comprendre sa construction, il est nécessaire de regarder l'évolution du domaine des radio galaxies ces trois dernières décennies. On se propose ici de présenter l'historique de cet échantillon unique avant d'en présenter les données.

§ 2.1 CONSTRUCTION DE L'ÉCHANTILLON HERGÉ

2.1.1 La genèse, à la recherche de galaxies distantes

À la fin des années 90, plusieurs techniques de sélection en optique ont rattrapé le domaine radio dans la localisation de sources à haut redshift $z > 4$ ("drop out galaxies", spectroscopie profonde, "narrow band imaging"). Cependant, seul le domaine radio permet une sélection de ces sources sans effet de sélection observationnelle ou d'extinction, et ce sur une grande plage de redshifts. Ce point est particulièrement important quand on sait que les systèmes à haut redshift, peuvent être particulièrement sujet à l'extinction.

Le problème majeur des radio galaxies provient de leur rareté. En effet, à $z > 2$, seules quelques dizaines sont détectées dans le domaine radio sur tout le ciel. La découverte de l'effet d'alignement entre l'optique et l'axe radio (e.g. [McCarthy et al., 1987](#); [Longair et al., 1995](#)) suggère une relation de l'axe radio avec les activités de formation d'étoiles. Plusieurs hypothèses ont été proposées pour expliquer cet alignement : "jet-induced star forming" ([Dey et al., 1997](#); [Bicknell et al., 2000](#)), réflexion de l'émission de l'AGN ([Cimatti et al., 1993](#); [Vernet et al., 2001](#)), ou émission nébulaire de nuages de gaz ionisé ([Dickson et al., 1995](#)).

De plus, c'est à cette époque que les premières observations submillimétriques détectent d'importants flux, traçant probablement des taux de formation d'étoiles importants ($> 1000 M_{\odot}/\text{yr}$, [Archibald et al., 2001](#); [Reuland et al., 2004](#)). Enfin, la particularité des

radio galaxies est d'être abritée par des galaxies systématiquement massives et ce, à tout redshift, comme le montre la distribution de ces radio galaxies dans le diagramme de Hubble K - z (e.g. Lilly & Longair, 1984; Eales et al., 1997; van Breugel et al., 1998). Ces objets se révèlent comme une clé de la compréhension de l'évolution des galaxies.

La technique la plus efficace de sélection de galaxies distantes à partir de données en radio est la technique dite par indice spectral. Cet indice spectral (α) mesure la pente entre deux fréquences d'émission. Cet effet de *steepening* est une combinaison de l'expansion de l'Univers (k -correction) et l'effet d'augmentation de la courbure de l'émission radio (e.g. Krolik & Chen, 1991). Il fut découvert par Tielens et al. (1979) et Blumenthal & Miley (1979), lors de comptage en bande r dans l'optique, où l'indice spectral des sources à plus haut redshift apparaissait plus faible. Ainsi, en sélectionnant les sources avec un faible α , on sélectionne préférentiellement des sources à grand redshift (c.f. Figure 2.1). Grâce à la disponibilité de plusieurs relevés radio profonds, couvrant une large surface du ciel et à plusieurs fréquences, on a pu rassembler un large échantillon de radio galaxies distantes. Des suivis en optique et en bande K ont permis de confirmer le redshift de ces sources et de les positionner dans le diagramme K - z (De Breuck et al., 2000, 2002).

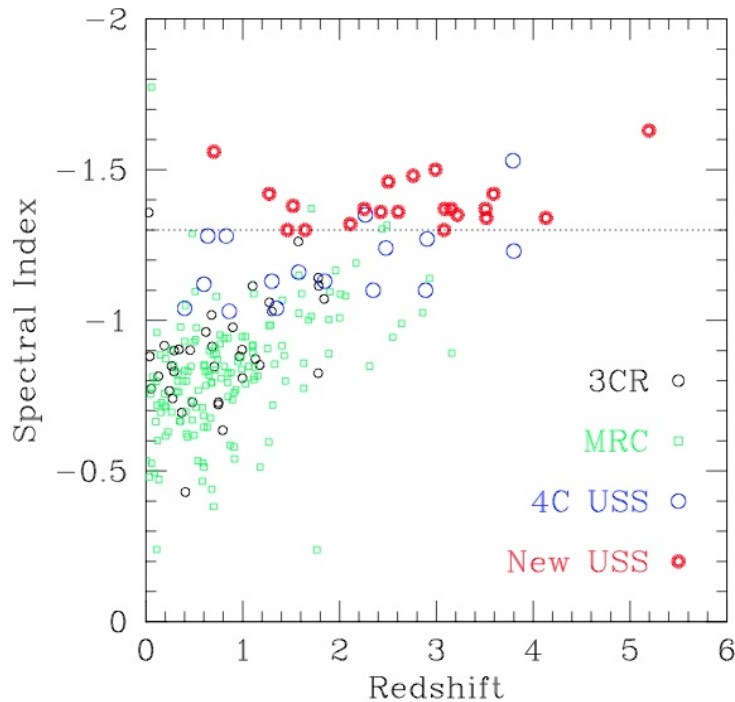


Figure 2.1 – Indice spectral α_{325}^{1400} en fonction du redshift . Figure tirée de De Breuck et al. (2000). La ligne pointillé représente une coupure à $\alpha = -1.3$. On peut voir ici clairement la diminution de l'indice spectral avec le redshift.

2.1.2 La définition historique, l'échantillon SHzRG

Avec le lancement de *Spitzer*, en Août 2003, une opportunité est apparue. En effet, l'instrument IRAC permet l'observation des longueurs d'onde 3-9 μm . Ainsi, on peut compenser l'effet du redshift pour observer l'équivalent de l'infrarouge à plus haut redshift et donc le plateau de la population évoluée à $\sim 1\text{-}2 \mu\text{m}$ depuis $z \sim 1$ à $z \sim 4$. Les échantillons radio étant tout de même biaisés, spécialement en puissance radio, on observe seulement des galaxies puissantes à grand redshift ($z > 2$), une sélection de l'échantillon précédemment défini par indice spectral est effectué. Une sélection des plus puissantes radio galaxies a été réalisée depuis $z=1$ jusqu'aux plus distantes connues à cette époque, $z=5.2$ (van Breugel et al., 1998). La sélection finale a retenu 70 galaxies dans cet intervalle de redshift, avec une luminosité radio $L_{3\text{GHz}} > 10^{26} \text{W.Hz}^{-1}$ afin de couvrir de façon la plus homogène possible le diagramme luminosité radio- z (figure 2.2) à $z > 1$. Cet échantillon a été nommé SHzRG pour *Spitzer* High redshift Radio Galaxies.

Les principaux résultats de cette ambitieuse campagne d'observations sont présentés dans Seymour et al. (2007). Suite au succès de ce premier programme, une seconde proposition d'observations a été effectuée afin de compléter les données à plus grande longueur d'onde, avec les instruments IRS et MIPS (*Spitzer*), afin d'étudier l'émission de la poussière chaude et sa possible contamination dans le pic de la population stellaire évoluée (c.f. chapitre 4). Les principaux résultats de cette seconde campagne sont présentées dans De Breuck et al. (2010).

2.1.3 Des données multi-longueurs d'onde complémentaires d'*Herschel*

Par ailleurs, l'échantillon contient certaines galaxies connues et observées depuis plusieurs d'années. De nombreuses campagnes d'observations ont été faites sur une partie de l'échantillon. Ainsi, la plupart des galaxies possèdent une très bonne couverture spectrale.

2.1.3.1 Données radio

Toutes les sources possèdent au moins 3 ou 4 points de données à différentes fréquences. Toutes les galaxies de l'échantillon possèdent des cartes à haute résolution en bande C(4.8 GHz) et X(8.4 GHz), provenant du VLA ou d'ATCA. Les observations à plus basse fréquence proviennent de grands relevés comme PMN (4.85 GHz), FIRST ou NVSS (1.4 GHz), MRC(408 MHz), TXS(365 MHz), WENSS(325 MHz) dans lesquels les radio galaxies de l'échantillon ont été sélectionnées. Grâce à cette couverture multi-fréquences dans le domaine radio, des flux ont été calculés en *interpolant* entre ces points pour la sélection de l'échantillon à fréquence identique, à 3 GHz dans le référentiel de la galaxie (De Breuck et al., 2000). Certaines sources bénéficient d'observations individuelles à des fréquences différentes, soit par recouvrement avec des relevés radio plus récents (e.g. TGSS, 150MHz), VLSS(74 Mhz), à plus haute fréquence (e.g. AT20G, 20GHz), ou par l'étude de leur émission radio à plus haute résolution (e.g. PdBI avec *4C 41.17*).

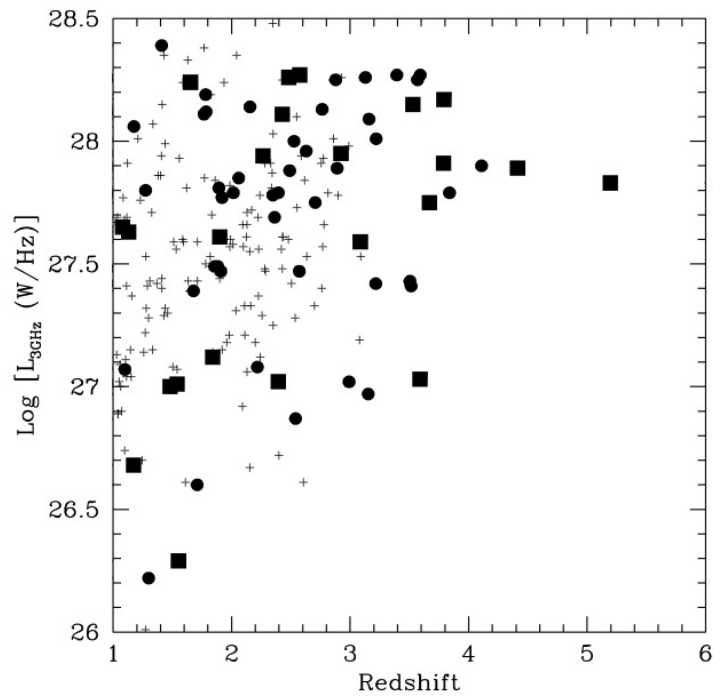


Figure 2.2 – Luminosité radio à 3 GHz en fonction du redshift. On peut noter la distribution homogène en fonction du redshift. Les points gras représentent les sources du catalogue SHzRG. Les "+" représentent les radio galaxies disponibles dans la littérature au moment de la création de l'échantillon. La différence entre les points et les carrés note la stratégie d'observations différente entre les deux propositions d'observations.

2.1.3.2 Données dans le domaine submillimétrique

Par submillimétrique, on définit dans cette thèse toutes observations dans le domaine de $400\ \mu\text{m}$ jusqu'à $1\ \text{mm}$. L'instrument SCUBA (installé au JCMT) fut le premier à obtenir des observations dans ce domaine de longueur d'onde ($450\ \mu\text{m}$ et $850\ \mu\text{m}$) sur des sources extragalactiques au prix de larges campagnes d'observations (Archibald et al., 2001; Stevens et al., 2003; Reuland et al., 2004). Récemment, une proposition d'observations avec la caméra LABOCA ($870\ \mu\text{m}$) sur le télescope APEX (Chili) a permis de compléter ces observations dans l'hémisphère sud. L'échantillon présente donc une couverture presque complète dans le domaine submillimétrique.

On se doit ici de mentionner deux campagnes d'observations en cours. Les défauts principaux des observations submillimétriques disponibles sont la résolution et le manque de sensibilité, dus à la configuration "single-dish". Les interféromètres proposent une solution naturelle à ce problème. C'est pourquoi deux propositions ont été faites l'année dernière sur les interféromètres CARMA(PI : Drouart) et ALMA(PI : De Breuck), pour l'hémisphère nord et sud respectivement. Les données sont en cours d'observation au moment de l'écriture de ce manuscrit, nous soulignerons leur importance au moment venu.

2.1.3.3 Données en infrarouge proche, bandes J, H, K

Ces données infrarouges, proviennent de nombreux télescopes (Lick, Keck, VLT, La Silla, UKIRT) et sont le résultat de campagnes d'observations intensives durant les années 1990/2000. Ces observations dans l'infrarouge sont très intéressantes pour de nombreuses raisons. Premièrement, étant donné le redshift des radio galaxies, l'infrarouge correspond à l'émission optique dans le référentiel au repos. Ce point est intéressant pour la comparaison avec l'optique qui correspond à l'UV dans le référentiel au repos. Avoir simultanément l'optique et l'infrarouge avec des images à haute résolution (type *HST* ou avec optique adaptative) permet une étude morphologique avec une information spatiale sur la distribution des étoiles dans la galaxie. Deuxièmement, en fonction du redshift de la source : à $1.2 < z < 1.6$, les raies [OIII], $H\beta$ et $H\alpha$ sont dans les bandes J et H respectivement ; à $2 < z < 2.5$, les raies [OII], [OIII], $H\beta$ et $H\alpha$ sont dans les bandes J , H et K ; à $3.0 < z < 3.5$, les raies [OII], $H\beta$ et [OIII] sont dans les bandes H et K (c.f. figure 2.3). Les raies en émission très fortes se trouvant dans ces bandes, elles permettent une étude spectroscopique détaillée (e.g. Iwamuro et al., 2003; Nesvadba et al., 2008) ou la détection de compagnons dans l'environnement par des observations à plus grand champ (e.g. Hatch et al., 2011). L'avantage certain de l'infrarouge est aussi le calcul de la couleur autour de la discontinuité à 4000\AA . Cette discontinuité est un mélange complexe, dépendant à la fois de la métallicité, du type et de l'âge des étoiles. C'est principalement le résultat de deux effets conjugués, de raies en absorption dues aux ions métalliques dans les photosphères d'étoiles de faibles masses, et de la signature de la discontinuité de Balmer à 3646\AA , qui elle aussi dépend du type d'étoile. Par amalgame, cette discontinuité est aussi nommée "D n_{4000} index" ou encore "4000 \AA -break". Par la mesure de la couleur autour de cette discontinuité, on a donc accès à des informations

sur les paramètres d'une population d'étoiles. Ceci fait donc de cette discontinuité une signature très intéressante pour l'étude de l'évolution des galaxies (c.f. figure 2.4 pour un exemple en fonction du redshift de la source). Cependant, le manque de sensibilité même des télescopes de classe 10 mètres, nous empêche d'obtenir une spectroscopie pour les sources à grand redshift. Cependant, une possibilité est d'encadrer cette discontinuité par des bandes larges, puis de comparer la couleur à des modèles de galaxies.

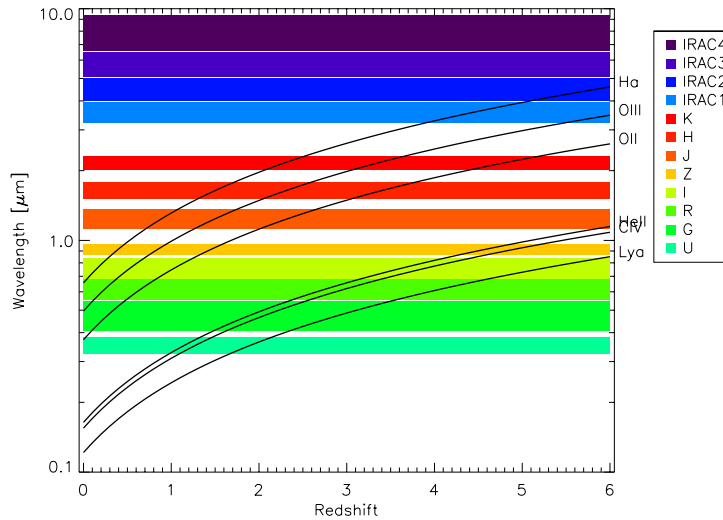


Figure 2.3 – Figure montrant le décalage des principales raies en émission dans les radio galaxies en fonction du redshift. On a également reporté la FWHM des bandes d'observation classiques.

2.1.3.4 Domaines optique et UV

Toutes les sources de l'échantillon possèdent au moins un spectre optique pour une détermination de son redshift. Plusieurs campagnes de caractérisations des raies visibles dans le domaine optique ont également été faites, avec des spectres à plus haute résolution (Roettgering et al., 1997; De Breuck et al., 2000).

De nombreuses campagnes d'observations ont été menées par le passé, afin d'étudier la morphologie des radio galaxies grâce à la résolution du *Hubble Space Telescope (HST)* (Chambers et al., 1996; van Breugel et al., 1998; Pentericci et al., 1999).

Des observations optiques à grand champ sur différents télescopes, pour l'étude de l'environnement sont également disponibles pour notre échantillon (e.g. Venemans et al., 2002; Miley et al., 2006; Kuiper et al., 2010).

Une campagne d'étude de la polarisation dans les radio galaxies, augmente encore la quantité d'informations disponibles pour un échantillon d'une vingtaine de galaxies. Les galaxies de la partie de l'hémisphère nord ont été observées avec l'instrument LRIS, un spectropolarimètre au Keck (Vernet et al., 2001). Quand à l'hémisphère sud, les galaxies

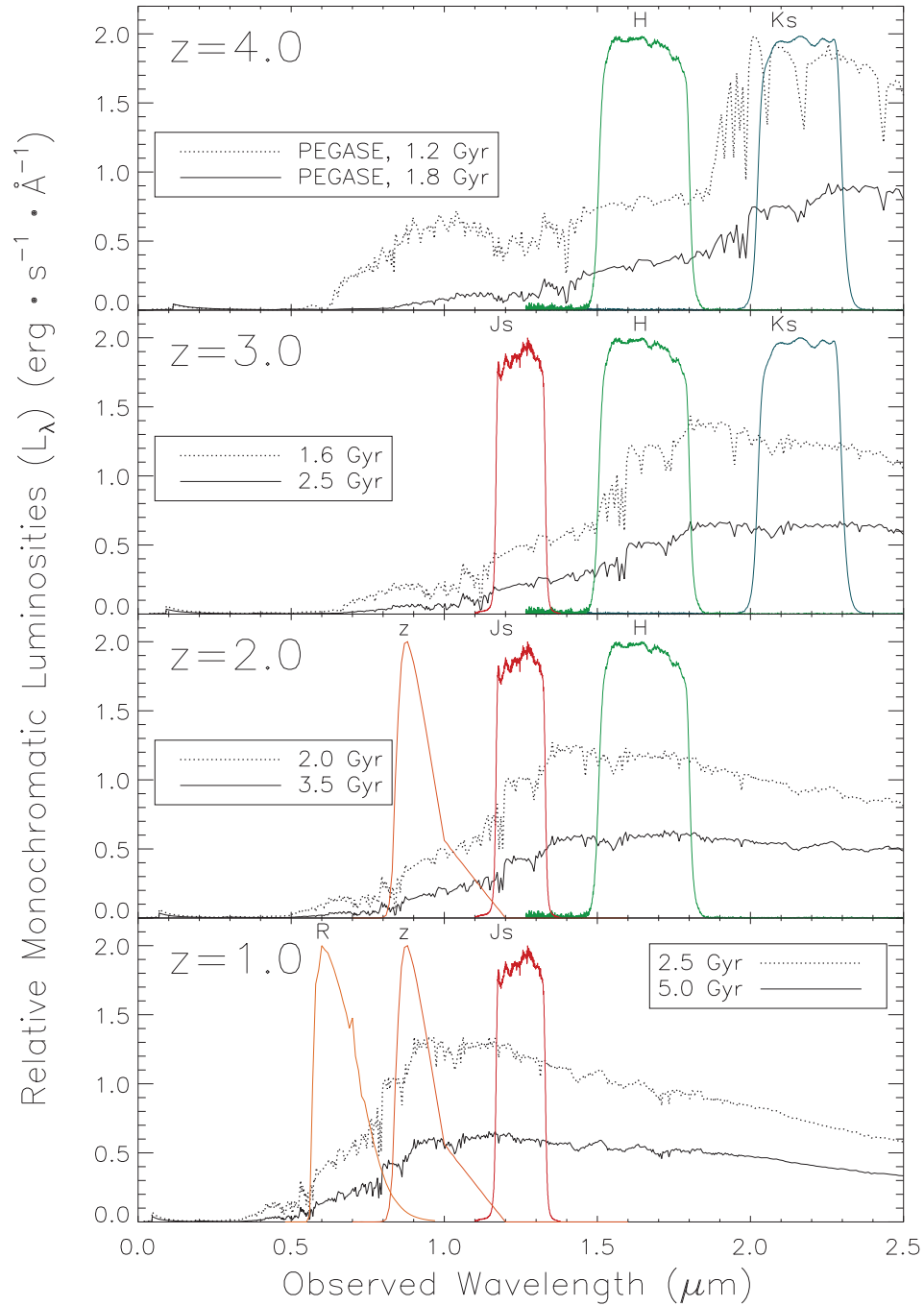


Figure 2.4 – Cette figure présente la position des bandes larges en fonction du redshift de la galaxie modélisée à l'aide du code d'évolution PEGASE.2. On voit bien ici le décalage progressif de la discontinuité à 4000 \AA en fonction du redshift.

ont été observées par FORS, un imageur polarimétrique au VLT (Buchard, 2008). Ces observations apportent une information qui s'avère essentielle sur la contribution du continu quasar diffusé.

2.1.3.5 Rayons-X

Une partie des sources de notre catalogue ont été observées avec les satellites *Chandra* et *XMM-Newton*. Ces données sont extrêmement intéressantes pour la caractérisation de l'AGN. Une partie de ces données sont déjà publiées (Overzier et al., 2005) mais ne les utilisant pas dans cette thèse, on ne rentrera pas dans le détail. Une future étude incluant ces données est envisageable pour la caractérisation du statut d'évolution de l'AGN.

§ 2.2 LE PROJET HERGÉ, LES DONNÉES *Herschel*

Les données *Spitzer* ont révélé que les radio galaxies sont très brillantes dans l'infrarouge moyen, révélant une poussière chaude, proche de sa température de sublimation, impliquant un important chauffage de l'AGN (Ogle et al., 2006; Leipski et al., 2010; De Breuck et al., 2010; Rawlings et al., 2013). Comme mentionné précédemment, les radio galaxies sont aussi associées avec de brillantes contreparties dans le domaine submillimétrique, suggérant d'intenses épisodes de formation d'étoiles (Archibald et al., 2001; Reuland et al., 2004). Les observations *Herschel* ont permis de compléter continûment le domaine de transition entre ces deux régimes. Ainsi, les radio galaxies apparaissent comme des objets idéaux pour tester la connexion entre les émissions thermiques provoquées par le chauffage de la poussière induit (i) par l'accrétion de matière sur le trou noir central (ii) par les jeunes étoiles massives associées à la formation d'étoiles. Ainsi le projet initialement nommé SHzRG a-t-il été renommé en "projet HeRGÉ" pour "*Herschel* Radio Galaxy Evolution".

Avec la couverture complète de l'infrarouge, on peut mesurer l'émission totale infrarouge de chacune des composantes et avoir une information sur la luminosité bolométrique de ces galaxies, puisque elles sont supposées émettre la plupart de leur énergie dans ce domaine. On projette également, par la séparation de chaque contribution, de calculer l'histoire de la formation d'étoiles et probablement le taux d'accrétion du trou noir supermassif de façon plus précise. Pour finir, on pourra explorer l'effet de l'AGN sur la galaxie hôte et tester les modèles de rétroaction actuellement utilisés dans les simulations et les comparer à d'autres observations à différentes longueurs d'onde.

§ 2.3 LES OBSERVATIONS *Herschel*

Ces données proviennent du programme HeRGÉ incluant 28h d'observations avec le télescope spatial *Herschel* effectuées en 2011-2012 (PI : N. Seymour). Cette proposition consiste en une observation systématique des 70 radio galaxies de l'échantillon défini dans le chapitre précédent avec les instruments PACS et SPIRE (c.f. page 12 de l'article présenté en section 2.4 pour la liste complète). On décrira dans les prochaines sections les caractéristiques et les différentes étapes de la réduction de données ainsi que le calcul des flux et de leurs erreurs. On ne présentera ici que la philosophie générale de la réduction de données. Pour les détails à propos des différents paramètres choisis lors du traitement d'images ainsi que les flux calculés et leur incertitudes, nous invitons le lecteur à se référer à l'article présenté en section 2.4.

2.3.1 Le satellite *Herschel*

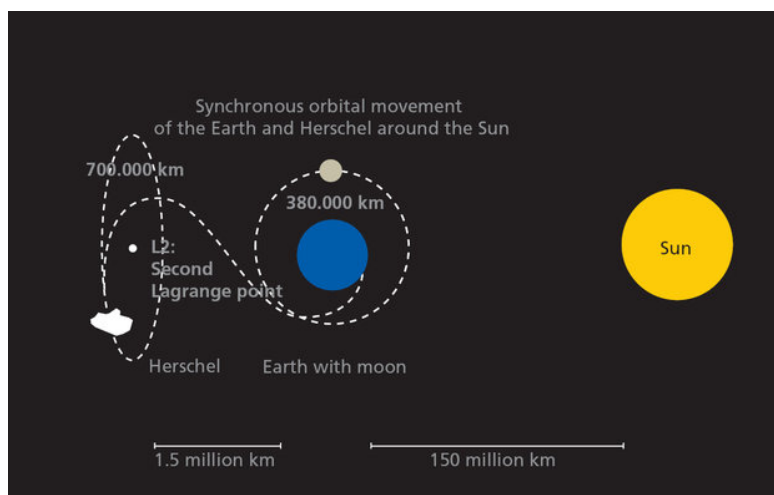


Figure 2.5 – Schéma de l'orbite d'*Herschel*.

Lancé le 14 Mai 2009 simultanément avec le satellite *Planck*, ce télescope présente une révolution pour l'astronomie moderne pour bon nombre de raisons. La première et peut-être la plus importante, il présente un accès à un domaine de longueur d'onde inaccessible jusqu'alors pour l'astronomie extragalactique (60-700 μm). Cette mission a été retenue dans le cadre du projet "Horizon 2000" conçu par l'ESA durant les années 80. *Herschel* (Pilbratt et al., 2010) est une des missions les plus ambitieuses et coûteuses de l'histoire de l'ESA, avec un total de plus d'un milliard d'euros investis à ce jour dans la mission. Cette mission est le résultat d'une collaboration internationale, menée principalement par l'ESA avec une importante participation de la NASA et d'autres laboratoires à travers le monde. Ce télescope, orbitant au point de Lagrange L2 (Figure 2.5), consiste en trois instruments : HIFI, PACS et SPIRE. Nous reprendrons plus tard les caractéristiques

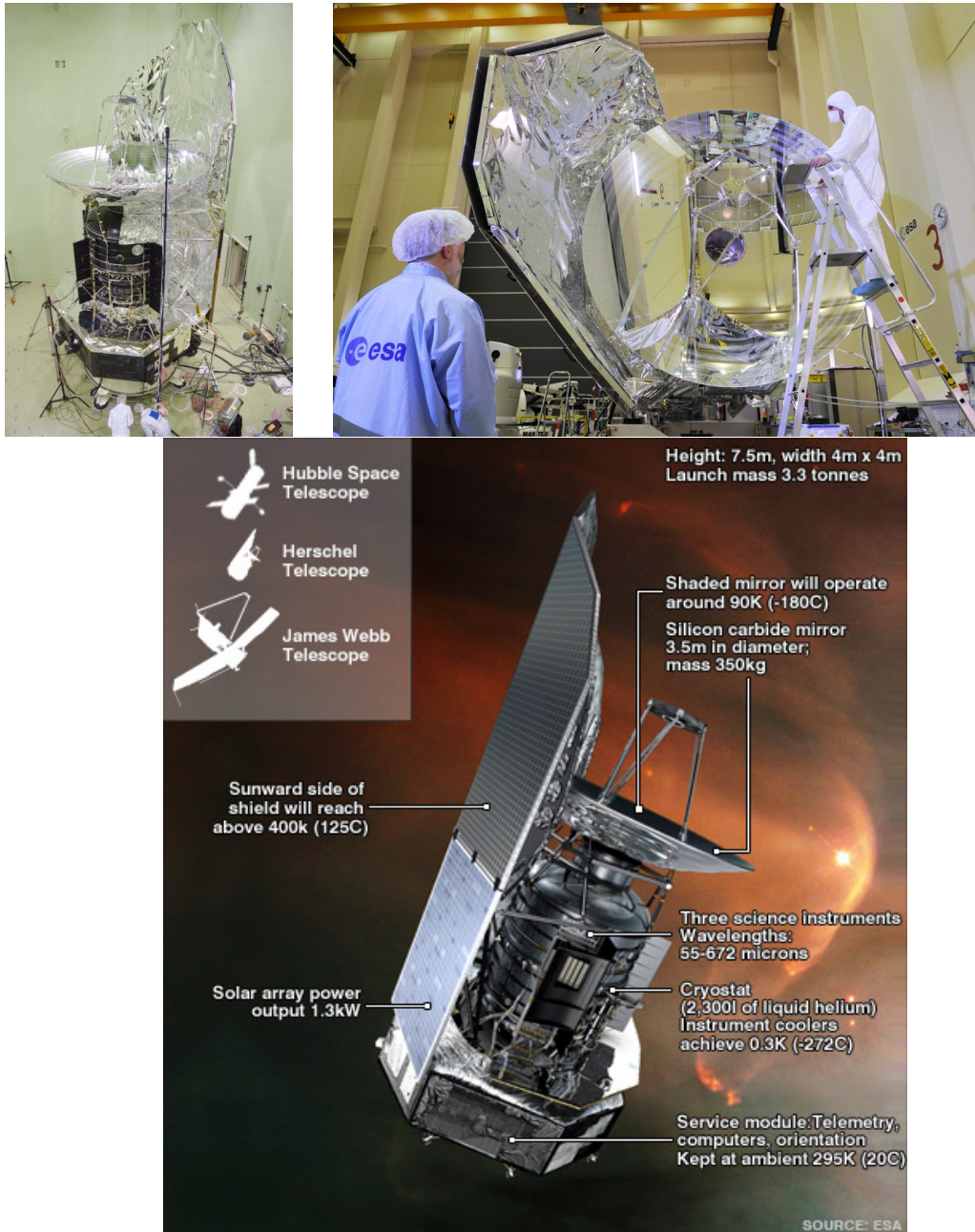


Figure 2.6 – Satellite Herschel

Table 2.1 – Principales caractéristiques du télescope spatial *Herschel*.

| | |
|-------------------------------|---------------------------------------|
| Diamètre miroir | 3.5m |
| Température télescope | <90K |
| Émissivité du télescope | < 4% |
| Précision pointage abs/rel | 3.7"/0.3" |
| Instruments scientifiques | 3 |
| Débit de données scientifique | 130kbps |
| Durée de vie du cryostat | ~4 ans |
| Hauteur/largeur | ~7.5m/4m |
| Masse au lancement | ~ 3.3 tonnes |
| Puissance | 1500W |
| Orbite | "grande" Lissajous autour du point L2 |
| lanceur (avec <i>Planck</i>) | Ariane 5 ECA |

de PACS et SPIRE, car les données analysées dans cette thèse proviennent de ces instruments. On mentionne ici brièvement HIFI, pour Heterodyne Instrument for Far Infrared (de Graauw et al., 2010), un spectromètre à haute résolution couvrant les fréquences 480-1250GHz (670-240 μm) et 1410-1910 GHz (210-160 μm).

Le tableau 2.1 résume les principales caractéristiques du satellite. L' image 2.6 illustre son imposante taille et plus particulièrement celle de son miroir (3.5m de diamètre) pendant la phase d'intégration (en 2008). Comme cité précédemment, cette mission est unique sur plusieurs aspects. La figure 2.7 représente la couverture et la sensibilité typique atteinte par *Herschel*. On peut immédiatement remarquer que la couverture spectrale unique apportée par *Herschel* est en directe complémentarité avec les précédents et futurs projets (*Spitzer*, ALMA, *JWST*). De plus, la prochaine mission susceptible de couvrir le même domaine spectral est la mission SPICA (Swinyard et al., 2009), qui ne sera pas lancée dans un avenir proche (>2025). *Herschel* restera donc pendant une bonne dizaine d'années, le seul moyen de posséder des données dans l'infrarouge lointain. ALMA (Brown et al., 2004) dans ses bandes à plus hautes fréquences présente un recouvrement avec la couverture d'*Herschel* mais requiert une météo excellente, les observations seront donc plutôt ponctuelles. Les objectifs scientifiques d'*Herschel* sont multiples, de l'observation de Saturne jusqu'à l'étude des plus lointains objets connus, aux confins de l'Univers. Le projet lié à la thèse présentée ici tire principalement parti de la couverture spectrale continue entre *Spitzer* et les télescopes sub-millimétriques au sol, en vue de l'étude de l'émission thermique de la poussière.

2.3.1.1 Bolomètres

PACS et SPIRE utilisent tous deux la même technologie de détection. Les deux instruments sont constitués d'un ou plusieurs capteurs utilisant des bolomètres. On décrit ici brièvement leur fonctionnement (c.f. figure 2.8). Le principe est de placer un absorbant vers une région du ciel, avec une capacité d'absorption C. La chaleur absorbée est

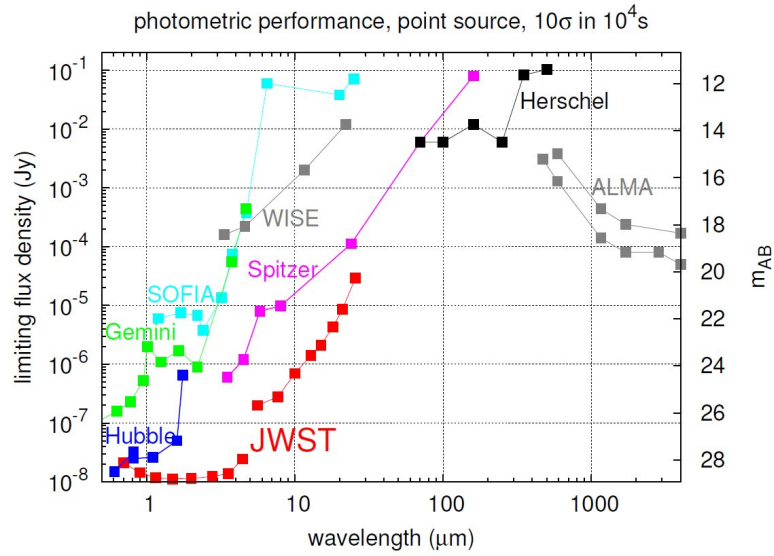


Figure 2.7 – Sensibilité d’Herschel comparée aux autres télescopes, pour la mesure du flux de sources ponctuelles.

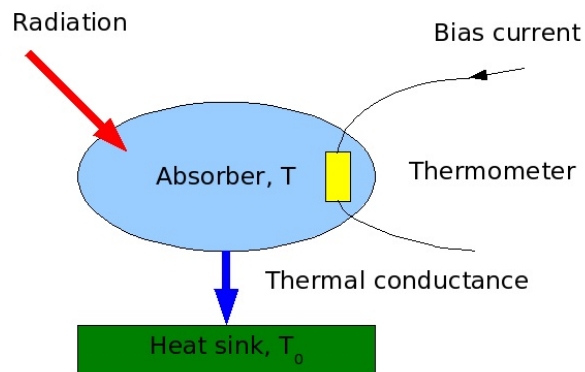


Figure 2.8 – Schéma de fonctionnement d’un bolomètre (Source : ESA).

Table 2.2 – *Caractéristiques principales des bolomètres PACS. Les filtres "bleu" et "vert" sont observés sur le même détecteur, expliquant les caractéristiques identiques.*

| Channels | "Bleu" | "Vert" | "Rouge" |
|--|----------------------|----------------------|-----------------------|
| Captor size [pixels] | 64×32 (8 détecteurs) | | 32×16 (2 détecteurs) |
| PSF (FWHM) [arcsec] | 5.6 | 6.8 | 11.2 |
| Pixel angular size [arcsec] | 3.2" | | 6.4" |
| Wavelength [μm] | 60-85 μm | 85-125 μm | 125-210 μm |
| Point source detection limit (5σ , 1h) | ~5 mJy | | ~10 mJy |

ensuite redirigée vers une référence à température fixe (T_0) par une conductance thermique. Un thermomètre est attaché à l'absorbant, et une intensité fixée est envoyée afin de l'amener à une température légèrement supérieure à T_0 . Ainsi, à chaque instant la chaleur emmagasinée par l'absorbant est la somme de chaleur amenée par le courant et la source de chauffage. La résistance changeant en fonction de la température, toute variation mesurée de tension, correspond à un changement de température de la source visible par l'absorbant.

2.3.1.2 PACS

PACS, pour "Photodetector Array Camera and Spectrometer" (Poglitsch et al., 2010), est un instrument couvrant le domaine 60-210 μm . On se focalise ici sur la fonction imagerie de cet instrument, car il propose également un mode IFU (Integral Field Unit) qui n'a pas été utilisé dans nos observations.

En mode imagerie, PACS est capable d'observer simultanément dans deux canaux, un "rouge" et un "bleu" grâce à la présence d'une lame dichroïque sur le chemin optique. Le canal "bleu" est subdivisée en deux filtres, centrés à 60 et 100 μm , respectivement nommés "bleu" et "vert" afin d'éviter toute confusion. La bande "rouge" ne contient qu'un seul filtre à 160 μm . Cette configuration spéciale implique (i) que pour obtenir un relevé d'une aire donnée dans les 3 bandes, le filtre 160 μm observe deux fois plus longtemps comparé aux filtres "bleu" et "vert" (ii) si le même temps d'observation veut être atteint sur les filtres, on doit sacrifier soit le filtre "bleu" soit le filtre "vert". Le tableau 2.2 résume les caractéristiques principales de PACS et la figure 2.9 présente l'une des caméra.

2.3.1.3 SPIRE

SPIRE, pour "Spectroscopic and Photometric Receiver" (Griffin et al., 2010) est un instrument couvrant le domaine 200-700 μm . SPIRE possède un mode spectroscopique, désigné sous le terme SPIRE-FTS qui ne sera pas abordé ici. En imagerie, SPIRE est capable d'observer simultanément trois bandes, respectivement centrées à 250, 350 et 500 μm .

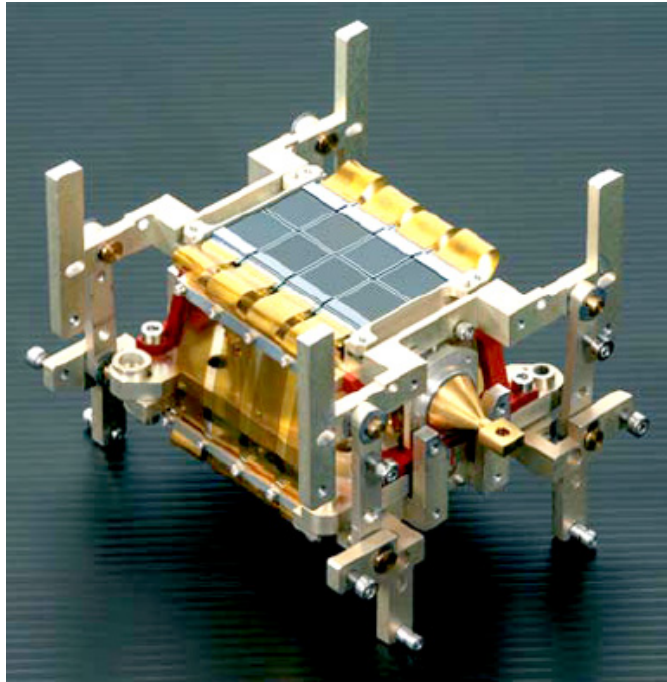


Figure 2.9 – Photographie des bolomètres à courte longueur d'onde (blue channel) de l'instrument PACS.

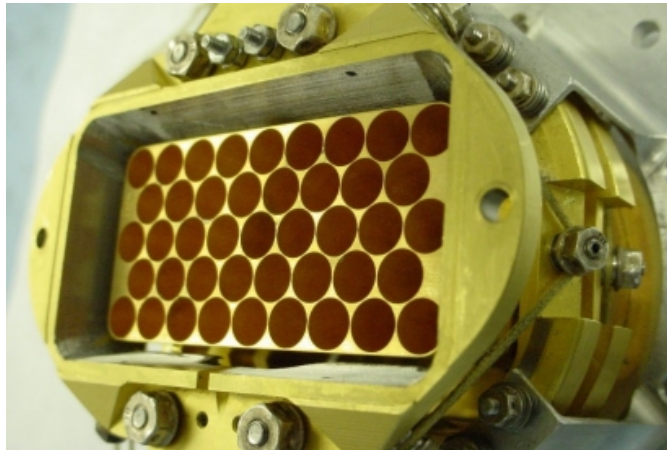


Figure 2.10 – Photographie des cornets acoustiques du récepteur à $500\ \mu\text{m}$ de l'instrument SPIRE.

Table 2.3 – *Caractéristiques principales des bolomètres SPIRE.*

| | PSW | PMW | PLW |
|---------------------------------------|-------------------|---------------------|-------------------|
| Wavelength | 250 μm | 350 μm | 500 μm |
| Resolution($\lambda/\Delta\lambda$) | 3.3 | 3.4 | 2.5 |
| Field of view | | $\sim 4' \times 8'$ | |
| Beam size (FWHM) | 18.2" | 24.9" | 36.3" |

2.3.2 Stratégie d'observation

La stratégie d'observations d'*Herschel* n'est pas la même que dans l'optique ou le proche infrarouge, où le télescope pointe vers une région du ciel pour un temps d'intégration donné. Pour le mode imagerie, *Herschel* effectue des scans successifs d'une région du ciel. Présentant un certain nombre d'avantages, cette technique possède également des défauts. Par exemple, chaque région du ciel sera observée par plusieurs pixels du capteur, permettant une meilleure caractérisation des effets instrumentaux sur le flux de la source. En contrepartie, le télescope intègre tout en décrivant une trajectoire rectiligne à vitesse constante. Ceci nécessite de multiples corrections de trajectoire afin de couvrir de manière homogène une aire donnée. Ainsi, pour les données brutes, on parlera non pas de pixels mais de "timelines". Ces "timelines" représentent le flux reçu au cours du temps (donc du déplacement) par chaque élément de la caméra.

2.3.3 Réduction de données

Du fait de cette stratégie d'observation, la réduction des données s'effectue de manière spécifique. Elle est divisée en niveaux, traités individuellement lors de la réduction. Il existe jusqu'à quatre niveaux, allant des données brutes directement téléchargées du satellite (level 0) jusqu'aux images scientifiques (level 2 ou level 2.5).

2.3.3.1 HIPE

HIPE (Ott, 2010), pour "Herschel Interactive Processing Environment", est un logiciel de traitement spécifiquement construit pour répondre aux contraintes induites par la conception du télescope et des stratégies d'observations. Brièvement, ce logiciel exécute des scripts, écrit dans le langage informatique Jython (mélange de Python et de Java). L'utilisateur a accès dans un premier temps à un certain nombre de scripts dépendants du type d'observations et de l'objectif scientifique recherché. La particularité de la réduction de données *Herschel* tient dans le fait que le pipeline n'utilise pas de fichier en format FITS, le format de données standard en astronomie. Toute l'information est stockée dans une meta-structure (c.f. figure 2.11), enregistrant nombre d'informations mais permettant une gestion de mémoire améliorée. Cette sauvegarde d'informations est uniquement lisible et manipulable par HIPE. Cependant, des images en format FITS peuvent être générés à certains points de la réduction pour appliquer ensuite des méthodes conventionnelles.

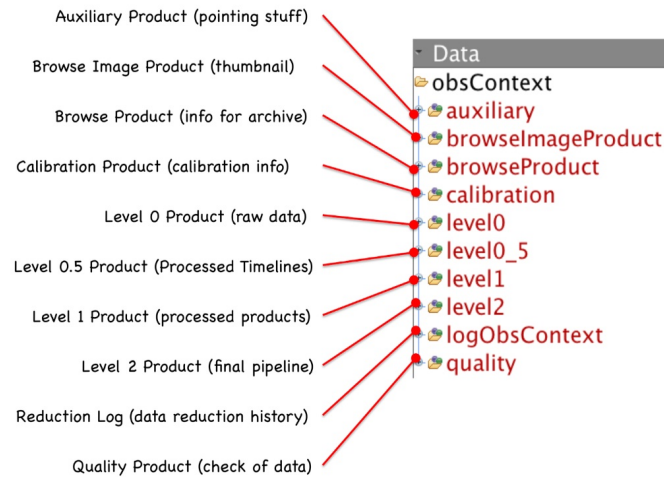


Figure 2.11 – Schéma de la structure stockant les données provenant d'Herschel (Source : ESA)

2.3.3.2 PACS

Les observations PACS consistent dans notre cas à deux mini-scans centrés sur l'objet d'intérêt. Par la couverture spatiale, on obtient ainsi une image avec un bruit croissant vers l'extérieur. La figure 2.12 illustre les différentes trajectoires et l'aire de couverture. On obtient une zone d'environ 50 arcsec au centre avec une couverture homogène. On rappelle qu'on ne présente ici que la philosophie de réduction de données appliquée sur nos observations. Chaque stratégie, objectif scientifique, information recherchée présente des variations. On utilise ici la réduction proposée par le pipeline *deep miniscan*. Nous référons le lecteur à l'article présenté en chapitre 2.4, pour les valeurs exactes des différents paramètres.

Un paramètre essentiel à propos de PACS doit toujours être gardé à l'esprit. Comme chaque instrument, les mesures sont affectées par du bruit. Cet effet peut-être extrêmement important et nécessite un traitement particulier pour retrouver le signal d'origine. De plus, PACS est fortement affecté par du bruit *corrélé*. Les bolomètres n'étant pas indépendant, le bruit généré de pixel à pixel est inter-connecté. Ceci augmente considérablement la difficulté du calcul de propagation des erreurs, qui devient alors non trivial. Une étude concernant le calcul de ce bruit corrélé avait été originellement planifiée mais a été abandonnée. Cependant, plusieurs groupes (notamment PEP pour "PACS Evolutionary Probe") ont quantifié précisément l'effet de la réduction sur les images finales. A l'exception de ces études, il n'existe à l'heure actuelle aucun moyen formel d'obtenir l'incertitude finale sur les images PACS, avec la prise en compte de ce bruit corrélé. Il a cependant été montré que pour certaines valeurs de paramètres, on peut réduire l'impact de celui-ci. Lors de notre réduction on a préférentiellement choisi ces valeurs de paramètres, précisés dans l'article présenté en section 2.4.

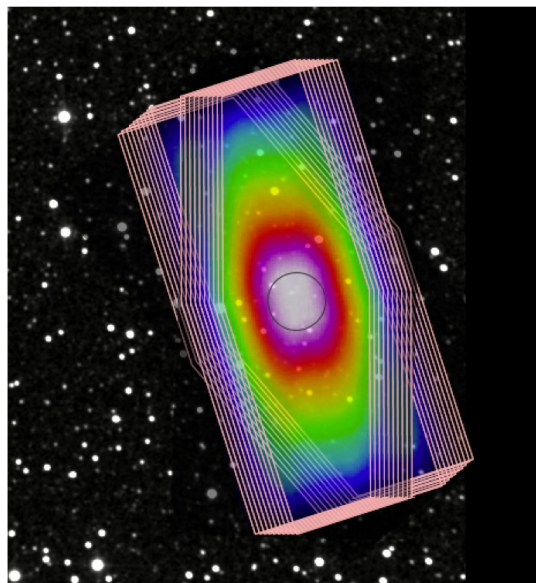


Figure 5.8. Coverage map for 2 mini scan-maps at array angles of 70 and 110 degrees. The homogeneous, high-coverage area (circle) is about 50 arcsec in diameter.

Figure 2.12 – *Trajectoires empruntées par Herschel lors de des deux miniscans et couverture finale en fonction de la position.*

Level 0 Cette première étape fixe les différents paramètres nécessaires pour la réduction. Les entrées sont les filtres, le *hpfradius*, l'ObsID et quelques autres paramètres comme la taille finale des pixels. En premier lieu, l'ObsID permet d'identifier l'observation qui nous intéresse. Ensuite, sachant que les observations sont menées simultanément dans deux filtres (rouge et bleu/vert), il faut préciser quels filtres sont utilisés. Le *hpfradius*, pour *high pass filtering radius*, correspond au nombre de "readouts" pris simultanément pour le filtrage du bruit. Ce filtrage a pour effet de retirer une valeur médiane dans les "readouts". Dans cette partie, on définit également la taille finale des pixels dans chaque filtre. La valeur *pixfrac* est aussi déterminée ici. Elle représente la taille d'un sub-pixel lors de la projection des données sur une grille (drizzling). Un masque est aussi défini dans cette section afin de protéger la source d'intérêt d'une soustraction de signal au moment de l'application de la médiane lors du filtrage. Plusieurs types de masques sont disponibles (cercle centré sur une position, en fonction d'un catalogue déjà établi, en fonction du S/N dans la carte). Dans notre cas, nous connaissons la position précise (<1 arcsec) de chaque source grâce à de précédentes observations radio. On applique donc un masque centré sur les coordonnées de la radio galaxie.

Level 0.5 Dans cette étape, on télécharge les données depuis le serveur HSA (*Herschel Science Arxiv*) ou localement, depuis le disque dur. On récupère également des informations sur les éphémérides, les données de pointage, les données instrumentales propres à PACS ("bad pixels", pixels saturés), les fichiers de calibration et les observations. Toutes

ces informations sont stockées dans la méta-structure.

Level 1 On commence la réduction des données. La première étape est l'application du filtrage *MMTDeglitching* (MMT pour Multiresolution Median Transforms). L'application d'un masque est également possible pour "protéger" le flux de la source du filtrage. Il est important de bien différencier le *MMTDeglitching* et le *high pass filtering*, qui, ayant tous deux pour fonction l'amélioration des données, ne fonctionnent pas de la même façon. Le *MMTDeglitching* permet principalement de retirer des sources très brillantes et très ponctuelles dans les "timelines", comme les rayons cosmiques par exemple.

Ensuite, vient l'application du "flat" et l'astrométrie (RA et Dec) à chaque pixel. On termine ainsi, avec des données corrigées des plus importants effets instrumentaux.

Level 2 Cette étape applique principalement différents filtres sur les données en vue de l'obtention de l'image finale. C'est dans cette étape que le *high pass filtering* est appliqué. Celui-ci a été créé afin de filtrer une partie du bruit des données. Il retire le bruit à basse fréquence, où il présente la plus forte corrélation. Cependant, ce filtrage à un coût, il filtre également le signal de nature étendue. Dans le cas de l'étude de sources ponctuelles, comme dans notre cas, cet effet n'est pas critique. Cependant pour des études sur la distribution de poussière dans les filaments par exemple, ce filtrage devient critique et la réduction/interprétation demande une grande attention.

Comme expliqué précédemment, le masque est ici crucial afin de protéger le signal lié à la source. On utilise ici le masque centré sur les coordonnées de la radio galaxie. Éventuellement, un *MMTDeglitching* peut être également appliqué à ce moment dans les données, mais est optionnel s'il a été appliqué en Level 0.

Ensuite, la projection des "timelines" en pixel est effectuée en fonction des paramètres précisés plus tôt. Plusieurs options sont également disponibles pour la projection. On crée ici une grille de coordonnées spécifiques, appliquée à tous les scans. Ainsi on possède exactement les mêmes coordonnées par pixel, facilitant la future co-addition des images.

Les images atteintes à ce niveau sont scientifiquement exploitables. La réduction à proprement parler s'arrête ici. La dernière étape proposée dans la prochaine section ne sert que pour les programmes comportant plusieurs "scans". Il est possible de générer à ce moment de la réduction, des fichiers en format FITS parfaitement utilisables par des logiciels plus conventionnels.

"Level 2.5" Cette dernière étape consiste à créer une mosaïque, en co-additionnant toutes les sous-images obtenues par la réduction de données précédemment décrite pour créer l'image finale. Dans notre cas, il s'agit de 2 sub-scans dans chaque filtre, pour former l'image finale. La co-addition s'effectue sans interpolation ni aucun "drizzling" car on a pris soin de générer des grilles de coordonnées identiques lors de la projection des images dans la section précédente.

2.3.3.3 SPIRE

La réduction de SPIRE reste dans l'ensemble plus simple que la réduction des données PACS. On décrit dans les prochaines sous-sections, la philosophie de réduction des données. Pour les détails concernant les paramètres utilisés, nous reportons le lecteur à l'article présenté en section 2.4. Comme pour PACS, dépendant de l'objectif scientifique, la réduction présente différentes "saveurs". On utilise ici la version *photometer small map* du pipeline proposé par *HIPE*. Nous invitons le lecteur à se reporter à l'article présenté en section ???. De façon similaire à PACS, SPIRE scanne une aire donnée. On montre un exemple de la couverture finale avec les trois bandes dans le cas du "small mapping mode", utilisé dans ces observations en figure 2.13.

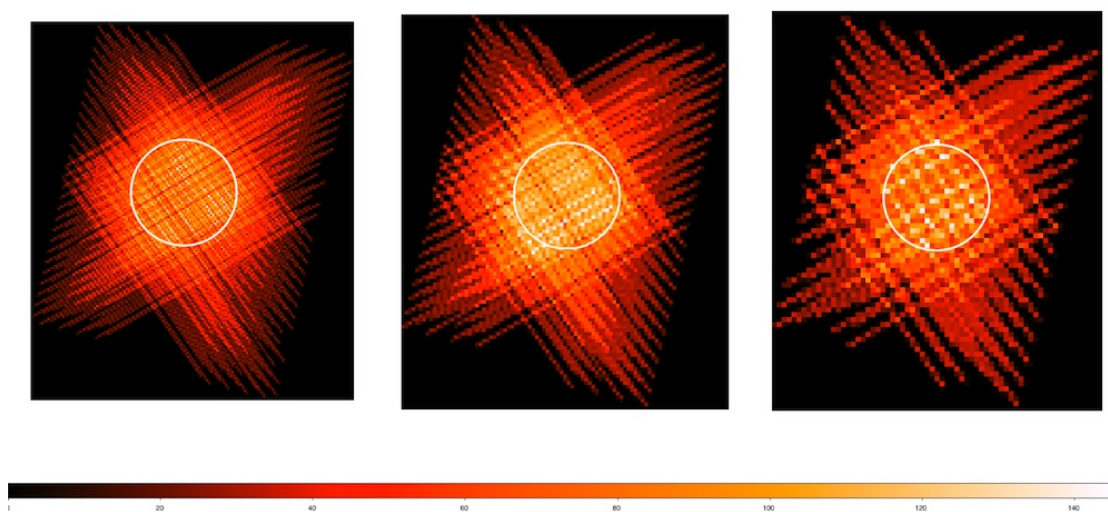


Figure 2.13 – Cartes de couverture des trois bandes SPIRE, de gauche à droite : 250, 350 et 500 μm . On remarquera les "patterns" en croix, provenant de la redondance des données, le satellite décrivant plusieurs trajectoires presque perpendiculaires. On notera ici les "turn around" hors de la zone centrale (c.f. texte).

Level 0 De façon similaire au level 0 de PACS, cette étape recouvre principalement les données depuis le HSA (centre d'archives) ou du disque local de l'utilisateur. Il définit également certains paramètres de la réduction. C'est à ce moment que l'on décide de la prise en compte pour la réduction des "turn around", qui sont les débuts des trajectoires du télescope. L'avantage de prendre en compte ces "turn around" est l'augmentation de la couverture spatiale par un facteur significatif (c.f. figure 2.13). Cependant, le coût de cette augmentation est la non-redondance de ces zones externes, entraînant des trous dans la carte finale et donc une sensibilité plus faible. Ceci peut influencer la procédure de *destripping* et peut influencer la photométrie. Dans notre cas, on ne s'intéresse qu'à l'objet central, on ne prendra donc pas en compte cette couverture supplémentaire, mais

celle-ci peut s'avérer extrêmement utile en cas d'étude de l'environnement dans le cadre de comptage des sources.

Level 1 Cette étape assemble les "timelines" en un tout, et les associe à des coordonnées. Les données sont également corrigées de divers effets instrumentaux.

L'un d'eux, les sauts thermiques du détecteur, peuvent introduire des artefacts dans les images finales. Ces sauts, quoique non-fréquents, sont donc recherchés et masqués. Ensuite arrive une partie importante, semblable à PACS : le *deglitching*. Cette étape est particulièrement sensible car elle influence les données finales. Elle se trouve exécutée en deux étapes. Une première étape utilisant le *concurrent deglitching* filtrant les "glitches" présents sur les détecteurs, dus aux cosmiques. La première étape utilise la redondance spatiale pour détecter de façon certaine ces artefacts. Dans un second temps, le *wavelet deglitcher* est appliqué sur les données afin de corriger les "glitches" restants. Ce "deglitcher" utilise un algorithme de filtrage dans l'espace de Fourier. Les prochaines étapes corrigent pour le temps de réponse de l'électronique de pointage et des capteurs, du changement de température au cours de l'observation. Les "timelines" sont ensuite associées à leurs coordonnées respectives, et une dernière correction sur d'éventuels décalages sur l'horloge interne est appliquée. Il est important de noter qu'à ce niveau, les données sont toujours dans leur forme temporelle (non-spatiale, i.e. non visible sous forme d'image) mais sont déjà calibrées.

Level 2 Cette étape projette les données temporelles en leur équivalent spatial. Avant la projection, on effectue une dernière opération afin de corriger les effets systématiques de bolomètre à bolomètre. Cette procédure de "*destripping*" soustraie une valeur médiane dans chaque bolomètre afin de retirer les effets systématiques dus à la variation de température et à l'instabilité de l'électronique d'un détecteur à l'autre, provoquant l'apparition de raies artificielles sur les cartes finales, pouvant influencer la photométrie.

Finalement, l'image est créée, utilisant le mode "Naive mapper", le mode projetant simplement les données sur une grille de coordonnées en fonction de taille de pixels pré-définie. Plusieurs outils de projection existent cependant, comme *Madmap* (Cantalupo et al., 2010) ou encore *Scanamorphose* (Roussel, 2012). Chacun possède avantages et inconvénients, que nous ne traiterons pas ici, ces outils n'étant pas utilisés.

2.3.4 Photométrie

À la fin de ce processus de réduction, on peut maintenant calculer un flux pour la radio galaxie. Ici deux cas se distinguent, le cas où la source est isolée ou le cas de sources multiples dans un rayon donné autour des coordonnées de la radio galaxie.

2.3.4.1 Vérification visuelle

Cette partie, bien qu'essentielle, est particulièrement longue mais permet une amélioration considérable des données en "surpassant le bruit de confusion". Le bruit de confusion est une limite relative à la résolution. En effet, à la résolution limite de chaque instrument,

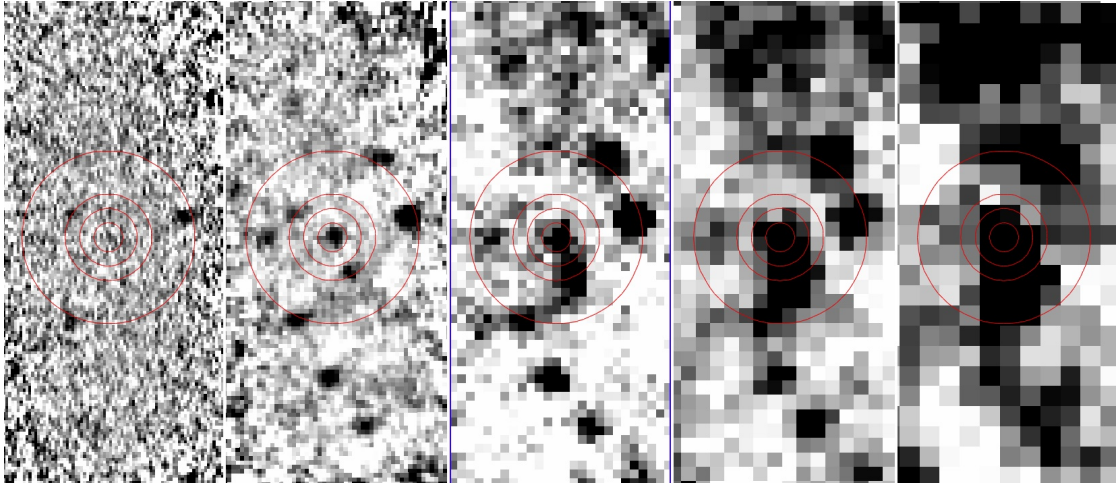


Figure 2.14 – *FITS* centré sur la radio galaxie *4C 41.17* à $z=3.8$. De gauche à droite, *PACS* ($70 \mu\text{m}$), *PACS* ($160 \mu\text{m}$), *SPIRE* ($250 \mu\text{m}$), *SPIRE* ($350 \mu\text{m}$) et *SPIRE* ($500 \mu\text{m}$). Les images sont à la même échelle, on remarque bien la dégradation progressive de la résolution. On aperçoit également l’effet de “blending” avec une source proche au sud de la radio galaxie. Les cercles ont respectivement de l’intérieur à l’extérieur, un rayon de 10, 20, 30 et 60 arcsec et sont également centrées sur la radio galaxie.

il est impossible de dire si le flux de chaque pixel provient d’une seule source. Cette effet est d’autant plus important que la résolution est faible. De façon plus concrète, à la résolution de *PACS* (5.3-11 arcsec), il est nettement moins probable d’être affecté par cet effet que dans *SPIRE* ($500 \mu\text{m}$) possédant une résolution de ~ 35 arcsec. Cet effet dans la recherche de sources à une longueur d’onde donnée dans un champ du ciel est crucial. Cependant, utilisant la couverture multi-longueur d’onde et la connaissance de la position de la radio galaxie à l’arcsec près, une procédure permet de “s’affranchir” de cette limite. Le postulat important ici est que chaque SED présente une augmentation du flux au-delà $24 \mu\text{m}$. Ainsi en tirant partie de la bonne résolution de *MIPS* ($24 \mu\text{m}$), on peut estimer si une source présente à côté de la radio galaxie dans *MIPS*, peut éventuellement contribuer au flux total à plus grande longueur d’onde.

Pour chacune des 70 radio galaxies, on a effectué cette vérification visuelle plusieurs fois en plaçant conjointement les images *MIPS* ($24 \mu\text{m}$), *PACS* ($70 \mu\text{m}$), *PACS* ($160 \mu\text{m}$), *SPIRE* ($250 \mu\text{m}$), *SPIRE* ($350 \mu\text{m}$) et *SPIRE* ($500 \mu\text{m}$). La figure 2.14 illustre cet exemple pour la radio galaxie *4C 41.17* à $z=3.8$. Pour chaque source dans un rayon de 30 arcsec autour de la position de la galaxie, on note ses coordonnées que nous utiliserons plus tard (cf section 2.3.4.3). Pour chacune de ces sources on regarde ensuite aux mêmes coordonnées à plus grande longueur d’onde. Si deux sources commencent à fusionner pour n’en faire qu’une (exemple figure 2.14), on appliquera une procédure spécifique décrite en section 2.3.4.3. Si tel n’est pas le cas, la source centrale (détectée ou non) est considérée comme isolée et on appliquera la procédure décrite en section 2.3.4.2. Cette efficacité est notamment due à la grande sensibilité de *MIPS*.

Un cas spécifique peut également être souligné. Il arrive que la source dans l'image MIPS ($24 \mu\text{m}$) n'apparaisse pas exactement ponctuelle, suggérant des multiples composantes. Dans ces rares cas, on descend en longueur d'onde et en résolution en comparant les image MIPS ($24 \mu\text{m}$) et IRAC ($4.5 \mu\text{m}$). Il devient alors parfois évident que la source est multiple et que le flux calculé dans les filtres *Herschel* sera très probablement la résultante de contributions multiples. Dans ce cas, on calcule normalement le flux à la position de la radio galaxie (par une des deux méthodes présentées en section 2.3.4.2 et 2.3.4.3), mais on définit ce flux comme étant une limite *supérieure*.

2.3.4.2 Source isolée

Pour les sources isolées, on applique simplement une photométrie dite "d'ouverture" centrée sur la position radio de la radio galaxie. De multiples programmes peuvent exécuter cette tâche. On utilisera ici, la "task" correspondante dans HIPE, *AnnularSkyAperturePhotometry*. L'idée principale est de calculer le flux dans plusieurs cercles concentriques à rayon défini. On a ici 3 cercles, le premier et plus petit intègre le flux présent dans l'aire du cercle et calcule un flux. Ce flux est ensuite corrigé de l'effet d'ouverture. En effet, chaque source ponctuelle peut être représentée par une gaussienne. Par cette correction d'ouverture, on corrige l'énergie perdue par la troncature des ailes de la gaussienne. Bien évidemment, plus le cercle défini est petit plus cette correction sera grande.

L'émission d'arrière-plan ainsi que le bruit du fond de ciel sont calculés dans l'aire entre les deux plus grands cercles. Si une émission d'arrière plan est détectée, elle est soustraite au cercle central pendant le calcul du flux. Ensuite la déviation standard des pixels permet de calculer le bruit du fond de ciel. Finalement, le bruit total est la combinaison de ce dernier bruit, du bruit de photons de la source et du bruit de lecture du capteur.

L'approximation faite ici (comme souvent en astronomie) est que les caractéristiques du bruit et de l'émission d'arrière plan sont supposées constantes dans la zone de mesure de la photométrie.

2.3.4.3 "Blended sources"

Dans le cas des "blended sources", on applique une procédure spécifique, utilisant le programme Starfinder (Diolaiti et al., 2000) décrit dans la section suivante. C'est ici que l'importance de la vérification visuelle apparait. Du fait de la résolution de PACS, ce programme n'est pas essentiel. Cependant, il devient extrêmement utile pour les données SPIRE.

2.3.4.4 Starfinder

Ce logiciel, provenant du traitement d'image en optique adaptative (Diolaiti et al., 2000), est capable de mesurer le flux d'un champ encombré, où les sources sont proches les unes des autres. Il utilise la technique de "PSF photometry", qui consiste à mesurer le flux

d'une source (à la condition qu'elle soit non-résolue) en fonction de la PSF de l'instrument. Cette PSF peut être mesurée directement sur le champ, en utilisant plusieurs sources brillantes ponctuelles, ou par l'introduction d'une PSF théorique.

Le code fonctionne de manière itérative, ajustant les sources, soustrayant leur flux de l'image, puis ré-ajustant les sources encore visibles au dessus d'un certain seuil au dessus du bruit. En quelques boucles, le code converge et donne un tableau contenant les informations de l'ajustement.

La particularité de ce code, est aussi la prise en compte a-priori de la position de la source. On ajoute donc les coordonnées relevées lors de l'examen visuel des sources ainsi qu'une valeur initiale du flux (on le définit ici comme la valeur du pixel aux coordonnées de l'objet). Après convergence, le code renvoie des valeurs de flux pour chaque source, ainsi que leurs coordonnées finales si un ajustement s'est avéré nécessaire. Le calcul du flux est dérivé de l'ajustement de la PSF sur chaque source, précédé de la soustraction d'une émission d'arrière-plan.

Malgré l'amélioration significative du calcul des flux par cette procédure, il reste un certain nombre de cas où le logiciel ne peut séparer deux composantes trop proches. En particulier lorsque celles-ci sont dans à une distance d'environ une FWHM de la PSF. Dans ces rares cas, on simplifie l'ajustement par une seule source, et on définit ce flux comme une limite supérieure.

2.3.5 Bruit sur les données

C'est ici la partie cruciale des données. On expliquera dans un premier temps l'estimation du bruit dans les données PACS, puis dans les données SPIRE. L'estimation de ce bruit sur les données est importante car elle permet de définir si une source est formellement détectée ou non.

2.3.5.1 PACS

Comme mentionné précédemment, du fait de la stratégie d'observation, de la conception de l'instrument, de la réduction de données et du produit final recherché, le calcul des incertitudes est une véritable gageure. De plus, aucune carte d'incertitude en fonction de la couverture spatiale n'est calculée dans HIPE (projet abandonné). Le seul moyen est donc de trouver une "recette" afin d'évaluer les incertitudes sur l'image finale. Plusieurs de ces recettes existent. On présentera ici, une adaptation d'une formule existante. On rappelle que le problème des données PACS est la présence de bruit corrélé. Cependant, toute la réduction expliquée précédemment, ainsi que les paramètres choisis lors de cette réduction sont dans l'optique de minimiser ce bruit. L'incertitude calculée dans cette section s'applique aussi bien aux objets isolés qu'aux objets "blended".

La meilleure méthode pour calculer une incertitude sur une carte donnée, est généralement d'effectuer la même photométrie d'ouverture que pour la source, mais de façon aléatoire sur la carte. Ainsi, calculant la déviation standard de toutes ces "fausses photométries", on obtient le bruit moyen sur l'image. Dans le cas de PACS, deux problèmes se heurtent à cette technique : la couverture non homogène (c.f. section 2.3.3.2) et le bruit corrélé.

L'idée est donc ici de garder cette philosophie mais de l'adapter au cas de PACS. La technique de ce calcul d'incertitude peut être résumée dans la figure 2.15. Au lieu d'appliquer un placement aléatoire des ouvertures, on les agence sur une géométrie hexagonale, afin de maximiser le nombre d'ouverture, sans chevauchement dans la zone de couverture homogène de PACS. On prend ensuite la déviation standard des flux calculés dans ces ouvertures comme l'incertitude sur la zone homogène.

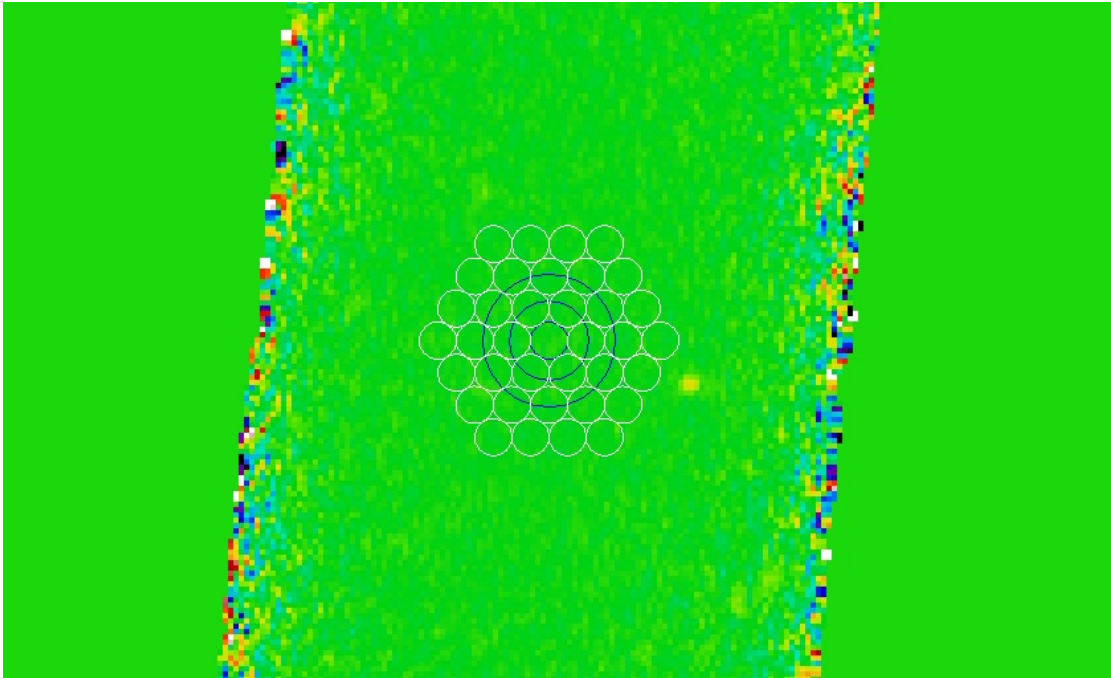


Figure 2.15 – Image illustrant la technique de calcul de photométrie pour PACS. L'image est centrée sur les coordonnées de la radio galaxie. L'Est est à gauche et le Nord en haut de l'image. le plus petit cercle bleu correspond à l'ouverture pour le calcul du flux. Les deux plus grands cercles bleus sont les cercles définissant l'aire pour le calcul du bruit et de l'émission d'arrière-plan. Ici ces cercles ne sont pas utilisés, mais reportés à titre d'indication. Pour le calcul du bruit, on utilise les cercles blancs, dont on notera les rayons, identiques à celui du petit cercle bleu, et l'organisation en grille hexagonale. C.f. texte pour plus de détails.

2.3.5.2 SPIRE

Dans le cas de SPIRE, cette étape est nettement plus triviale car la couverture est homogène sur tout le champ et le bruit n'est pas corrélé. On a cependant un autre problème : les images SPIRE présentent souvent des champs encombrés. Dépendant du cas (isolé ou "blended") on utilise une fonction de calcul différente. Dans le cas des sources isolées, on utilise la *skyaperturephotometry* comme décrit précédemment. Pour le cas des sources "blended", on calcule la déviation standard de toute la carte, en

appliquant au préalable une soustraction de l'émission d'arrière-plan résiduelle et un filtre à base de "sigma-clipping". Ce "sigma-clip" calcule la distribution des pixels sur l'image, calcule la moyenne, et supprime les pixels supérieurs à une limite donnée, par exemple 5σ . Ensuite, le calcul est répété plusieurs fois en supprimant au fur et à mesure les points hors de cette limite. En quelques itérations (généralement <5), cette procédure converge et donne une moyenne et sa déviation standard associée. On peut également vérifier cette moyenne avec une médiane, beaucoup moins sensible aux valeurs extrêmes présentes dans l'image.

§ 2.4 PROJET HERGÉ : THE *Herschel* GALAXY EVOLUTION PROJECT ; ARTICLE EN PRÉPARATION POUR LE JOURNAL A&A.

Les résultats sur les sources sont dans l'article "Projet HeRGÉ" (en préparation) et présenté en l'état dans cette section. Cet article présente les nouvelles données *Herschel* pour l'échantillon complet et propose quelques implications sur la physique de l'évolution des radio galaxies. En particulier, il présente la réduction de données de l'échantillon, le calcul des flux, l'analyse de la SED dans l'infrarouge et une première proposition de séparation des contributions AGN et SB par des "templates" observationnels de galaxies. Enfin, en utilisant des résultats précédents sur cet échantillon, comme la masse stellaire et la puissance radio, ainsi que des relations empiriques, les auteurs proposent une interprétation sur paramètres fondamentaux de l'évolution des radio galaxies.

Projet HeRGÉ: The *Herschel* Radio Galaxy Evolution Project [★]

The relative growth rate of black holes and their host galaxies

G. Drouart^{1,2,3} et al.

¹European Southern Observatory, Karl Schwarzschild Straße 2, 85748 Garching bei München, Germany

²Institut d'Astrophysique de Paris, 98bis boulevard Arago, 75014 Paris, France

³CSIRO Astronomy & Space Science, PO Box 76, Epping, NSW 1710, Australia

draft version, 25th April 2013

ABSTRACT

We present the results from a comprehensive survey of 70 radio galaxies at redshifts $1 < z < 5.2$ using the PACS and SPIRE cameras on-board the *Herschel Space Observatory*. Combined with existing mid-IR photometry from the *Spitzer Space Telescope* and published $870 \mu\text{m}$ photometry augmented with new observations obtained with LABOCA on the APEX telescope, our sample is now covered continuously from $3.6\text{--}870 \mu\text{m}$. The total infrared luminosities of these radio galaxies suggests that they are very (ultra- or hyper-) luminous infrared galaxies. We fit the infrared spectral energy distributions (SEDs) with a set of empirical templates which represent starbursts and another to represent heating of dust by active galactic nuclei (AGN). Our results from this fitting suggest that the SEDs of radio galaxies require dust heating by both AGN and starbursts but the luminosities of these two components are uncorrelated. Assuming empirical relations from the infrared luminosities of the SB and the AGN, we calculate the SFR and \dot{M}_{BH} with mass free assumptions. Our radio galaxies span a large range of accretion ($0.1\text{--}20 M_{\odot}\cdot\text{yr}^{-1}$) and star formation rate ($100\text{--}5000 M_{\odot}\cdot\text{yr}^{-1}$). Our sample also shows an increased activity both in SFR and \dot{M}_{BH} at $z > 2$. Finally, our radio galaxies appear possibly, with their accretion properties (SFR and \dot{M}_{BH}), as the transition region between the two extremes which are the SMGs and the quasars.

Key words. Galaxies: high redshift – Galaxies: active – Infrared: galaxies

1. Introduction

With the availability of deep multi-wavelength surveys, our understanding of the mechanism of formation and evolution of galaxies has made major progress. As we have filled out the galaxy mass distribution as a function of cosmic time, it has become clear that the most massive galaxies have formed early in the history of the Universe ($z > 5$; e.g. Thomas et al., 2005; Labbé et al., 2005). Not surprisingly, massive galaxies are often associated with the cores of galaxy clusters (e.g. Matthews et al., 1964; Galametz et al., 2012). At high redshifts, deep sub-mm observations suggest that massive galaxies have high flux densities, suggesting on-going, violent star formation (e.g. Hughes et al., 1998; Barger et al., 1998; Stevens et al., 2003; Chapman et al., 2005; Wardlow et al., 2011). Unfortunately, the sensitivity of wide-field bolometer arrays limits these studies to only the brightest sub-mm emitters (e.g. Weiß et al., 2009). These bright sub-mm galaxies (SMGs) frequently appear to be highly disturbed, which favors gas inflows driven by merger as the chief instigator for generating the high sub-mm fluxes observed (e.g. Somerville et al., 2001; Engel et al., 2010). Whether this intense starburst are indeed driven by mergers or by high rates of cold gas accretion is a question that is still debated (e.g. Noeske et al., 2007; Daddi et al., 2007; Tacconi et al., 2008).

In the meanwhile, cosmological simulations although successfully reproducing the large structures in the universe, fail to reproduce the galaxy local mass distribution (Kereš et al., 2009). In order to prevent an overproduction of massive galax-

ies, a feedback cycle is often invoked to regulate both galaxy and black hole growth. Since the mass of the black hole is proportional to the host galaxy mass (e.g. Gebhardt et al., 2000), it is logical for the AGN to play the primary role in driving the feedback cycle.

Large surveys, such as COSMOS, GOODS, SDSS, ECFDS, have allowed for a detailed, multi-wavelength investigation of the coordinated growth of blackholes and galaxies. While X-rays are tracing a direct accretion onto the black hole, the optical represents the emitted light transformed from the accreted material. Part of this light is scattered or absorbed by dust and reprocessed in the mid-IR. In $\sim 10\%$ of the cases (Best et al., 2005), radio jets are also seen, tracing a recent active phase of the central engine.

In this context, radio galaxies have the special characteristic of manifesting strong radio emission which may or may not correspond to a specific phase in the life of a supermassive black hole. The considerable amount of energy ($\sim 10^{44} \text{ erg s}^{-1}$) emitted in the optical and radio by the AGN can provide sufficient energy, to directly affect its host galaxy, expelling a significant part of the gas to prevent further star formation (Nesvadba et al., 2008). This is illustrated by mechanically driven winds in the optical, and the jet pushing through the ISM well beyond the outskirts of the hosts of these radio galaxies.

At lower redshift, radio galaxies are associated with massive elliptical galaxies present in the centre of clusters (Matthews et al., 1964). At higher redshift, whether these galaxies present elliptical morphology is less clear (e.g. van Breugel et al., 1998; Pentericci et al., 1999), but they are definitely within the most massive tail of the galaxy mass distribution (e.g. Rocca-Volmerange et al., 2004; Seymour et al., 2007; De Breuck et al., 2010). Recent results also find a trend for radio loud

[★] *Herschel* is an ESA space observatory with science instruments provided by European-led Principal Investigator consortia and with important participation from NASA.

AGN to lie in environments with high relative densities (Ramos Almeida et al., 2013; Galametz et al., 2012; Falder et al., 2010). Understanding how these cluster galaxies are formed and evolve is a key point in the understanding the build-up of large scale structure and massive galaxies.

While IRAS and ISO provided us with early tantalizing information about the evolution of far-IR emission in active galaxies, detailed studies of the IR SED properties of the high redshift AGN population only became possible due to the increased sensitivity provided by *Spitzer*. As the IR emission is a mixture of dust heated by both the stars and the AGN, the nature of the IR SED can be used to probe the relative growth of galaxies and supermassive black holes and how their growth rates are related (the “AGN starburst relation”). The short cooling time of the dust provides us with a snapshot of the heating rate of a galaxy (e.g. Draine, 2003). However, the peak of the IR spectral energy distribution where both heating of dust grains by AGN and star formation contribute was not covered by *Spitzer* nor ground-based sub-mm photometry for distant galaxies (e.g. Archibald et al., 2001; Reuland et al., 2004). *Herschel* however provides us the first opportunity to explore the complete IR SED of high redshift AGN, and thus to examine the relative contribution of the AGN and star formation over a wide range of redshift.

In this paper, we analyse the characteristics of the IR SEDs of a sample of 70 powerful radio galaxies spanning the redshift range from 1 to 5.2 and allows us to compare the properties of the IR SED with some of their other characteristics (e.g. radio luminosities and sizes). The paper is organised as follows: § 2 outlines the *Herschel* and sub-mm data reduction; § 3 demonstrates how the photometry was calculated in cases of isolated and blended sources in the *Herschel* images; § 4 presents the IR luminosities and the SED fitting procedure which was used to estimate the bolometric and AGN and starburst luminosities; § 5 discusses the interpretation of these luminosities in terms of physical parameters allowing us to put new constraints on the evolution of radio galaxies. Throughout this paper, we adopt the concordance cosmological model ($H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_\Lambda = 0.7$, $\Omega_M = 0.3$).

2. Observations and Data reduction

This paper aims to disentangle the IR SED of a sample of 70 powerful radio galaxies spanning the redshift range 1–5.2. This HeRGÉ sample is identical to the SHzRG sample described by Seymour et al. (2007) and De Breuck et al. (2010). Briefly, the sample presented here is a selection of the most powerful radio galaxies $L_{3\text{GHz}} > 10^{26} \text{ W.Hz}^{-1}$. This selection is chosen to cover homogeneously the redshift-radio luminosity plane. We first describe the new *Herschel* data of our entire sample, followed by a presentation of sub-mm data which were specifically obtained with the Large Bolometer Camera (LABOCA) on the APEX telescope to complete the observations of our sample of galaxies.

2.1. Far-IR data, *Herschel*

The far-IR data for all 70 sources were obtained with the *Herschel* space observatory (Pilbratt et al., 2010) in 5 broad bands: in 3 bands with PACS (70 or 100 μm , 160 μm) and in 2 bands with SPIRE (250, 350, 500 μm). Our program was observed between 2011 February and 2012 March. Several sources were already observed as part of guaranteed time observations, and those data were obtained from the *Herschel* archive (Table

2). Two early papers presented *Herschel* photometry for three sources from the HeRGÉ sample (Seymour et al., 2012; Ivison et al., 2012).

2.1.1. PACS reduction

PACS, the Photodetector Array Camera and Spectrometer (Poglitsch et al., 2010), covers the spectral region 60 to 210 μm . The “Mini-scan map mode” was used on each science target, using the PACS (70 μm)/PACS (160 μm) and PACS (100 μm)/PACS (160 μm) configurations for sources $z < 2$ and $z > 2$, respectively. Each observation is a 2 cross-scan image centred on the source. The final map covers about 2x4 arcmin, with a homogeneous coverage of 50 arc-sec around the target. The observations of PKS 1138-262 cover a larger field but were reduced using the same procedure. As each PACS observation consists on a simultaneous scan in two bands at medium scan speed (20 arc-sec/s), 2 sub-images are produced for each band and co-added, to obtain final maps. Each data set was reduced from level 0 using the *Herschel* Interactive Processing Environment, version 8, *HIPE* (*HIPE*; Ott, 2010) using the standard *deep miniscan* pipeline. As we are looking for faint sources, the *MMTDeglitching* task was applied on level 0.5 of the data. The PACS data are affected by correlated noise, so we applied a *high-pass filter* on level 1 data with a *high-pass filtering radius* (*hpfradius*) value of 15 for blue/green channel and 25 for the red channel with a circular mask of 15 arc-sec radius centred on the galaxy coordinates. Finally, each map was projected on a user defined world coordinate system (WCS) grid centred on the source. As our observations have a high redundancy, we chose a small *pixfraction* value (0.01) and set the *pixsize* to 2 arc-sec in blue/green channel and 3 arc-sec in red channel (Table 1). Finally, the 2 sub-maps were co-added into a final map with the *MosaicTask*.

2.1.2. SPIRE reduction

SPIRE, the Spectral and Photometric Imaging REceiver (Griffin et al., 2010), covers the spectral region 200 to 700 μm . Each observation with SPIRE consist of 3 successive scans centred on the source with all three bands (250, 350 and 500 μm) at 30 arc-sec/s scan speed. The only exception is also PKS 1138-262 which consists of 4 scans over a bigger area. We reduced the data using the same pipeline we used to reduce the PACS imaging data. The final map for each source covers 8x10 arc-min, with a homogeneous exposure level through out the entire field. We reduced the data with the *Photometer small map pipeline* within version 8 of *HIPE*. As glitches are present in the SPIRE timeline, several deglitching procedures were applied to the level 1 data. We choose the *linearadaptive20* option for the *wavelet deglitcher* with all the other options remaining at their default values. We used the *naivemapmaker* to create the final map with pixel size of 6, 10, and 14 arc-seconds for the maps at 250, 350, and 500 μm maps, respectively (Table 1).

2.2. *Herschel* Photometry

The positions of the radio galaxies are known to sub-arcsecond accuracy and the *Herschel* pointing accuracy is ~ 1 arcsec, so we performed fixed aperture photometry directly on the known position of the each radio galaxy. Due to the depth of the images, the aperture photometry is often contaminated by nearby companions, which may contribute significantly to the estimated flux

Table 1. Main parameters of the *Herschel* bands and photometry for isolated sources. The 3σ flux is the average sensitivity calculated over our entire sample. *the corresponding time depends on the configuration used for the observations, 70/160 μm or 100/160 μm .

| Bands | beam size [arcsec] | absolute cal. | final pixel size [arcsec] | Time per AOR [sec] | Av. 3σ sensitivity [mJy] | aperture [arcsec] | inner sky [arcsec] | outer sky [arcsec] |
|----------------------------|-----------------------|---------------|------------------------------|-----------------------|------------------------------------|----------------------|-----------------------|-----------------------|
| PACS (70 μm) | 5.6 | 5% | 2 | 851 | 8.6 | 7 | 15 | 25 |
| PACS (100 μm) | 6.7 | 5% | 2 | 975 | 10.8 | 7 | 15 | 25 |
| PACS (160 μm) | 11 | 5% | 3 | ...* | 24.7 | 11 | 15 | 30 |
| SPIRE (250 μm) | 18 | 7% | 6 | 625 | 15.8 | 22 | 60 | 90 |
| SPIRE (350 μm) | 25 | 7% | 10 | 625 | 17.6 | 30 | 60 | 90 |
| SPIRE (500 μm) | 36 | 7% | 14 | 625 | 19.0 | 42 | 60 | 90 |

of the radio galaxy. In order to mitigate against this contamination, we visually checked each galaxy in 6 bands, MIPS (24 μm) to SPIRE (500 μm). As it provides the best spatial resolution of the dust emission, the 24 μm image was used isolate potential companions contributing to the total flux in the *Herschel* data. The SPIRE (250 μm) image, since it is taken through one of the most sensitive channels and has reasonable resolution, was used to provide long wavelength information about possible contaminated sources. We first mark all the positions of detected sources in the 24 μm image onto the *Herschel* maps. When a possible contaminating source was found within 60 arc-seconds, it was deblended to remove its contribution from the flux (see § 2.2.2). Otherwise, a single aperture was used to estimate the flux. Table 3 lists our final photometric results.

2.2.1. Isolated sources

When the image does not show a contamination in the MIPS (24 μm) and SPIRE (250 μm) images, an aperture photometry was performed using the *AnnularSkyAperturePhotometry* task within HIPE. See Table 1 for a summary of the parameters. Table 3 reports the final flux, obtained after aperture correction.

2.2.2. Blended sources

The amplitude of the source blending is a linear function of wavelength. Particularly in the SPIRE bandpasses where the large beams encompass a large area around the radio galaxy. For instance, the SPIRE (500 μm) beam, which is the largest of the photometric bands, corresponds to a distance of ~ 300 kpc at $z=1$.

Starfinder is a software optimised for crowded fields, performing Point Spread Function (PSF) photometry to estimate the fluxes of sources which are blended (Diolaiti et al., 2000). StarFinder needs both the estimated position of each and the characteristics of the PSF. We defined a 2D gaussian PSF with the FWHM equal to the beam size. The *Herschel* beams are slightly different from Gaussian, but the energy in the secondary lobes is a small fraction of the total integrated energy. The PSF can, in principle, be determined from point sources within the imaging data themselves. While this is possible in SPIRE, as the field is rather large, this is not possible with PACS due to a smaller field and a lower number of sources within the images. We checked the variation by determining the PSF on the image or by modelling a Gaussian and found the difference to be negligible. We therefore do not correct for this effect.

Even with input positions on possible sources, sometimes Starfinder did not converge to a solution, especially in the case where 2 sources are separated by less than the full-width at half-maximum of the PSF for SPIRE. The SPIRE (500 μm) with the larger beam, is the most affected by blending. For sources that

could not be accurately deblended, we give the measured flux as an upper limit.

We also note that our technique can also be affected very cool companions, which can not be detected at 24 μm and still significantly contribute at 250 μm . Nevertheless, this effect is here unlikely to be dominant as the sensitivity reached on the MIPS images are significantly greater than the SPIRE images (two orders of magnitude).

2.2.3. Uncertainties

The PACS data have correlated noise and since no formal estimate of the correlated noise has been provided by the observatory or the PACS consortium, we calculated the noise directly from each map. Given the observing strategy, we focused on the most homogeneous, central part of the image to estimate the noise. We drew identical, non-overlapping apertures around the source in a hexagonal pattern, and perform aperture photometry in exactly the same way as we did when estimating the fluxes of the sources. We took the standard deviation of this value as a measure of the uncertainty within the central part of the map where the sources lie. The well-defined position of the radio galaxy ($\ll 1$ arc-sec, as determined from the radio core position) and the previous work on the deblending on the images means that we do not have to consider the confusion noise in our final calculation of the uncertainties. This means that if isolated emission is detected centred within within a PSF radius from the radio galaxy position, we consider it as coming solely from the radio galaxy. This non-trivial assumption needs to be confirmed with further high-resolution sub-mm observations (e.g. Ivison et al., 2008).

The reported uncertainties are calculated either in the sky annulus for the aperture photometry in the case of an isolated source, or by the standard deviation of the pixel value distribution of the map for the PSF-photometry.

2.3. Final uncertainty and *Herschel* flux

In case of a non-detection ($< 2\sigma$), we took the upper limit as three times the sky standard deviation (we discussed the estimation of the uncertainties in previous sub-sections). In case of weak detection ($2\sigma < F^{\text{gal}} < 3\sigma$), we provide the value of the flux between brackets (Table 3) and in display these as open diamonds on the SEDs (Fig. A). In addition, we add the calibration uncertainty in the formal errors for detected sources. Table 3 presents the final flux estimates and their associated uncertainties. They are calculated by adding quadratically the absolute calibration uncertainty with the uncertainty estimated directly from the noise characteristics of the images (Section 2.2.3). Because of the additional flux calibration uncertainty, the *Signal-to-noise* ratio does not

correspond to the flux over uncertainty given in the Table, as those are calculated *before* applying the calibration correction.

2.4. Sub-mm data, LABOCA

In addition to the fluxes already available in the literature (Archibald et al., 2001; Reuland et al., 2003), we obtained new sub-mm data for some of those sources lacking it¹. We observed 18 sources in the southern hemisphere spanning $1 < z < 3$. The 66h allocated time was equally split between three APEX partners, ESO, Swedish and Chilean time. The observations were done in service mode between July and December 2012, with precipitable water vapour generally below 4 mm. To save observing time, most sources were observed using the LABOCA wobbler on-off (WOO) photometry mode. As this WOO mode does not provide any spatial information, it should only be used on isolated sources. If the Herschel maps showed either multiple sources within a radius of 20'' (one LABOCA beam size), or a spatial offset more than 5'' from the radio core position, we used the raster spiral mapping mode instead. The integration times per source were adapted to obtain an approximately uniform rms for all 18 sources. To reduce the data, we used the doOO script inside BoA (Schuller, 2012) for the WOO data, and the reduction macro in CRUSH2 (Kovács, 2008) for the mapping data. Table 4 summarises the observing modes, flux, uncertainties and the references for data taken from the literature.

3. The HeRGÉ Infrared Spectral Energy Distributions

Combining the *Spitzer*, *Herschel* and sub-mm data, we cover continuously the wavelength range 16–870 μm . The panels of Fig. A show the resulting SEDs for our 70 radio galaxies. As our focus is on (warm and cold) dust emission, we do not use *Spitzer*IRAC photometry in our SEDs because those data are generally dominated by stellar photospheric emission (Seymour et al., 2007). De Breuck et al. (2010) show that hot dust emission can also contribute significantly to the IRAC fluxes of some sources. This hot dust component, however, only represents a small fraction of energy of the total IR SED, and is strongly influenced by orientation-dependent effects (Drouart et al., 2012). We therefore do not include this hot dust contribution in our SED fitting. We also plot the *Spitzer* IRS spectrum available for a sub-sample of our sources (Seymour et al., 2008; Rawlings et al., 2013). These spectra are not used to constrain our fits, but provide a consistency check on our decomposition of the infrared/submm SEDs.

3.1. Total IR luminosities

Since our IR/submm SEDs are well-sampled, we can estimate the total IR luminosity ($L_{\text{obs}}^{\text{IR}}$) in a model-independent way by simply integrating over the observed wavelengths from 16–870 μm (Table 6). Although our sample includes many upper limits, these limits are sufficiently constraining to still yield a robust estimate of the total IR flux and hence luminosity. Even if this integration does not cover the long wavelength part of the SED, as we will show in § 4, the determination of $L_{\text{obs}}^{\text{IR}}$ is

¹ Based on observations made with APEX telescope at the Chajnantor Observatory under programme IDs E-090.A-0730 and O-090.F-9300. APEX is a collaboration between the Max-Planck-Institut für Radioastronomie, the European Southern Observatory, and the Onsala Space Observatory.

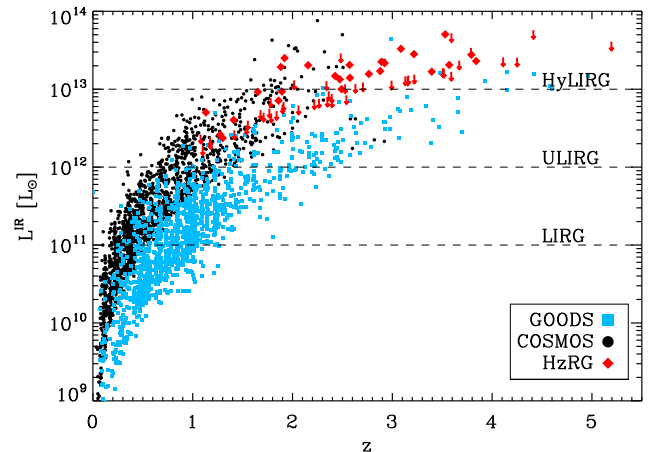


Fig. 1. Observed IR luminosity ($L_{\text{obs}}^{\text{IR}}$) versus redshift. The COSMOS sample from Kartaltepe et al. (2010) and GOODS sample from Elbaz et al. (2011) are also reported for comparison. Note that our sources are among the most luminous objects. We also plot the LIRG, ULIRG and HyLIRG limits.

similar to the one derived from model fitting ($L_{\text{tot}}^{\text{IR}}$; see Fig. A). From these estimates of the total IR luminosity, it appears that radio galaxies are very luminous, ultra-luminous (ULIRG; $L_{\text{obs}}^{\text{IR}} > 10^{12} L_{\odot}$) and hyper-luminous (HyLIRG; $L_{\text{obs}}^{\text{IR}} > 10^{13} L_{\odot}$) IR galaxies (Fig. 1).

How do these luminosities compare with the general ensemble of galaxies at these redshifts? To make this comparison, we use the results from the *Spitzer* observations of the COSMOS field (Kartaltepe et al., 2010). The number of detected COSMOS sources drops significantly at $z > 1.5$, due to a combination of K-correction and sensitivity. Indeed, as the MIPS filters cover up to 160 μm , observations are mainly limited to a lower redshift range. Due to the K-correction, the 160 μm channel probes the peak of the infrared up to $z \sim 1.5$. Above this redshift, the MIPS 160 μm channel observes wavelengths shortwards of the dust peak, and the IR luminosity is becomes template-dependant. However, *Herschel* observations have now extended the SEDs to 500 μm , enabling us to characterise the SEDs to higher redshifts.

Our sample follows the trend from the COSMOS sample up to $z \sim 2$, where almost no HyLIRGs are detected. We can detect the rare HyLIRGs not seen in the COSMOS sample. In practice, the HyLIRGs are only found at $z > 1.8$. At $z > 3$, at least a third of our sample belongs to the HyLIRG class. The origin of such an intense IR emission has been subject of a long on-going debate (e.g. Archibald et al., 2001) as a significant contribution to L^{IR} by AGN-heated dust emission could easily mimic a high star formation rate. With well sampled IR SEDs now available, which probe both shortwards and longwards of the peak in the IR SED, we are now in a unique position to resolve this controversy. Such high quality SEDs should, in principle, allow us to make robust decompositions of their emission into a component heated by the AGN and a component heated by intense star formation.

3.2. The warm and cold dust contributions

To separate the IR warm and cold dust dominated sources in our sample, we attach a class to the SED of each object, corresponding to the number of detections on both sides of rest-frame 50 μm . Generally speaking, intense star formation (starburst) heating tends to dominate the emission at longer

Table 5. Distribution of the sample in function of their class and their number of detections in the IR SED.

| Class | N. of Detections | | | | | | | | |
|-------|------------------|---|----|---|---|---|---|---|---|
| | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
| UL | 8 | | | | | | | | |
| WD | | 4 | 16 | | 2 | 1 | | | |
| CD | | 5 | 1 | 1 | 1 | | | | |
| WCD | | | 1 | 4 | 3 | 6 | 6 | 6 | 5 |

wavelengths ($\sim 100\mu\text{m}$, $T_{\text{dust}}^{\text{SB}} \sim 30\text{K}$) while AGN tend to contribute significantly or dominate at shorter wavelengths ($\sim 10\mu\text{m}$, $T_{\text{dust}}^{\text{AGN}} \sim 300\text{K}$). The cold and/or warm dust is only considered as detected if at least 1 firm ($>3\sigma$) or 2 weak ($2\sigma < F^{\text{gal}} < 3\sigma$) detections are present. We choose the $50\mu\text{m}$ limit, because it corresponds approximately to the wavelength where the principal mechanism of heating the dust changes from AGN dominated to starburst dominated. Depending on redshift, this corresponds roughly to MIPS/PACS detections for the warm dust objects and SPIRE/sub-mm for the cold dust object. The classes are defined as follows, with their respective fractions in our sample:

1. **Warm and cold dust (WCD, 46%)**: corresponds to detections on both side of $\lambda_{\text{rest}} = 50\mu\text{m}$.
2. **Warm dust (WD, 32%)**: corresponds to detections of the radio galaxy in mid-IR ($\lambda_{\text{rest}} < 50\mu\text{m}$).
3. **Cold dust (CD, 11%)**: corresponds to detections of the radio galaxy in far-IR ($\lambda_{\text{rest}} > 50\mu\text{m}$).
4. **Upper Limit (UL, 11%)**: corresponds to no detection neither in mid and far-IR.

We detect warm, preferentially AGN-heated, dust emission in the majority (78%) of our sample, while the cooler, starburst-heated dust emission is detected in half (55%) of our sample (Table 6). This difference between the possible constraints on the two components can be interpreted in two ways: either our *Herschel* (and in particular SPIRE) data are comparatively less sensitive than *Spitzer* or the AGN contributes more significantly to the IR SED while the strength of the associated SB varies by a larger amount. We note that only 11% of our sample does not have any constraint on the relative contributions of AGN and starbursts to the IR SED.

As our sample covers a wide range in redshift, shifting the AGN and SB components through the different observational bands will likely to be the main driver of the detection rates and our classification. Previous sub-mm observations of HzRGs have already suggested that the $850\mu\text{m}$ luminosity increases substantially at $z > 3$. This, combined with the negative K-correction effect partially compensating for the declining flux with redshift (Blain et al., 2000), may make it easier to detect the SB component at the high redshift end of our sample. On the other hand, if the depth of our *Herschel* photometry is indeed less sensitive than our *Spitzer* data, this would have a smaller effect on the AGN component which relies more on *Spitzer*, especially at the low redshift end of our sample.

To further examine the redshift dependence of the IR luminosities in our sample, it is therefore important to separate the AGN and SB components. In § 4, we decompose the IR SED using these two components assuming templates for each.

4. IR SED Decomposition Method

In order to decompose the two main contributions to the IR SED, AGN and starburst emission, we need robust models for each

component. The AGN dust emission, which contributes mainly in mid-IR emission, comes mainly from the far-UV through optical light that has been reprocessed by dust in close proximity to the AGN. The far-UV through optical emission from any young stellar population that may exist is reprocessed into the far-IR via dust grains. One of the most important goals of this analysis is to determine the relative emission from the AGN and starburst components. While valuable in itself to understand the physical processes responsible for the luminous infrared emission from distant radio galaxies, since the dust reprocessed emission is proportional to the bolometric luminosity of both the AGN and starburst, it allows us to constrain the relative mass accretion rate on to the supermassive blackhole (modulo the mass of the blackhole and the conversion efficiency of accreted mass into luminosity) and the star formation rate. Thus determining the relative contribution of the AGN and star formation to the IR SED, in principle, allows us to constrain the relative growth rate of the supermassive blackhole and host galaxy.

We use the SED fitting procedure DecompIR (Mullaney et al., 2011), with some minor modifications to add the information and constraints provided by the *Herschel* and sub-mm data. In order to keep our approach as homogeneous as possible over the whole sample, we keep the minimum number of free parameters. Please note that we are not including the IRAC data in this fitting procedure since it may contain a significant component due to stellar photospheric emission. In addition, the templates used in DecompIR stop at $3\mu\text{m}$ rest frame. Due to K-correction effect, a part of the IRS filter falls outside the template for $z > 2.5$. We therefore extrapolate the templates to $\lambda = 2\mu\text{m}$. This modification does not impact our results as the energy contribution from these wavelengths ($2\mu\text{m} < \lambda < 3\mu\text{m}$) is negligible compared to the total IR luminosity.

4.1. Additional starburst templates

For two galaxies (*4C 41.17* and *4C 28.58*), the five available templates are not able to converge to an acceptable solution. The best fitting SED suggests that either a hotter starburst component or a colder AGN contribution is required to reproduce the observed SED. However, *4C 41.17* is well fitted by a synthetic SED from the galaxy synthesis and evolution code, PEGASE.3 (Rocca-Volmerange et al., 2013). Fortunately, this galaxy appears to only have a weak AGN contribution (Dey et al., 1997). Rocca-Volmerange et al. (2013) shows the infrared part of the SED is clearly dominated by a young stellar population. We therefore have included the best fitting SED from PEGASE.3 of *4C 41.17* as a template to the DecompIR library (the ‘‘SB6’’ template). This template has the high dust temperature of any of the starburst templates in the library – its dust emission peaks at $\sim 60\mu\text{m}$.

4.2. AGN template(s)

The AGN template used in this analysis is calculated using a sample of AGN that has had the starburst contribution removed from their mid-IR spectral energy distribution. The template is an average of the residual mid-IR SEDs (see Mullaney et al., 2011, for details). However, due to the empirical nature of this subtraction and the variety of possible AGN dominated mid-IR SEDs, this average template expected to show discrepancies from object to object. In order to test for systematic effects in our decomposition, we wanted use a new AGN template. Drouart et al. (2012) determines the mid-IR emission of radio loud AGN

through the use of the AGN templates (Richards et al., 2006). Applying an extinction correction, Drouart et al. (2012) are able to simulate the effect of inclination of a dusty torus with respect to the observer. To implement this, we modified the code, DecomplIR, to incorporate this new template into the fitting of our sample galaxies. We note that the far-IR part of this AGN average template differs strongly that expected for a classical black-or grey-body. This can be partly explained from the poor far-IR coverage of the data used to construct this template. To fix this problem we extrapolated the template with a power law out to 2cm, using the Rayleigh-Jeans approximation and refit all the galaxies using this extended template.

The addition of this new AGN template and importantly, including the extinction (viewing angle of the torus), decreases χ^2 of the best fits. Although this template does not change $L_{\text{tot}}^{\text{IR}}$ by a significant amount, it tends to favour a higher relative contribution of the AGN with respect with the SB. This appears to be unphysical, we therefore exclude this solution because (i) including an additional free parameter increases the difficulty in directly comparing our sources due to the large variation in their quality; (ii) the uncertainties on the far-IR part of the Richards template due to poor spectral coverage; (iii) it is quite likely that the emission from starburst components are contributing to the far-IR part of the SEDs from Richards et al. (2006); (iv) a large number of objects in our sample are dominated by the emission from young stars and are unlikely to be AGN-dominated in contrast to what the Richards template suggest.

One could also modify the AGN template as it is only a addition of broken power-law and a black body. With a colder black body and a slight change in the form of the broken power laws, it is possible to reproduce some IR SEDs with a pure AGN template. This colder dust emission can be referred as a extended AGN dust emission, far beyond the torus. Indeed, Tadhunter et al. (2007); Dicken et al. (2009, 2010) show that contribution from the NLR in low redshift powerful radio galaxies can reproduce the far-IR emission in a large part of their sample without the need of an additional starburst template. This extension works remarkably well for couple of sources (e.g. *4C 24.28*), previous analysis do not support this result. Indeed, UV continuum+lines diagnostics show that powerful radio galaxies must have both an AGN and young and massive star contributions (Vernet et al., 2001). Moreover, the source *4C 23.56* which is supposed to be almost dominated by the AGN component from UV to near-IR (Vernet et al., 2001; De Breuck et al., 2010) is remarkably well reproduced by the AGN template provided by DecomplIR. For this source, and that adding a extended colder black body component will add more free parameters to the fitting procedure, we therefore regard this solution as unrealistic and for the reminder of this paper exclude such fits.

Some objects also have differences in their IRS-MIPS ($24 \mu\text{m}$) color compared to the AGN template. Drouart et al. (2012) showed that this part of the SED is sensitive to inclination of the torus. As we are using here an average template, deviation from this average AGN template is of no surprise. However, we do not take into account for this effect because (i) the deviation is relatively small; (ii) taking into account the inclination needs to consider the IRAC data in the fit, i.e. $\lambda_{\text{rest}} < 3 \mu\text{m}$. This is a part of the spectrum that the DecomplIR templates do not cover; (iii) this will add an additional free parameter, which we want to avoid; (iv) PAH features can contribute significantly to these wavelengths which will render the fits more challenging to interpret and perhaps even less accurate.

We therefore only use the AGN built-in template and assume that it is a representation of the average AGN SED. This will in-

crease the scatter in the results, but also allows for fewer freedom in the fitting, more robust minima in χ^2 by limiting parameter space, and overall may lead to smaller systematic errors by limiting the fit parameter space.

4.3. Procedure on the sample

Unfortunately, the large difference in the data quality prevents us from simply blindly applying the same fitting procedure on all galaxies in the full sample. In order to take full advantage of our data, we applied different procedures on each source, depending on the number, the quality of detection and their previously defined classes (see § 3.2 and Tab. 3.2). We also highlight some special cases which needed a specific treatment. We stress that independently from their designated class, each acceptable solution must respect the "3-sigma rule": if a solution present a template brighter that any of our 3σ detection limits, this solution was discarded as not physically acceptable.

UL sources: For sources without any firm detection, only upper limits on $L_{\text{AGN}}^{\text{IR}}$ and $L_{\text{SB}}^{\text{IR}}$ can be calculated. We normalise separately the AGN template and a SB template on the most constraining upper limit.

WD sources: For sources with detections in mid-IR, we fit first the AGN template. In a second step, we normalise a SB template to the most constraining upper limit in far-IR.

CD sources: For sources with detections in far-IR, Fig. 2 shows that only SB can contribute at these wavelength. In a first step, we fit an SB template on the far-IR detections. If the number of detection allows us ($n > 2$), we leave the type (SB1 to SB6) as a free parameter. In a second step we normalise the AGN template on the most constraining upper limit in the mid-IR.

WCD sources, 2 or 3 detections: For sources with two or three detections in mid- and far-IR, we fit both AGN and SB components but choose the SB template which maximises $L_{\text{tot}}^{\text{IR}}$ with respect to the most constraining upper limits in the far-IR.

WCD sources, 4 or more detections: For sources with four or more detections, we fit both the AGN and SB components, with the type of the SB template as an additional freedom in the fitting.

B2 0902+34 (WCD with 3 detections): This object is likely to be dominated by synchrotron emission (Archibald et al., 2001). We therefore treat this galaxy as if it were actually a member of the UL class for the purposes of fitting its SED.

4C 23.56 (WD with 5 detections): This object is the prototypical case where the IR emission is dominated by the emission from the AGN. There are other pieces of evidence from other wavelengths to support this dominance. For instance, rest frame UV shows strong polarisation (Cimatti et al., 1998); the IRAC colors are characteristic of sources dominated by AGN emission in rest frame near-IR (Fig. De Breuck et al., 2010); X-ray emission is also prominent and suggestive of emission from an AGN. This radio source can be seen as having the most extreme AGN contribution to its SED in our sample. We stress that the

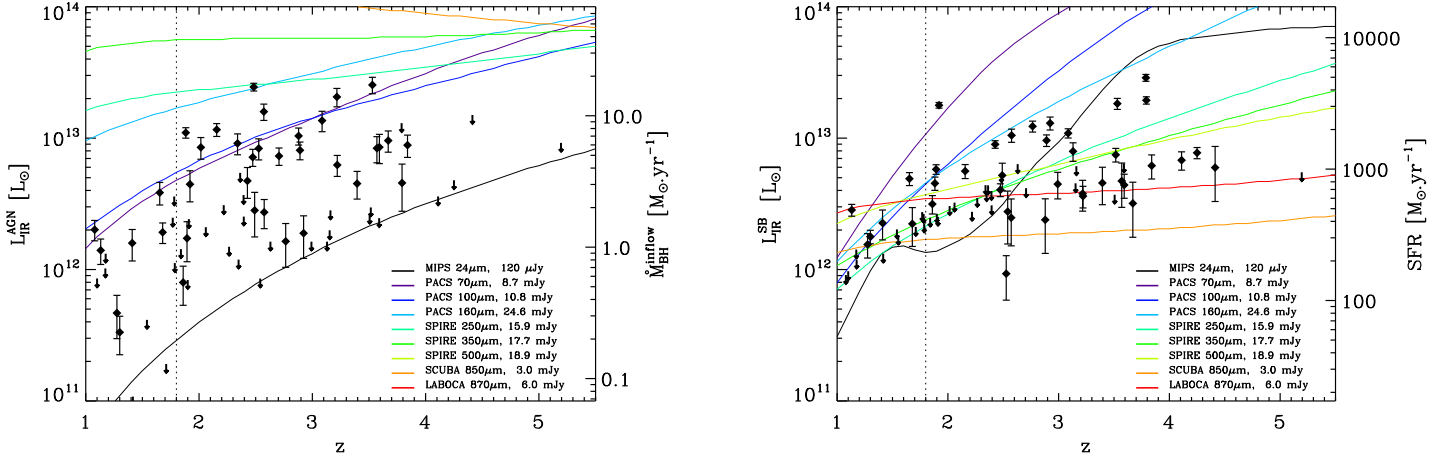


Fig. 2. *left* $L_{\text{AGN}}^{\text{IR}}$ against redshift. The ordinate on the right hand side of the plot is calculated using Eq. 2 assuming a radiative conversion efficiency $\epsilon=10\%$. *right* $L_{\text{SB}}^{\text{IR}}$ against redshift. The ordinate on the right hand side of the plot is calculated using Eq. 1, assuming the Schmidt-Kennicutt law. We indicate our average 3σ -sensitivity limit for the AGN and the SB3 templates for each filter (see text for details). The dotted vertical line correspond to the selection criteria defining the subsample. See text for details for how all these estimates were made.

Mullaney AGN template reproduces well the SED of 4C 23.56 without any modification. This strengthens significantly our arguments that the AGN template used in this analysis can be thought of as representative.

USS 0943-242 (WCD with 6 detections): Of course, with a radio galaxy dominated by its AGN in the infrared, it would be interesting to have the opposite, a radio galaxy dominated with its IR SED dominated by star formation. *USS 0943-242* likely represents such a case. This radio source has an almost pure SB dominated SED, and can be reproduced well by the SB1 template. This suggests that our range of star burst templates likely does represent a reasonable realization of the likely distribution of the real galaxies.

4.4. AGN relative contribution at $10\mu\text{m}$ and $100\mu\text{m}$

There is of course a danger in normalizing and/or fitting each component of the SED separately. It guarantees that the total flux is going to be a combination of the two templates even when in reality one dominates. This is especially true in the mid-IR where the starburst contribution can be significant even with the *Herschel* upper limits. In order to quantify for impact of this and to make a simple presentation of it, we calculate relative flux of the AGN to the SB at 10 and 100 μm restframe, defined as $f_{\text{AGN}}^{10\mu\text{m}} = F_{\text{AGN}}^{10\mu\text{m}} / F_{\text{SB}}^{10\mu\text{m}}$ and $f_{\text{AGN}}^{100\mu\text{m}} = F_{\text{AGN}}^{100\mu\text{m}} / F_{\text{SB}}^{100\mu\text{m}}$, respectively. Table 6 provides the best fits for these estimates (Fig. A). This relative contribution may vary, depending on the SB template used for the fit. In the mid-IR ($10\mu\text{m}$), this effect can be strong due to the emission from PAH. For the two extreme starburst templates, this relative contribution can vary up to a factor of 4. Nevertheless, in most cases, we can discriminate between the most extreme templates (SB1 and SB5) which have a factor of ~ 2 difference in their relative contributions for the same total luminosity. In the far-IR ($100\mu\text{m}$) this relative difference is smaller, and in most case, the SB dominates the SED excepted for few cases (e.g. *4C 23.56*). This gives an idea of how sensitive we are to differences in the starburst templates, even at relatively low wavelengths.

5. Results

5.1. AGN/SB detection limits

Fig. 2 plots both the infrared AGN and SB luminosities as function of redshift. In order to look at whether the upper limits on the AGN or the SB component, are mainly due to physical processes or purely from an observational bias, we calculate the minimum luminosity for each component related to the band sensitivity. Our 3σ sensitivity limits are calculated averaging the uncertainties over the entire sample. We normalise the SB3 (arbitrarily chosen) and AGN built-in templates in each band and calculate the corresponding L^{IR} at any redshift. We remark that even if using another SB template will make some difference, the general shape of the threshold will be unchanged. We end up with a $L_{\text{AGN}}^{\text{IR}}$ and $L_{\text{SB}}^{\text{IR}}$ threshold, indicating the minimum L^{IR} a galaxy should emit to be detected in each band in the case of a pure AGN or SB component. Note that all our detections are above the most sensitive detection limit. The upper limits do not follow the detection limit. This is explained as: (i) the IR emission is a mixture of AGN and SB heated dust and, (ii) at some wavelength, the background emission varies in function of the galactic longitude, impacting the final sensitivity. From these diagram, MIPS $24\mu\text{m}$ data appear to be the most sensitive to the AGN contribution at any redshift. It is important to remember that a pure AGN contribution is very unlikely to be detected in the sub-mm as they require AGN of $>10^{14} L_{\odot}$ at any reasonable redshift.

In the case of a pure SB component, the situation is completely different. Up to $z\sim 2$, MIPS $24\mu\text{m}$ is again our most sensitive band, but still requires an SB one order of magnitude brighter than for AGN at same redshift. At $z>2$, SCUBA (and LABOCA) become our most sensitive bands for detecting SB components. Moreover, due to K-correction effect (see Section 3.2), this limit is roughly constant with redshift. In our case, our 3σ sensitivity allow us to detect any starburst of at least $400 M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ ($800 M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ for LABOCA) assuming the standard $L^{\text{IR}}-SFR$ conversion law (Kennicutt, 1998).

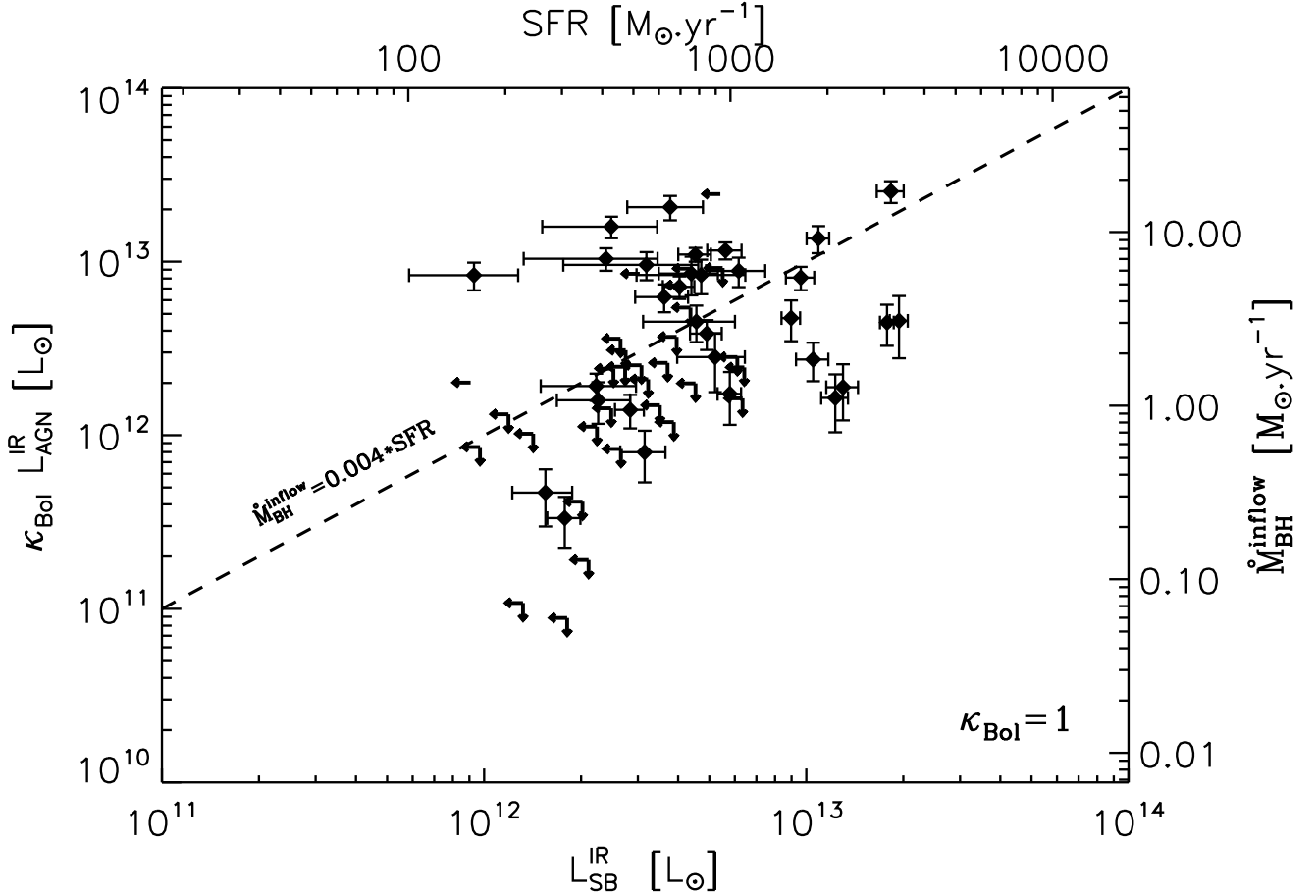


Fig. 3. $L_{\text{AGN}}^{\text{IR}}$ versus $L_{\text{SB}}^{\text{IR}}$. The dashed line marks $L_{\text{AGN}}^{\text{IR}} = L_{\text{SB}}^{\text{IR}}$.

5.2. Infrared AGN and Starburst luminosities

Fig. 3 plots $L_{\text{AGN}}^{\text{IR}}$ versus $L_{\text{SB}}^{\text{IR}}$. In both plots, a clear increasing trend with redshift appears. This is due to the flux limit of our sample, especially in the far-IR. An improvement of one order of magnitude in sensitivity would increase the SB detection rate, especially at $z < 2.5$, mainly limited by the sensitivity of the $250 \mu\text{m}$ SPIRE band. We estimate the mass accretion rate for the central supermassive black holes and the star formation rates both based on the fits to the SED. More details about how these calculations were made and what assumptions go into them are given in Section 6. We see that the black holes only need a relatively modest accretion rate to reproduce such high $L_{\text{AGN}}^{\text{IR}}$, of the order of $1\text{-}10 M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ (see § 6). The star formation rate in our objects ranges from moderate to extremely high, $100\text{-}5000 M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$.

Fig. 3 plots $L_{\text{AGN}}^{\text{IR}}$ versus $L_{\text{SB}}^{\text{IR}}$. Radio galaxies cover a wide range of relative contribution: from almost pure star forming galaxy (e.g. *4C 41.17*), to almost pure AGN contribution (e.g. *4C 23.56*) but with the majority having SEDs with are composites of star formation and AGN heating (e.g. *PKS 1138-262*).

Taking into account only the objects with good constraints on both their AGN and SB contributions, we find no significant correlation. This makes us confident about the decomposition as we do not expect, *a priori*, to have a correlation between the AGN and SB luminosities. Moreover, Fig. A shows a remarkable

agreement of the IRS spectrum with our decomposition, even if they were not use for the fit.

This absence of correlation between AGN and star forming activities found here is in agreement with other studies lower redshift powerful radio galaxies (Dicken et al., 2012, e.g.) and other galaxies with AGN contribution (e.g. Feltre et al., 2013; Bongiorno et al., 2012; Silverman et al., 2009). Nevertheless, this results is in disagreement with other works (e.g. Chen et al., 2013; Shao et al., 2010; Netzer, 2009). This apparent paradigm could be explained by different factors. Firstly, the selection of the sources in radio, IR, optical or X-rays can introduce biases hard to quantify in the samples. Secondly, the high AGN variability can be responsible for this apparent or weak correlation (see Hickox et al., 2013).

5.3. Comparing AGN and SB IR luminosities with radio properties

5.3.1. Radio luminosities

De Breuck et al. (2010) calculated the 500 MHz restframe luminosity for the entire sample. In the case of radio galaxies, radio emission is dominated by the AGN and so this is another measure of the intrinsic power of the AGN. Moreover, the fact that since the jets are pointed more into the plane of the sky (i.e. type 2 AGN), implies that relativistic beaming is unlikely to make an important contribution to the overall radio flux and the low fre-

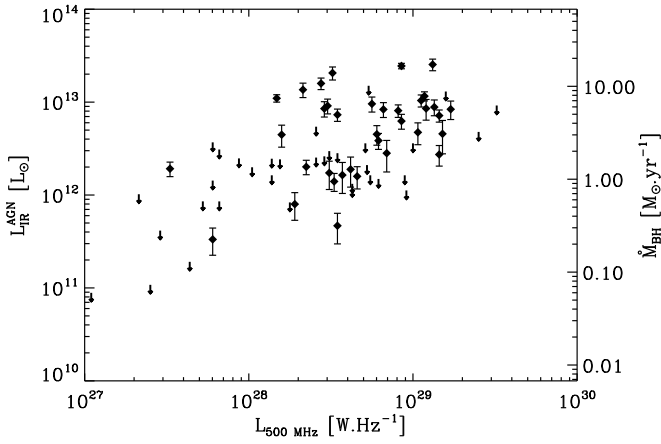


Fig. 4. $L_{\text{AGN}}^{\text{IR}}$ against redshift. The right hand axis is calculated with Eq. 2 assuming a radiative conversion efficiency $\epsilon=10\%$ (see text for details).

quency of the luminosity estimate implies that core emission is likely to be relatively unimportant generally. And just as a note, the lobe dominated emission at low frequency presents a steep spectrum index ($\alpha < -0.7$, $S_\nu \propto \nu^\alpha$ notation) which does not contribute to far-IR wavelengths. The 500 MHz luminosity is therefore an excellent proxy for estimating the energy injected by the AGN into the lobes of the radio galaxy. We see a correlation over 2 orders of magnitude in $L_{\text{AGN}}^{\text{IR}}$ and $L_{\text{ext}}^{500\text{MHz}}$ (survival analysis gives $\rho=0.332$ and a probability, $p=0.0085$, that such a correlation comes about randomly; Fig. 4). However, both $L_{\text{ext}}^{500\text{MHz}}$ and $L_{\text{AGN}}^{\text{IR}}$ present a correlation with redshift. As we constrained $L_{\text{AGN}}^{\text{IR}}$ for most of our sample and $L_{\text{ext}}^{500\text{MHz}}$ is well determined, we apply a partial correlation test on the detected sources in order to remove the redshift effect. As suspected, this partial test severely degrades the correlation, indicating that redshift is indeed the determinant factor of this correlation. Our statistic over redshift provide us with enough data to define a sub-sample in order to look for a potential correlation between IR and radio. We therefore define a subsample corresponding to $z > 1.8$, which has homogeneous coverage in $L_{\text{ext}}^{500\text{MHz}}$ over this redshift range. The survival analysis does not find a significant correlation ($\rho=0.191$ and $p=0.1909$).

$L_{\text{SB}}^{\text{IR}}$ vs $L_{\text{ext}}^{500\text{MHz}}$ correlation tends to show a similar behavior to the $L_{\text{AGN}}^{\text{IR}}$ vs $L_{\text{ext}}^{500\text{MHz}}$ correlation. Moreover, the numerous upper limits and poor statistics make it even more difficult to conclude anything as they prevent us from using a partial correlation test. Applying survival analysis to the data on the entire sample gives a positive correlation ($\rho=0.458$ and $p=0.001$). Again, this correlation is mostly likely driven by the correlations in the results with redshift.

It is therefore impossible to conclude much about the correlation between the radio and the IR in radio galaxies (at least with this sample which spans a wide redshift range but a limited range of radio luminosity). The lack of correlation is not totally surprising. It can be explained by comparing the timescales in the IR and radio to respond to changes in the energy output of the AGN. The dust heated by the AGN is likely to be circumnuclear given its emission temperature. Dust cools quickly and the timescale for the photons to stream through the nebula relatively short. The radio emission, on the other hand, has a much longer response time to changes in the AGN output and the aging time of electrons is likely long, especially at low frequencies and

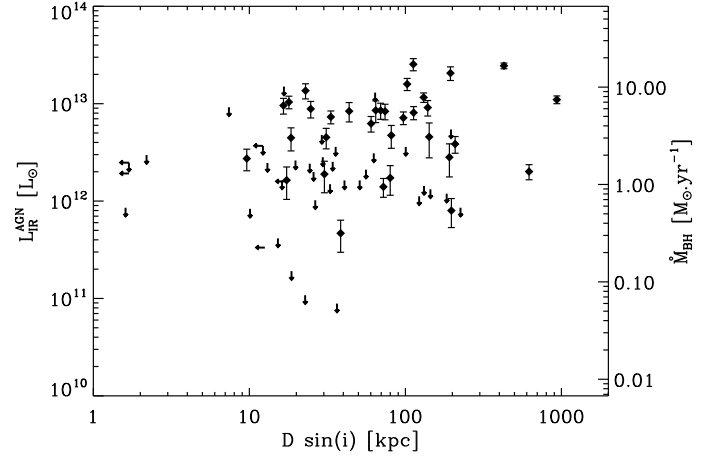


Fig. 5. $L_{\text{AGN}}^{\text{IR}}$ versus projected size $D\sin(i)$.

considering shock re-energization in the lobes themselves. Also, it is not clear if the relative fraction of energy and emission in the radio and IR should be the same anyway.

5.3.2. Radio sizes

Spatially resolved radio observations can measure the distance between the core and the lobe, providing a useful information on the age of the radio phase assuming a simple ballistic trajectory for the ejected particles (Blundell et al., 1999). The radio size, las (Table 2 in De Breuck et al., 2010), corresponds to the larger extension in 1.4GHz radio maps. As all our radio galaxies have a spectroscopically determined redshift, assuming the standard cosmological model, we calculate the projected size $D\sin(i)$ in kpc of the radio galaxy. D is the physical size of the galaxy where the $\sin(i)$ term refers to its projection onto the sky plane. A degeneracy appears here due to the inclination i of the radio galaxy. Nonetheless, this latter is not expected to be important. As we are in the case of type 2 AGN, i.e. highly inclined object towards the observer ($i > 45^\circ$) and is mostly oriented in the plane of the sky, the real size D is unlikely to be higher by more than 30%, due to projection effects.

Fig. 5 plots $L_{\text{AGN}}^{\text{IR}}$ against the projected size $D\sin(i)$. Survival analysis does not detect any correlation ($\rho=0.242$, and $p=0.0544$). However, as our sample present a decreasing size with redshift, due to selection effects and a increasing trend with $L_{\text{AGN}}^{\text{IR}}$, we perform a partial correlation test to search for any hidden correlation. The partial correlation test indicates a possible weak correlation though affected by large scatter ($R=0.49$).

5.4. Comparing IR luminosity with stellar mass

Spitzer observations allow us to measure the stellar mass using the rest-frame H/K bands and large surveys estimating mass using the same technique enables us to compare radio galaxies and the general population of massive galaxies. Fig. 6 plots M_{stel} against $L_{\text{AGN}}^{\text{IR}}$. Our low dynamic range in mass prevents us from drawing any conclusion about possible correlations. However, it is interesting to note the large scatter in the AGN luminosity, over 2 orders of magnitude, but the relatively small scatter in M_{stel} . M_{stel} against $L_{\text{SB}}^{\text{IR}}$ exhibits the same behaviour, except on the range of $L_{\text{SB}}^{\text{IR}}$ is smaller because of how restrictive the upper limits are.

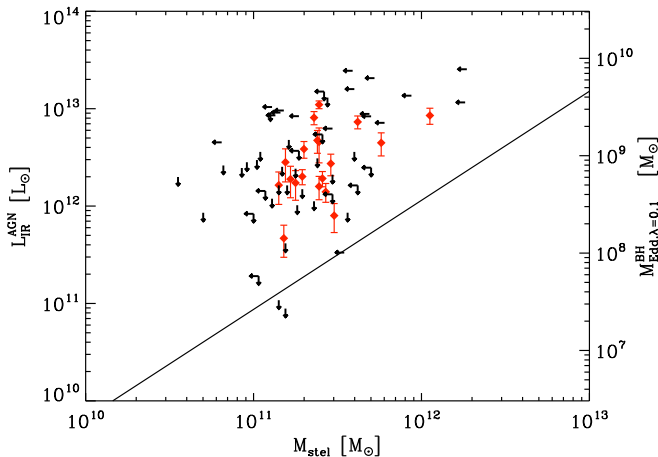


Fig. 6. $L_{\text{AGN}}^{\text{IR}}$ versus M_{stel} . Red points mark our detected M_{stel} and $L_{\text{AGN}}^{\text{IR}}$. We also report the $M_{\text{BH}}^{\text{Edd}}$, calculated for a $\lambda=0.1$, i.e. at 10% of Eddington limit on the right axis. The black solid line corresponds to the $M_{\text{BH}}-M_{\text{bulge}}$ relation.

6. Discussion

We can estimate several parameters that can be used to put radio galaxies into a more general context such as the stellar mass, the radio emission, and the IR emission. In light of previous results, we propose to go from observable to physical parameters in order to constrain formation and evolution of radio galaxies. As we are looking for general trends, we only discuss observables available across our entire sample. We stress that all relations used in the next section rely on empirical relations or very simple physical assumptions. We do not provide uncertainties here, as the values can suffer from systematic uncertainties which we have not or cannot explore robustly. Nevertheless, these relations provide us with valuable indications, even if they are highly uncertain.

Our main focus is to investigate the growth of galaxy and the rate of accretion of matter onto the central supermassive black hole. We convert the estimated $L_{\text{AGN}}^{\text{IR}}$ and $L_{\text{SB}}^{\text{IR}}$ into \dot{M}_{BH} and star formation rates. Since these relations do not depend on any mass, they uniquely provide an estimation of the activity necessary to reproduce the observed luminosity.

6.1. Star formation rate, SFR

We now know that powerful radio galaxies are at least in the ULIRG regime. Our SED fitting allows to disentangle the starburst from the AGN contribution. As infrared emission is not affected by extinction, it represents a robust estimator of SFR. The availability of IRAS, provided us with an estimate of the IR luminosity for SB as a function of their optical emission, taking into account the extinction by dust. We therefore make use of the law described in Kennicutt (1998):

$$\text{SFR} = 1.72 * 10^{-10} * L_{\text{IR}}^{\text{SB}}, \quad (1)$$

where $L_{\text{SB}}^{\text{IR}}$ is in L_{\odot} . Our galaxies span a large range of SFR, from $<100-5000 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$. These results are similar to SFR measured in ULIRGs and SMGs over the same redshift range (e.g. Engel et al., 2010; Wardlow et al., 2011). This wide range of star formation rates is interesting. Radio galaxies obviously show recent activity of their AGN, both in radio (\sim few Myr) and in their

infrared emission which is almost instantaneous. Despite all of this evidence for the impact of the AGN, nonetheless, a very wide range of SFR is possible and is apparently not correlated with any AGN activity indicator.

One notes the lack of sources on the top left part of the right panel in Fig. 2. Below $z < 2$, no galaxies show a high $L_{\text{SB}}^{\text{IR}}$, i.e. a high SFR. At $z > 2$, the correlation seems to flatten, and follows a limit. The brightest IR sources (HyLIRGs with star formation rates up to $5000 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$), appear as roughly the maximum possible SFR for a galaxy indicating a physical limit in the star formation process.

This result is to be compared to lower redshift equivalent of HzRGs. Dicken et al. (2009) present an analysis of the IR emission of $z < 1$ powerful radio galaxies with IRS spectroscopy. They show that only 35% of their galaxies show a recent star forming activity. Interestingly, the stellar masses between the sample presented here and the Dicken et al. (2009) sample are similar. This will be consistent with the picture that HzRGs are seen during or at the end of their major epoch of star formation. The lower redshift counterparts are corresponding to a re-triggering of the AGN due to an accretion onto the SMBH.

Finally, we emphasise that the poor resolution of our sub-mm observations. The SFR limit is certainly lower, if several sources are seen in the same beam, as observed recently with ALMA from the ECDFS (Hodge et al., 2013). The low resolution IR data thus presents an envelope of the SFR for the whole system.

6.2. Accretion rate, \dot{M}_{BH}

Assuming a part of the material falling onto the black hole is transformed to energy and radiated at any wavelength, one can calculate the accretion rate from the bolometric luminosity. This accretion rate (\dot{M}_{BH}) is defined as follows:

$$\kappa_{\text{Bol}} * L_{\text{IR}}^{\text{AGN}} = \epsilon \dot{M}_{\text{BH}}^{\text{inflow}} c^2, \quad (2)$$

where ϵ is an efficiency factor, set to its commonly accepted value, $\epsilon \sim 0.1$ (Krolik, 1999). Here, κ_{Bol} represents the bolometric correction applied to convert $L_{\text{AGN}}^{\text{IR}}$ into $L_{\text{AGN}}^{\text{Bol}}$. This correction is highly uncertain, as it depends mostly on geometric factor and the type of the observed objects (X-ray AGN, quasars...). This parameter can be estimated to vary from 1.4 to 15 (see Appendix). Given this large uncertainty, we leave kappa as a free parameter by setting it to 1. Nevertheless, we will point the effect of this factor on our results.

Fig. 2 shows our black holes seem to accrete over a large range of accretion rate ($0.1-10 M_{\odot}/\text{yr}$). Our sample covers highly accreting objects, similar to high z quasars (Hao et al., 2008). Similarly to SFR, the accretion rate covers two decades and exhibits a clear increasing trend with redshift. Again, we remark the lack of sources on the upper left part of Fig. 2. This highlights an increase of the accretion at $z > 2$.

Assuming ϵ is roughly constant, we are here drawing again an upper envelope on the accretion rate onto black hole in radio loud AGN. A simple order of magnitude calculation shows that $\sim 10^8 M_{\odot}$ of gas is needed to support continuously such an AGN activity over the typical lifetime of the radio phase. This reasonable quantity is similar to the gas mass observed in early type galaxies (Young et al., 2011) at low redshift. At higher redshift, only a few percent of the gas mass available in radio galaxy systems ($\sim 10^{11} M_{\odot}$, Ivison et al., 2012) can provide sufficient gas to feed the central black hole.

6.3. Co-eval accretion

Fig. 3 reports SFR against \dot{M}_{BH} , calculated in the previous sections from the infrared luminosities. The dashed line corresponds to $L_{\text{AGN}}^{\text{IR}} = L_{\text{SB}}^{\text{IR}}$, which converted into SFR and \dot{M}_{BH} gives a ratio of 0.004. This line can be compared directly to the regime of parallel growth for galaxies to match the local $M_{\text{BH}}/M_{\text{stel}}$ (Tundo et al., 2007). Assuming this relation, the galaxies distributed on either side of this line are experiencing a mass increase of their host galaxy or of their central black hole. Quasars tend to lie above these relationship (e.g. Willott et al., 2013) and submillimeter galaxies below (e.g. Alexander et al., 2005). We immediately remark here that radio galaxies from our sample tend to lie on both sides of this regime. This scatter highlights radio galaxies as a transiting regime between the host and black hole growth. We remind that we set here $\kappa=1$. This has an effect on the vertical position of the points in Fig. 3. In the probable case of $\kappa>1$, all the points should move up probably about a factor of ~ 6 (see Appendix). Most of the radio galaxies would then fall above the $\text{SFR}=0.004 \times \dot{M}_{\text{BH}}$ limit and would be more similar to quasars. A better characterisation of the bolometric correction is therefore necessary to conclude on this distribution.

7. Conclusion

We present in this paper new *Herschel* and sub-mm observations for the HeRGÉ sample consisting on 70 powerful radio galaxies at $1 < z < 5.2$. We made use of the DecomPIR code providing a homogeneous decomposition of the IR SEDs on our sample into an AGN and SB components. Calculating the L^{IR} , $L_{\text{AGN}}^{\text{IR}}$, $L_{\text{SB}}^{\text{IR}}$ from observational templates, we find:

1. Most part of our sample belong to the ULIRG regime ($>10^{12} L_{\odot}$), and about half of our sample belongs to the HyLIRG regime ($>10^{13} L_{\odot}$), making of radio galaxies among the brightest IR emitters
2. The SFR in our sample span a large range of SFR ($<100\text{--}5000 M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$) implying a moderate to strong star forming activity, similar to SMGs (Alexander et al., 2005)
3. \dot{M}_{BH} covers a wide range of accretion rate ($0.1\text{--}20 M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$) which indicates a growing phase of the central black hole, similar to quasars at equivalent redshift (Willott et al., 2013)
4. Both SFR and \dot{M}_{BH} seems to increase with redshift, indicating stronger activity at $z>2$
5. AGN and star formation activity are uncorrelated. This is consistent with recent results in literature (e.g. Feltre et al., 2013; Dicken et al., 2012)
6. Assuming the parallel growth model to match the local $M_{\text{BH}}/M_{\text{stel}}$ ratio, radio galaxies appear as transiting objects between the host and black hole growth

Acknowledgements. NS is the recipient of an Australian Research Council Future Fellowship. *Herschel* is an ESA space observatory with science instruments provided by European-led Principal Investigator consortia and with important participation from NASA. This work is based in part on observations made with the *Spitzer Space Telescope*. This work is based on observations made with the APEX Telescope, based on the Chajnantor Plateau in Chile. HIPE is a joint development by the *Herschel* Science Ground Segment Consortium, consisting of ESA, the NASA *Herschel* Science Center, and the HIFI, PACS, and SPIRE consortia. *Facilities:* *Spitzer*, *Herschel*, *APEX*

References

Alexander, D. M., Smail, I., Bauer, F. E., et al. 2005, *Nature*, 434, 738
 Archibald, E. N., Dunlop, J. S., Hughes, D. H., et al. 2001, *MNRAS*, 323, 417
 Barger, A. J., Cowie, L. L., Sanders, D. B., et al. 1998, *Nature*, 394, 248

Barthel, P. D. 1989, *ApJ*, 336, 606
 Best, P. N., Kauffmann, G., Heckman, T. M., & Ivezić, Ž. 2005, *MNRAS*, 362, 9
 Blain, A. W., Frayer, D. T., Bock, J. J., & Scoville, N. Z. 2000, *MNRAS*, 313, 559
 Blundell, K. M., Rawlings, S., & Willott, C. J. 1999, *AJ*, 117, 677
 Bongiorno, A., Merloni, A., Brusa, M., et al. 2012, *MNRAS*, 427, 3103
 Carilli, C. L., Harris, D. E., Pentericci, L., et al. 2002, *ApJ*, 567, 781
 Chapman, S. C., Blain, A. W., Smail, I., & Ivison, R. J. 2005, *ApJ*, 622, 772
 Chen, C.-T. J., Hickox, R. C., Alberts, S., et al. 2013, *ApJ*, 773, 3
 Cimatti, A., di Serego Alighieri, S., Vernet, J., Cohen, M., & Fosbury, R. A. E. 1998, *ApJ*, 499, L21
 Daddi, E., Dickinson, M., Morrison, G., et al. 2007, *ApJ*, 670, 156
 De Breuck, C., Seymour, N., Stern, D., et al. 2010, *ApJ*, 725, 36
 Dey, A., van Breugel, W., Vacca, W. D., & Antonucci, R. 1997, *ApJ*, 490, 698
 Dicken, D., Tadhunter, C., Axon, D., et al. 2009, *ApJ*, 694, 268
 Dicken, D., Tadhunter, C., Axon, D., et al. 2012, *ApJ*, 745, 172
 Dicken, D., Tadhunter, C., Axon, D., et al. 2010, *ApJ*, 722, 1333
 Diolaiti, E., Bendinelli, O., Bonaccini, D., et al. 2000, *A&AS*, 147, 335
 Draine, B. T. 2003, *ARA&A*, 41, 241
 Drouart, G., De Breuck, C., Vernet, J., et al. 2012, *A&A*, 548, A45
 Elbaz, D., Dickinson, M., Hwang, H. S., et al. 2011, *A&A*, 533, A119
 Elvis, M., Wilkes, B. J., McDowell, J. C., et al. 1994, *ApJS*, 95, 1
 Engel, H., Tacconi, L. J., Davies, R. I., et al. 2010, *ApJ*, 724, 233
 Falder, J. T., Stevens, J. A., Jarvis, M. J., et al. 2010, *MNRAS*, 405, 347
 Feltre, A., Hatziminaoglou, E., Hernán-Caballero, A., et al. 2013, *MNRAS*, 434, 2426
 Galametz, A., Stern, D., De Breuck, C., et al. 2012, *ApJ*, 749, 169
 Gebhardt, K., Bender, R., Bower, G., et al. 2000, *ApJ*, 539, L13
 Griffin, M. J., Abergel, A., Abreu, A., et al. 2010, *A&A*, 518, L3
 Haas, M., Klaas, U., Müller, S. A. H., et al. 2003, *A&A*, 402, 87
 Hao, C.-N., Xia, X.-Y., Shu-DeMao, Deng, Z.-G., & Wu, H. 2008, *Chinese J. Astron. Astrophys.*, 8, 12
 Hickox, R. C., Mullaney, J. R., Alexander, D. M., et al. 2013, *ArXiv e-prints*
 Hodge, J. A., Karim, A., Smail, I., et al. 2013, *ApJ*, 768, 91
 Hughes, D. H., Serjeant, S., Dunlop, J., et al. 1998, *Nature*, 394, 241
 Ivison, R. J., Morrison, G. E., Biggs, A. D., et al. 2008, *MNRAS*, 390, 1117
 Ivison, R. J., Smail, I., Amblard, A., et al. 2012, *MNRAS*, 425, 1320
 Kartaltepe, J. S., Sanders, D. B., Le Floch, E., et al. 2010, *ApJ*, 709, 572
 Kennicutt, Jr., R. C. 1998, *ARA&A*, 36, 189
 Kereš, D., Katz, N., Davé, R., Fardal, M., & Weinberg, D. H. 2009, *MNRAS*, 396, 2332
 Kovács, A. 2008, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7020, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
 Krolik, J. H. 1999, *Active galactic nuclei : from the central black hole to the galactic environment*
 Labbé, I., Huang, J., Franx, M., et al. 2005, *ApJ*, 624, L81
 Marconi, A., Risaliti, G., Gilli, R., et al. 2004, *MNRAS*, 351, 169
 Matthews, T. A., Morgan, W. W., & Schmidt, M. 1964, *ApJ*, 140, 35
 Mullaney, J. R., Alexander, D. M., Goulding, A. D., & Hickox, R. C. 2011, *MNRAS*, 414, 1082
 Nesvadba, N. P. H., Lehnert, M. D., De Breuck, C., Gilbert, A. M., & van Breugel, W. 2008, *A&A*, 491, 407
 Netzer, H. 2009, *MNRAS*, 399, 1907
 Noeske, K. G., Weiner, B. J., Faber, S. M., et al. 2007, *ApJ*, 660, L43
 Ott, S. 2010, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 434, *Astronomical Data Analysis Software and Systems XIX*, ed. Y. Mizumoto, K.-I. Morita, & M. Ohishi, 139
 Pentericci, L., Röttgering, H. J. A., Miley, G. K., et al. 1999, *A&A*, 341, 329
 Pilbratt, G. L., Riedinger, J. R., Passvogel, T., et al. 2010, *A&A*, 518, L1
 Poglitsch, A., Waelkens, C., Geis, N., et al. 2010, *A&A*, 518, L2
 Ramos Almeida, C., Bessiere, P. S., Tadhunter, C. N., et al. 2013, *MNRAS*
 Rawlings, J. I., Seymour, N., Page, M. J., et al. 2013, *MNRAS*, 429, 744
 Reuland, M., Röttgering, H., van Breugel, W., & De Breuck, C. 2004, *MNRAS*, 353, 377
 Reuland, M., van Breugel, W., Röttgering, H., et al. 2003, *ApJ*, 592, 755
 Richards, G. T., Lacy, M., Storrie-Lombardi, L. J., et al. 2006, *ApJS*, 166, 470
 Rocca-Volmerange, B., Drouart, G., De Breuck, C., et al. 2013, *MNRAS*, 429, 2780
 Rocca-Volmerange, B., Le Borgne, D., De Breuck, C., Fioc, M., & Moy, E. 2004, *A&A*, 415, 931
 Schuller, F. 2012, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 8452, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
 Seymour, N., Altieri, B., De Breuck, C., et al. 2012, *ApJ*, 755, 146
 Seymour, N., Ogle, P., De Breuck, C., et al. 2008, *ApJ*, 681, L1
 Seymour, N., Stern, D., De Breuck, C., et al. 2007, *ApJS*, 171, 353

- Shao, L., Lutz, D., Nordon, R., et al. 2010, *A&A*, 518, L26
Silverman, J. D., Lamareille, F., Maier, C., et al. 2009, *ApJ*, 696, 396
Somerville, R. S., Primack, J. R., & Faber, S. M. 2001, *MNRAS*, 320, 504
Stevens, J. A., Ivison, R. J., Dunlop, J. S., et al. 2003, *Nature*, 425, 264
Tacconi, L. J., Genzel, R., Smail, I., et al. 2008, *ApJ*, 680, 246
Tadhunter, C., Dicken, D., Holt, J., et al. 2007, *ApJ*, 661, L13
Thomas, D., Maraston, C., Bender, R., & Mendes de Oliveira, C. 2005, *ApJ*, 621, 673
Tundo, E., Bernardi, M., Hyde, J. B., Sheth, R. K., & Pizzella, A. 2007, *ApJ*, 663, 53
van Breugel, W. J. M., Stanford, S. A., Spinrad, H., Stern, D., & Graham, J. R. 1998, *ApJ*, 502, 614
Vernet, J., Fosbury, R. A. E., Villar-Martín, M., et al. 2001, *A&A*, 366, 7
Wardlow, J. L., Smail, I., Coppin, K. E. K., et al. 2011, *MNRAS*, 415, 1479
Weiß, A., Kovács, A., Coppin, K., et al. 2009, *ApJ*, 707, 1201
Willott, C. J., Omont, A., & Bergeron, J. 2013, *ApJ*, 770, 13
Young, L. M., Bureau, M., Davis, T. A., et al. 2011, *MNRAS*, 414, 940

Table 2. *Herschel* observations. All are part of the OT1 seymour 1 program except when specified.

| Name | RA (J2000) | Dec (J2000) | z | ObsID PACS 1 | ObsID PACS 2 | ObsID SPIRE | Notes |
|----------------|------------|-------------|-------|--------------|--------------|-------------|-----------------|
| 6C 0032+412 | 00:34:53.1 | +41:31:31.5 | 3.670 | 1342237860 | 1342237861 | 1342238254 | |
| MRC 0037-258 | 00:39:56.4 | -25:34:31.0 | 1.100 | 1342235414 | 1342235415 | 1342221924 | |
| 6CE 0058+495 | 01:01:18.8 | +49:50:12.3 | 1.173 | 1342237864 | 1342237865 | 1342238256 | |
| MRC 0114-211 | 01:16:51.4 | -20:52:06.7 | 1.410 | 1342224381 | 1342224382 | 1342234710 | |
| TN J0121+1320 | 01:21:42.7 | +13:20:58.0 | 3.516 | 1342238029 | 1342238030 | 1342223211 | |
| 6CE 0132+330 | 01:35:30.4 | +33:16:59.6 | 1.710 | 1342237844 | 1342237845 | 1342237505 | |
| MRC 0140+326 | 01:43:43.8 | +32:53:49.3 | 4.413 | 1342214047 | 1342214048 | 1342213490 | KPGT kmeisenh 1 |
| 6C 0152-209 | 01:54:55.8 | -20:40:26.3 | 1.920 | 1342238786 | 1342238787 | 1342234712 | |
| MRC 0156-252 | 01:58:33.4 | -24:59:31.7 | 2.016 | 1342238739 | 1342238740 | 1342234716 | |
| TN J0205+2242 | 02:05:10.7 | +22:42:50.4 | 3.506 | 1342237400 | 1342237401 | 1342237501 | |
| MRC 0211-256 | 02:13:30.5 | -25:25:20.6 | 1.300 | 1342239459 | 1342239460 | 1342234717 | |
| TXS 0211-122 | 02:14:17.4 | -11:58:46.0 | 2.340 | 1342238111 | 1342238112 | 1342237532 | |
| 3C 65 | 02:23:43.5 | +40:00:52.7 | 1.176 | 1342238005 | 1342238006 | 1342239821 | |
| MRC 0251-273 | 02:53:16.7 | -27:09:11.6 | 3.160 | 1342237410 | 1342237411 | 1342214558 | |
| MRC 0316-257 | 03:18:12.1 | -25:35:09.7 | 3.130 | 1342239422 | 1342239423 | 1342214555 | |
| MRC 0324-228 | 03:27:04.5 | -22:39:42.1 | 1.894 | 1342239424 | 1342239425 | 1342238288 | |
| MRC 0350-279 | 03:52:51.6 | -27:49:22.6 | 1.900 | 1342239418 | 1342239419 | 1342227718 | |
| MRC 0406-244 | 04:08:51.5 | -24:18:16.4 | 2.427 | 1342225214 | 1342225215 | 1342239859 | |
| 4C 60.07 | 05:12:55.1 | +60:30:51.0 | 3.788 | 1342206050 | 1342206051 | 1342203606 | KPGT kmeisenh 1 |
| PKS 0529-549 | 05:30:25.4 | -54:54:23.2 | 2.575 | 1342236654 | 1342236655 | 1342226641 | |
| WN J0617+5012 | 06:17:39.3 | +50:12:54.2 | 3.153 | 1342242754 | 1342242755 | 1342229114 | |
| 4C 41.17 | 06:50:52.2 | +41:30:30.1 | 3.792 | 1342206336 | 1342206337 | 1342204958 | KPGT kmeisenh 1 |
| WN J0747+3654 | 07:47:29.4 | +36:54:38.1 | 2.992 | 1342229038 | 1342229039 | 1342229478 | |
| 6CE 0820+3642 | 08:23:48.1 | +36:32:46.4 | 1.860 | 1342243302 | 1342243303 | 1342230755 | |
| 5C 7.269 | 08:28:38.8 | +25:28:27.1 | 2.218 | 1342232224 | 1342232225 | 1342230774 | |
| USS 0828+193 | 08:30:53.4 | +19:13:16.2 | 2.572 | 1342232222 | 1342232223 | 1342230772 | |
| 6CE 0901+3551 | 09:04:32.3 | +35:39:04.1 | 1.910 | 1342232232 | 1342232233 | 1342230750 | |
| B2 0902+34 | 09:05:30.1 | +34:07:56.0 | 3.395 | 1342232230 | 1342232231 | 1342230737 | |
| 6CE 0905+3955 | 09:08:16.9 | +39:43:26.0 | 1.883 | 1342232236 | 1342232237 | 1342230748 | |
| TN J0924-2201 | 09:24:19.9 | -22:01:42.3 | 5.195 | 1342198543 | 1342198544 | 1342198865 | KPGT kmeisenh 1 |
| 6C 0930+389 | 09:33:06.9 | +38:41:50.1 | 2.395 | 1342232036 | 1342232037 | 1342230738 | |
| USS 0943-242 | 09:45:32.7 | -24:28:49.7 | 2.923 | 1342233248 | 1342233249 | 1342234835 | |
| 3C 239 | 10:11:45.4 | +46:28:19.8 | 1.781 | 1342231241 | 1342231242 | 1342230739 | |
| MG 1019+0534 | 10:19:33.4 | +05:34:34.8 | 2.765 | 1342233228 | 1342233229 | 1342222672 | |
| MRC 1017-220 | 10:19:49.0 | -22:19:59.6 | 1.768 | 1342233103 | 1342233104 | 1342234838 | |
| WN J1115+5016 | 11:15:06.9 | +50:16:23.9 | 2.540 | 1342231395 | 1342231396 | 1342222662 | |
| 3C 257 | 11:23:09.4 | +05:30:17.1 | 2.474 | 1342221966 | 1342221967 | 1342210514 | GT1 pbarthel 1 |
| WN J1123+3141 | 11:23:55.7 | +31:41:26.7 | 3.217 | 1342222681 | 1342222682 | 1342222669 | |
| PKS 1138-262 | 11:40:48.4 | -26:29:08.8 | 2.156 | 1342222456 | 1342222457 | 1342210877 | GT1 baltieri 3 |
| 3C 266 | 11:45:43.6 | +49:46:05.2 | 1.275 | 1342222695 | 1342222696 | 1342222663 | |
| 6C 1232+39 | 12:35:04.7 | +39:25:38.9 | 3.220 | 1342234365 | 1342234366 | 1342232703 | |
| USS 1243+036 | 12:45:38.4 | +03:23:20.7 | 3.570 | 1342223828 | 1342223829 | 1342224982 | |
| TN J1338-1942 | 13:38:26.1 | -19:42:30.7 | 4.110 | 1342237906 | 1342237907 | 1342236186 | |
| 4C 24.28 | 13:48:14.9 | +24:15:50.5 | 2.879 | 1342233533 | 1342233534 | 1342234787 | |
| 3C 294 | 14:06:53.2 | +34:11:21.1 | 1.786 | 1342233525 | 1342233526 | 1342236145 | |
| USS 1410-001 | 14:13:15.1 | -00:22:59.7 | 2.363 | 1342237900 | 1342237901 | 1342236162 | |
| 8C 1435+635 | 14:36:37.2 | +63:19:14.4 | 4.250 | 1342209329 | 1342209330 | 1342199362 | KPGT kmeisenh 1 |
| USS 1558-003 | 16:01:17.3 | -00:28:46.2 | 2.527 | 1342238057 | 1342238058 | 1342238311 | |
| USS 1707+105 | 17:10:06.9 | +10:31:10.2 | 2.349 | 1342230116 | 1342230117 | 1342229578 | |
| LBDS 53W002 | 17:14:14.8 | +50:15:30.6 | 2.393 | 1342234084 | 1342234085 | 1342229153 | |
| LBDS 53W069 | 17:20:02.5 | +49:44:51.0 | 1.432 | 1342231668 | 1342231669 | 1342229155 | |
| LBDS 53W091 | 17:22:32.9 | +50:06:01.3 | 1.552 | 1342234086 | 1342234087 | 1342229156 | |
| 3C 356.0 | 17:24:19.3 | +50:57:36.2 | 1.079 | 1342219036 | 1342219037 | 1342206197 | GT1 pbarthel 1 |
| 7C 1751+6809 | 17:50:50.0 | +68:08:26.4 | 1.540 | 1342233557 | 1342233558 | 1342223224 | |
| 7C 1756+6520 | 17:57:05.4 | +65:19:53.1 | 1.416 | 1342233561 | 1342233562 | 1342229141 | |
| 3C 368 | 18:05:06.4 | +11:01:33.1 | 1.132 | 1342216599 | 1342216600 | 1342216954 | GT1 pbarthel 1 |
| 7C 1805+6332 | 18:05:56.8 | +63:33:13.1 | 1.840 | 1342233563 | 1342233564 | 1342229140 | |
| 4C 40.36 | 18:10:55.7 | +40:45:24.0 | 2.265 | 1342225262 | 1342225263 | 1342229165 | |
| TXS J1908+7220 | 19:08:23.7 | +72:20:11.8 | 3.530 | 1342232248 | 1342232249 | 1342220624 | |
| WN J1911+6342 | 19:11:49.6 | +63:42:09.6 | 3.590 | 1342233575 | 1342233576 | 1342220864 | |
| TN J2007-1316 | 20:07:53.3 | -13:16:43.6 | 3.840 | 1342217425 | 1342217426 | 1342230833 | |
| MRC 2025-218 | 20:27:59.5 | -21:40:56.9 | 2.630 | 1342217421 | 1342217422 | 1342230830 | |
| MRC 2048-272 | 20:51:03.6 | -27:03:02.5 | 2.060 | 1342218548 | 1342218549 | 1342218982 | |
| MRC 2104-242 | 21:06:58.3 | -24:05:09.1 | 2.491 | 1342232504 | 1342232505 | 1342218979 | |
| 4C 23.56 | 21:07:14.8 | +23:31:45.0 | 2.483 | 1342222551 | 1342222552 | 1342233325 | |
| MG 2144+1928 | 21:44:07.6 | +19:29:14.6 | 3.592 | 1342235313 | 1342235314 | 1342220527 | |
| USS 2202+128 | 22:05:14.2 | +13:05:33.0 | 2.706 | 1342235311 | 1342235312 | 1342220528 | |
| MRC 2224-273 | 22:27:43.3 | -27:05:01.7 | 1.679 | 1342234103 | 1342234104 | 1342234742 | |
| B3 J2330+3927 | 23:30:24.8 | +39:27:12.5 | 3.086 | 1342225457 | 1342225458 | 1342234918 | |
| 4C 28.58 | 23:51:59.2 | +29:10:29.0 | 2.891 | 1342225467 | 1342225468 | 1342234922 | |
| 3C 470 | 23:58:36.0 | +44:04:46.0 | 1.653 | 1342237858 | 1342237859 | 1342236248 | |

Table 3. *Herschel* photometry. Values between parenthesis are the *signal-to-noise* estimates from the images *before* including the uncertainties in the flux calibration. Values between brackets are the weak detections. Upper limits are given at the 3σ level of the noise (see § 2.2.3 for how these were determined). *Italic flux* are derived with starfinder (See Section 2.2.2).

| Name | PACS (70 μm) [mJy] | PACS (100 μm) [mJy] | PACS (160 μm) [mJy] | SPIRE (250 μm) [mJy] | SPIRE (350 μm) [mJy] | SPIRE (500 μm) [mJy] |
|-----------------|-----------------------------------|------------------------------------|------------------------------------|-------------------------------------|-------------------------------------|-------------------------------------|
| 6C 0032+412 | ... | < 11.2 | < 21.3 | < 14.2 | < 15.4 | < 20.2 |
| MRC 0037-258 | < 7.5 | ... | < 28.0 | < 14.6 | < 16.6 | < 18.9 |
| 6CE 0058+495 | < 9.2 | ... | < 35.5 | < 19.2 | < 19.8 | < 29.1 |
| MRC 0114-211 | 5.5± 2.7(2.0) | ... | 32.2± 9.4(3.5) | 24.3± 7.5(3.3) | < 36.2 | < 30.8 |
| TN J0121+1320 | ... | < 7.9 | < 24.2 | 15.9± 5.7(2.8)] | [18.0± 6.6(2.8)] | < 18.4 |
| 6CE 0132+330 | < 10.2 | ... | < 26.0 | < 14.3 | < 16.7 | < 19.5 |
| 6C 0140+326 | < 6.9 | ... | < 19.8 | < 14.7 | < 14.5 | < 16.5 |
| MRC 0152-209 | 22.6± 3.5(6.8) | ... | 119.2± 9.8(15.4) | 105.0± 8.6(23.0) | 81.3± 7.3(17.6) | 64.4± 6.8(12.6) |
| MRC 0156-252 | ... | 13.8± 3.7(3.8) | < 23.3 | < 15.0 | < 18.0 | < 20.9 |
| TN J0205+2242 | ... | < 7.3 | < 30.2 | < 14.6 | < 14.7 | < 17.7 |
| MRC 0211-256 | < 9.5 | ... | [17.4± 6.6(2.6)] | 25.0± 3.8(7.3) | 25.9± 5.8(4.7) | [15.7± 5.9(2.7)] |
| TXS 0211-122 | ... | [7.4± 3.4(2.2)] | 11.7± 5.9(2.0) | < 15.9 | < 19.2 | < 24.5 |
| 3C 65 | < 10.5 | ... | < 16.1 | < 15.9 | < 17.7 | < 21.9 |
| MRC 0251-273 | ... | < 10.0 | < 18.7 | < 15.7 | < 14.1 | < 19.5 |
| MRC 0316-257 | ... | < 11.1 | [17.7± 7.2(2.5)] | 22.7± 5.1(4.7) | 20.2± 5.4(3.9) | < 19.3 |
| MRC 0324-228 | < 9.1 | ... | 27.9± 5.4(5.4) | 61.8± 6.7(12.1) | 35.5± 5.9(6.7) | [17.5± 7.4(2.4)] |
| MRC 0350-279 | < 11.3 | ... | < 25.5 | < 14.2 | < 14.0 | < 15.9 |
| MRC 0406-244 | ... | < 12.3 | [21.5± 7.9(2.7)] | 47.6± 5.6(10.6) | 38.7± 5.3(8.4) | 22.8± 5.9(4.0) |
| 4C 60.07 | < 4.9 | ... | < 29.1 | 46.4± 6.5(8.2) | 49.5± 8.4(6.5) | 48.0± 8.3(6.3) |
| PKS 0529-549 | ... | [8.3± 4.0(2.1)] | 31.9± 9.0(3.6) | 35.1± 7.3(5.1) | 43.8± 8.3(5.6) | 40.0± 8.9(4.8) |
| WN J0617+5012 | ... | < 7.9 | < 23.2 | < 19.3 | < 21.4 | < 22.4 |
| 4C 41.17 | < 4.2 | ... | [17.9± 6.8(2.6)] | 28.2± 4.8(6.5) | 35.7± 5.8(6.8) | 31.1± 6.1(5.5) |
| WN J0747+3654 | ... | < 8.8 | < 26.7 | < 14.9 | < 18.1 | < 17.1 |
| 6CE 0820+3642 | < 11.3 | ... | < 22.5 | 32.2± 5.1(7.0) | [11.3± 4.7(2.5)] | < 15.4 |
| 5C 7.269 | ... | < 7.8 | < 25.0 | < 13.4 | < 18.0 | < 14.5 |
| USS 0828+193 | ... | 18.5± 3.5(5.4) | [24.0± 9.6(2.5)] | 20.2± 4.5(4.7) | 17.5± 4.7(3.8) | < 17.2 |
| 6CE 0901+3551 | < 8.6 | ... | < 26.8 | < 13.8 | < 16.2 | < 19.3 |
| B2 0902+34 | ... | < 9.7 | < 20.9 | [12.4± 4.6(2.7)] | < 15.3 | < 15.4 |
| 6CE 0905+3955 | 34.2± 2.8(15.4) | ... | 59.8± 11.2(5.5) | 38.8± 4.9(9.5) | 30.9± 5.4(6.2) | < 16.0 |
| TN J0924-2201 | < 4.6 | ... | < 16.3 | < 11.4 | < 16.1 | < 14.3 |
| 6C 0930+389 | ... | < 9.4 | < 18.6 | < 16.7 | < 15.5 | < 16.8 |
| USS 0943-242 | ... | < 27.6 | 23.6± 7.7(3.1) | 25.7± 5.2(5.2) | 31.7± 5.5(6.3) | 35.2± 7.3(5.1) |
| 3C 239 | < 12.7 | ... | < 33.3 | < 15.5 | < 15.2 | < 18.4 |
| MG 1019+0534 | ... | 15.4± 2.9(5.5) | 23.5± 5.8(4.2) | 28.6± 5.4(5.7) | 29.9± 5.3(6.2) | 33.2± 5.3(7.1) |
| MRC 1017-220 | < 7.7 | ... | < 25.1 | < 17.4 | < 23.6 | < 22.4 |
| WN J1115+5016 | ... | < 9.3 | < 20.7 | < 17.4 | < 18.7 | < 21.4 |
| 3C 257 | 7.7± 1.5(5.4) | ... | [14.6± 6.1(2.4)] | 29.8± 4.8(6.9) | 25.6± 4.6(6.1) | 17.4± 5.3(3.3) |
| WN J1123+3141 | ... | [15.6± 6.2(2.5)] | < 27.2 | 21.0± 4.6(4.9) | 15.8± 4.6(3.5) | < 19.1 |
| PKS 1138-262 | ... | 25.2± 2.2(13.9) | 40.2± 10.2(4.0) | 40.4± 5.9(7.8) | 33.0± 6.1(5.8) | 28.9± 6.7(4.5) |
| 3C 266 | < 9.4 | ... | 28.7± 7.6(3.8) | 14.7± 4.3(3.5) | < 17.8 | < 20.2 |
| 6C 1232+39 | ... | < 6.7 | < 26.4 | < 13.3 | < 14.0 | < 17.1 |
| USS 1243+036 | ... | [8.3± 3.1(2.7)] | [14.1± 6.3(2.2)] | 16.6± 5.6(3.0) | < 19.6 | < 22.2 |
| TN J1338-1942 | ... | < 5.9 | < 27.1 | < 16.6 | < 17.5 | < 18.0 |
| 4C 24.28 | ... | 14.2± 3.3(4.4) | 23.3± 7.9(3.0) | < 15.9 | < 14.6 | < 14.6 |
| 3C 294 | < 7.1 | ... | < 27.0 | < 15.6 | < 17.9 | < 20.4 |
| USS 1410-001 | ... | < 10.1 | < 19.2 | < 15.0 | < 17.3 | < 21.8 |
| 8C 1435+635 | < 5.2 | ... | < 16.2 | < 10.4 | < 11.4 | < 13.5 |
| USS 1558-003 | ... | < 7.4 | < 22.4 | < 16.4 | < 18.8 | < 21.0 |
| USS 1707+105 | ... | < 8.6 | < 27.7 | < 16.8 | < 14.9 | < 19.5 |
| LBDS 53W002 | ... | < 9.4 | < 24.9 | < 15.0 | < 14.3 | < 16.5 |
| LBDS 53W069 | < 7.9 | ... | < 24.3 | < 14.8 | < 12.8 | < 17.2 |
| LBDS 53W091 | < 10.5 | ... | < 36.7 | < 14.7 | < 15.2 | < 17.9 |
| 3C 356.0 | < 11.8 | ... | < 23.8 | < 14.1 | < 14.3 | < 15.6 |
| 7C 1751+6809 | < 9.9 | ... | < 26.1 | < 15.2 | < 13.9 | < 15.4 |
| 7C 1756+6520 | < 8.2 | ... | < 29.8 | < 14.6 | < 19.3 | < 19.5 |
| 3C 368 | 32.3± 3.5(10.4) | ... | 52.9± 9.1(6.1) | 35.6± 6.2(6.3) | 19.6± 6.5(3.1) | < 19.0 |
| 7C 1805+6332 | < 7.4 | ... | < 28.4 | < 14.6 | < 17.6 | < 18.3 |
| 4C 40.36 | ... | < 8.6 | < 29.3 | < 16.0 | < 18.5 | < 15.6 |
| TXS J1908+7220 | ... | 19.4± 3.1(6.5) | 36.7± 8.1(4.7) | 38.9± 8.0(5.2) | 52.9± 7.7(7.9) | 49.5± 8.6(6.3) |
| WN J1911+6342 | ... | 9.2± 3.0(3.1) | < 20.4 | < 9.4 | < 15.2 | < 11.7 |
| TN J2007-1316 | ... | < 7.7 | < 20.8 | 16.7± 5.2(3.3) | 16.8± 5.1(3.4) | < 18.9 |
| MRC 2025-218 | ... | < 11.1 | < 30.7 | < 18.5 | < 28.4 | < 19.5 |
| MRC 2048-272 | ... | < 8.5 | < 25.3 | < 15.3 | < 16.0 | < 18.6 |
| MRC 2104-242 | ... | 14.4± 3.5(4.3) | [22.0± 8.4(2.6)] | [14.2± 5.1(2.8)] | 21.1± 6.6(3.3) | < 15.8 |
| 4C 23.56 | ... | 29.2± 3.2(10.3) | [17.2± 6.8(2.6)] | < 18.5 | < 24.2 | < 25.9 |
| MG 2144+1928 | ... | < 46.1 | < 40.4 | < 14.8 | < 18.1 | < 17.5 |
| 14 USS 2202+128 | ... | [7.2± 2.9(2.5)] | 18.2± 5.7(3.2) | < 13.7 | < 12.6 | < 17.1 |
| MRC 2224-273 | < 10.5 | ... | < 28.2 | 14.6± 4.8(3.1) | < 17.7 | < 18.3 |
| B3 J2330+3927 | ... | 9.5± 2.6(3.8) | < 32.2 | 39.0± 5.8(7.7) | 48.0± 6.4(8.8) | 50.3± 7.5(7.6) |
| 4C 28.58 | ... | 22.8± 2.9(8.6) | [23.6± 8.7(2.7)] | 42.5± 4.9(11.0) | 29.7± 5.4(6.0) | 15.5± 4.5(3.5) |
| 3C 470 | 21.6± 3.7(6.0) | ... | 22.5± 7.2(3.2) | 39.2± 5.7(7.9) | 33.5± 6.0(6.1) | 24.9± 6.3(4.1) |

Table 4. Sub-mm flux at $870\mu\text{m}$ with LABOCA in this paper, at $850\mu\text{m}$ for all the rest. Flux in brackets symbolise the weak detection ($2\sigma < F^{\text{gal}} < 3\sigma$). For a description of the observing mode, *WOO* or *mapping* see Section 2.4.

| Name | Flux [mJy] | Obs. mode | References |
|----------------|--------------------|-------------|--|
| 6C 0032+412 | [2.6±1.2] | - | Archibald et al. (2001) |
| MRC 0037-258 | <7.8 | WOO | this paper |
| 6CE 0058+495 | ... | - | - |
| MRC 0114-211 | <6.6 | mapping | this paper |
| TN J0121+1320 | 7.5±1.0 | - | Reuland et al. (2004) |
| 6CE 0132+330 | ... | - | - |
| 6C 0140+326 | [3.3±1.5] | - | Archibald et al. (2001) |
| MRC 0152-209 | 14.5±3.3 | WOO | this paper |
| MRC 0156-252 | <30.3 | mapping | this paper |
| TN J0205+2242 | <5.2 | - | Reuland et al. (2004) |
| MRC 0211-256 | | mapping | this paper |
| TXS 0211-122 | <7.8 | WOO+mapping | this paper |
| 3C 65 | ... | - | - |
| MRC 0251-273 | <8.9 | - | Reuland et al. (2004) |
| MRC 0316-257 | <8.8 | - | Reuland et al. (2004) |
| MRC 0324-228 | <9.0 | WOO | this paper |
| MRC 0350-279 | <12.9 | WOO | this paper |
| MRC 0406-244 | <17.8 | WOO | this paper |
| 4C 60.07 | 17.1±1.3, 11.5±1.5 | - | Archibald et al. (2001), Reuland et al. (2004) |
| PKS 0529-549 | ... | - | - |
| WN J0617+5012 | <3.2 | - | Reuland et al. (2004) |
| 4C 41.17 | 12.1±0.9 | - | Archibald et al. (2001) |
| WN J0747+3654 | 4.8±1.1 | - | Reuland et al. (2004) |
| 6CE 0820+3642 | [2.1±1.0] | - | Archibald et al. (2001) |
| 5C 7.269 | <4.7 | - | Archibald et al. (2001) |
| USS 0828+193 | ... | - | - |
| 6CE 0901+3551 | <3.45 | - | Archibald et al. (2001) |
| B2 0902+34 | [2.8±1.0] | - | Archibald et al. (2001) |
| 6CE 0905+3955 | 3.6±0.9 | - | Archibald et al. (2001) |
| TN J0924-2201 | <3.2 | - | Reuland et al. (2004) |
| 6C 0930+389 | <3.4 | - | Archibald et al. (2001) |
| USS 0943-242 | | mapping | this paper |
| 3C 239 | <3.8 | - | Archibald et al. (2001) |
| MG 1019+0534 | [2.4±0.9] | - | Archibald et al. (2001) |
| MRC 1017-220 | <12.0 | WOO | this paper |
| WN J1115+5016 | [3.0±1.3] | - | Reuland et al. (2004) |
| 3C 257 | 5.4±1.0 | - | Archibald et al. (2001) |
| WN J1123+3141 | 4.9±1.2 | - | Reuland et al. (2004) |
| PKS 1138-262 | 12.8±3.3 | - | Reuland et al. (2004) |
| 3C 266 | <4.4 | - | Archibald et al. (2001) |
| 6C 1232+39 | 3.9±0.7 | - | Archibald et al. (2001) |
| USS 1243+036 | [2.3±1.1] | - | Archibald et al. (2001) |
| TN J1338-1942 | 6.9±1.1 | - | Reuland et al. (2004) |
| 4C 24.28 | [2.6±1.2] | - | Archibald et al. (2001) |
| 3C 294 | <2.5 | - | Archibald et al. (2001) |
| USS 1410-001 | <4.5 | WOO | this paper |
| 8C 1435+635 | 7.8±0.8 | - | Archibald et al. (2001) |
| USS 1558-003 | [3.5±1.3] | mapping | this paper |
| USS 1707+105 | <9.3 | WOO | this paper |
| LBDS 53W002 | <4.3 | - | Archibald et al. (2001) |
| LBDS 53W069 | <3.1 | - | Archibald et al. (2001) |
| LBDS 53W091 | ... | - | - |
| 3C 356.0 | <4.8 | - | Archibald et al. (2001) |
| 7C 1751+6809 | ... | - | - |
| 7C 1756+6520 | ... | - | - |
| 3C 368 | 4.1±1.1 | - | Archibald et al. (2001) |
| 7C 1805+6332 | ... | - | - |
| 4C 40.36 | <3.9 | - | Archibald et al. (2001) |
| TXS J1908+7220 | 10.8±1.2 | - | Reuland et al. (2004) |
| WN J1911+6342 | <11.9 | - | Reuland et al. (2004) |
| TN J2007-1316 | 5.8±1.5 | - | Reuland et al. (2004) |
| MRC 2025-218 | <10.5 | WOO | this paper |
| MRC 2048-272 | <21.0 | mapping | this paper |
| MRC 2104-242 | ... | - | - |
| 4C 23.56 | <4.7 | - | Archibald et al. (2001) |
| MG 2144+1928 | [2.3±0.9] | - | Reuland et al. (2004) |
| USS 2202+128 | <5.1 | mapping | this paper |
| MRC 2224-273 | <12.3 | mapping | this paper |
| B3 J2330+3927 | 14.1±1.7 | - | Reuland et al. (2004) |
| 4C 28.58 | 3.9±1.2 | - | Archibald et al. (2001) |
| 3C 470 | 5.6±1.1 | - | Archibald et al. (2001) |

Table 6. Main results from the SED fitting. (*) Special cases, see text for details.

| Name | class | Detect. | $L_{\text{obs}}^{\text{IR}} [10^{12} L_{\odot}]$ | SB template | χ^2 | $L_{\text{tot}}^{\text{IR}} [10^{12} L_{\odot}]$ | $L_{\text{AGN}}^{\text{IR}} [10^{12} L_{\odot}]$ | $L_{\text{SB}}^{\text{IR}} [10^{12} L_{\odot}]$ | $f_{\text{AGN}}^{10\mu\text{m}}$ | $f_{\text{AGN}}^{100\mu\text{m}}$ |
|----------------|-------|---------|--|-------------|----------|--|--|---|----------------------------------|-----------------------------------|
| 6C 0032+412 | WCD | 3 | < 23.30 | SB2 | 2.30 | ... | 9.58± 1.76 | 3.19± 1.43 | 17.5 | 0.35 |
| MRC 0037-258 | WD | 2 | < 1.86 | SB2 | 0.10 | ... | < 0.86 | < 0.97 | 4.8 | 0.10 |
| 6CE 0058+495 | WD | 2 | < 2.43 | SB2 | 1.10 | ... | < 1.02 | < 1.42 | 4.0 | 0.08 |
| MRC 0114-211 | WCD | 5 | 4.03 | SB6 | 4.40 | 3.85 | 1.59± 0.43 | 2.26± 0.58 | 3.8 | 0.08 |
| TN J0121+1320 | CD | 2 | < 18.30 | SB2 | 0.60 | ... | < 2.97 | 7.47± 0.89 | 2.2 | 0.04 |
| 6CE 0132+330 | WD | 1 | < 4.98 | SB3 | 0.40 | ... | < 0.19 | < 1.72 | 1.0 | 0.01 |
| 6C 0140+326 | CD | 1 | < 57.40 | SB6 | 0.00 | ... | < 15.00 | 5.97± 2.67 | 13.4 | 0.29 |
| MRC 0152-209 | WCD | 8 | 25.10 | SB2 | 20.30 | 22.30 | 4.46± 1.19 | 17.80± 0.87 | 1.4 | 0.03 |
| MRC 0156-252 | WD | 2 | < 13.00 | SB2 | 2.60 | ... | < 8.51 | < 3.04 | 15.4 | 0.31 |
| TN J0205+2242 | UL | 0 | < 18.60 | SB2 | 0.00 | ... | < 2.61 | < 3.71 | 3.9 | 0.08 |
| MRC 0211-256 | WCD | 6 | 2.36 | SB3 | 1.70 | 2.11 | 0.33± 0.11 | 1.78± 0.21 | 1.7 | 0.02 |
| TXS 0211-122 | WD | 4 | < 12.70 | SB2 | 7.60 | ... | 9.12± 1.65 | < 4.39 | 11.4 | 0.23 |
| 3C 65 | WD | 2 | < 2.24 | SB2 | 0.10 | ... | < 1.32 | < 1.19 | 6.1 | 0.12 |
| MRC 0251-273 | WD | 2 | < 15.00 | SB2 | 4.30 | ... | < 2.82 | < 6.11 | 2.5 | 0.05 |
| MRC 0316-257 | CD | 3 | < 14.60 | SB6 | 1.20 | ... | < 1.63 | 7.94± 1.28 | 1.1 | 0.02 |
| MRC 0324-228 | WCD | 6 | 9.34 | SB4 | 9.50 | 7.50 | 1.75± 0.59 | 5.75± 0.52 | 1.1 | 0.02 |
| MRC 0350-279 | WD | 2 | < 6.38 | SB2 | 4.10 | ... | < 0.83 | < 2.66 | 1.7 | 0.03 |
| MRC 0406-244 | WCD | 6 | 14.80 | SB4 | 6.70 | 13.00 | 5.52± 1.27 | 7.47± 0.72 | 2.7 | 0.06 |
| 4C 60.07 | CD | 4 | < 33.90 | SB6 | 8.00 | ... | < 13.00 | 28.80± 1.73 | 2.4 | 0.05 |
| PKS 0529-549 | WCD | 7 | 14.00 | SB3 | 2.10 | 13.20 | 2.73± 0.68 | 10.50± 1.21 | 2.4 | 0.02 |
| WN J0617+5012 | UL | 0 | < 14.60 | SB6 | 0.00 | ... | < 1.99 | < 4.53 | 2.3 | 0.05 |
| 4C 41.17 | WCD | 7 | 27.70 | SB6 | 10.50 | 24.00 | 4.56± 1.78 | 19.40± 1.25 | 1.3 | 0.03 |
| WN J0747+3654 | CD | 1 | < 12.90 | SB2 | 0.00 | ... | < 1.63 | 4.47± 1.02 | 2.0 | 0.04 |
| 6CE 0820+3642 | WCD | 5 | 7.13 | SB2 | 13.40 | 3.95 | 0.80± 0.26 | 3.15± 0.50 | 1.4 | 0.03 |
| 5C 7.269 | UL | 0 | < 7.22 | SB3 | 0.00 | ... | < 3.09 | < 2.75 | 10.3 | 0.10 |
| USS 0828+193 | WCD | 6 | 20.50 | SB3 | 2.20 | 18.40 | 15.90± 2.26 | 2.48± 0.96 | 59.0 | 0.57 |
| 6CE 0901+3551 | WD | 2 | < 6.88 | SB2 | 0.50 | ... | < 2.42 | < 2.52 | 5.3 | 0.11 |
| B2 0902+34 | WCD | 4 | 16.80 | SB6 | 0.30 | 8.36 | 3.58± 1.13 | 4.78± 1.44 | 4.0 | 0.09 |
| 6CE 0905+3955 | WCD | 7 | 19.30 | SB2 | 24.50 | 15.50 | 11.00± 1.01 | 4.53± 0.53 | 13.4 | 0.27 |
| TN J0924-2201 | UL | 0 | < 40.80 | SB6 | 0.00 | ... | < 9.20 | < 5.50 | 8.9 | 0.19 |
| 6C 0930+389 | WD | 1 | < 7.64 | SB2 | 0.00 | ... | < 2.53 | < 3.08 | 4.5 | 0.09 |
| USS 0943-242 | WCD | 6 | 21.60 | SB1 | 1.30 | 14.90 | 1.89± 0.67 | 13.00± 1.47 | 0.6 | 0.02 |
| 3C 239 | WD | 2 | < 7.72 | SB2 | 0.00 | ... | < 3.60 | < 2.65 | 7.5 | 0.15 |
| MG 1019+0534 | WCD | 8 | 15.80 | SB1 | 6.80 | 13.80 | 1.70± 0.60 | 12.10± 1.11 | 0.6 | 0.02 |
| MRC 1017-220 | WD | 2 | < 5.63 | SB2 | 1.40 | ... | < 2.48 | < 2.74 | 5.0 | 0.10 |
| WN J1115+5016 | CD | 1 | < 8.36 | SB2 | 0.00 | ... | < 0.85 | 2.76± 1.20 | 1.7 | 0.03 |
| 3C 257 | WCD | 8 | 13.40 | SB4 | 8.60 | 11.20 | 7.16± 1.07 | 4.04± 0.45 | 6.4 | 0.14 |
| WN J1123+3141 | WCD | 5 | 28.20 | SB2 | 1.20 | 24.40 | 20.60± 3.30 | 3.78± 1.00 | 30.0 | 0.60 |
| PKS 1138-262 | WCD | 8 | 20.30 | SB3 | 4.60 | 17.20 | 11.60± 1.30 | 5.61± 0.68 | 19.0 | 0.19 |
| 3C 266 | WCD | 4 | 2.61 | SB6 | 0.60 | 2.02 | 0.47± 0.17 | 1.55± 0.33 | 1.6 | 0.03 |
| 6C 1232+39 | WCD | 3 | < 15.40 | SB2 | 1.60 | ... | 6.25± 1.14 | 3.62± 0.68 | 9.3 | 0.19 |
| USS 1243+036 | WCD | 5 | 20.50 | SB6 | 1.20 | 13.10 | 8.38± 1.89 | 4.72± 1.75 | 9.5 | 0.20 |
| TN J1338-1942 | CD | 1 | < 25.60 | SB2 | 0.00 | ... | < 3.60 | 6.79± 1.08 | 2.9 | 0.06 |
| 4C 24.28 | WCD | 5 | 17.10 | SB2 | 2.40 | 12.80 | 10.40± 1.54 | 2.39± 1.06 | 23.9 | 0.48 |
| 3C 294 | WD | 2 | < 4.89 | SB2 | 5.10 | ... | < 1.12 | < 2.24 | 2.8 | 0.05 |
| USS 1410-001 | WD | 2 | < 9.44 | SB2 | 1.30 | ... | < 5.44 | < 4.37 | 6.8 | 0.14 |
| 8C 1435+635 | CD | 1 | < 25.40 | SB2 | 0.00 | ... | < 4.78 | 7.73± 0.76 | 3.4 | 0.07 |
| USS 1558-003 | WCD | 3 | < 11.60 | SB5 | 2.10 | ... | 8.35± 1.52 | 0.93± 0.35 | 29.8 | 0.70 |
| USS 1707+105 | WD | 1 | < 7.77 | SB2 | 0.00 | ... | < 1.19 | < 3.88 | 1.7 | 0.03 |
| LBDS 53W002 | WD | 2 | < 8.71 | SB2 | 4.60 | ... | < 3.69 | < 3.96 | 5.1 | 0.10 |
| LBDS 53W069 | UL | 0 | 4.30 | SB2 | 0.00 | ... | < 2.24 | < 1.71 | 7.2 | 0.14 |
| LBDS 53W091 | UL | 0 | < 3.94 | SB3 | 0.70 | ... | < 0.09 | < 1.46 | 0.6 | 0.00 |
| 3C 356.0 | WD | 2 | < 2.62 | SB2 | 0.10 | ... | < 2.01 | < 0.91 | 12.2 | 0.24 |
| 7C 1751+6809 | WD | 2 | < 3.44 | SB2 | 0.30 | ... | < 0.41 | < 2.02 | 1.1 | 0.02 |
| 7C 1756+6520 | UL | 0 | < 2.96 | SB3 | 0.10 | ... | < 0.11 | < 1.32 | 0.8 | 0.01 |
| 3C 368 | WCD | 7 | 5.04 | SB2 | 11.70 | 4.24 | 1.40± 0.31 | 2.84± 0.29 | 2.7 | 0.05 |
| 7C 1805+6332 | WD | 2 | < 5.25 | SB2 | 0.50 | ... | < 1.43 | < 2.48 | 3.2 | 0.06 |
| 4C 40.36 | WD | 1 | < 7.52 | SB2 | 0.00 | ... | < 1.49 | < 3.51 | 2.3 | 0.05 |
| TXS J1908+7220 | WCD | 7 | 50.60 | SB6 | 10.90 | 43.70 | 25.40± 3.63 | 18.30± 1.75 | 7.4 | 0.16 |
| WN J1911+6342 | UL | 0 | < 16.70 | SB2 | 0.00 | ... | < 2.46 | < 6.42 | 2.1 | 0.04 |
| TN J2007-1316 | WCD | 4 | 23.00 | SB2 | 4.20 | 15.00 | 8.84± 1.71 | 6.17± 1.28 | 7.9 | 0.16 |
| MRC 2025-218 | WD | 2 | < 11.70 | SB2 | 6.00 | ... | < 1.63 | < 6.34 | 1.4 | 0.03 |
| MRC 2048-272 | UL | 0 | < 6.17 | SB2 | 0.00 | ... | < 2.10 | < 3.23 | 3.6 | 0.07 |
| MRC 2104-242 | WCD | 5 | 10.00 | SB2 | 4.90 | 8.03 | 2.82± 1.05 | 5.21± 1.23 | 3.0 | 0.06 |
| 4C 23.56 | WD | 5 | < 28.80 | SB2 | 8.40 | ... | 24.50± 1.66 | < 5.41 | 24.9 | 0.50 |
| MG 2144+1928 | WCD | 2 | < 52.30 | SB2 | 0.00 | ... | 8.54± 2.14 | 4.40± 0.92 | 11.0 | 0.22 |
| USS 2202+128 | WD | 4 | < 12.20 | SB2 | 2.30 | ... | 7.31± 1.10 | < 4.16 | 9.7 | 0.19 |
| MRC 2224-273 | WCD | 3 | < 5.40 | SB1 | 0.80 | ... | 1.92± 0.34 | 2.23± 0.73 | 3.3 | 0.09 |
| B3 J2330+3927 | WCD | 6 | 33.00 | SB4 | 15.60 | 24.50 | 13.60± 2.41 | 10.90± 0.88 | 4.5 | 0.10 |
| 14C 28.58 | WCD | 8 | 22.50 | SB6 | 21.00 | 17.70 | 8.09± 1.25 | 9.61± 0.97 | 4.5 | 0.10 |
| 3C 470 | WCD | 7 | 9.25 | SB1 | 4.50 | 8.76 | 3.85± 0.75 | 4.91± 0.55 | 3.2 | 0.09 |

Appendix A: Bolometric correction

In order to derive AGN intrinsic properties, the AGN bolometric luminosity is needed. Hard X-rays provide the best approximation to the bolometric luminosity as most of the material along the line-of-sight is optically transparent. Unfortunately, we do not possess X-rays measurement for our entire sample, we therefore make use of the calculated infrared luminosities. Numerous attempts to derive bolometric correction factor have been done in the past (e.g. Elvis et al., 1994; Haas et al., 2003; Marconi et al., 2004). Although essential, they are subject to significant variation from object to object. Elvis et al. (1994) provides some correction factor depending on the observed wavelength. This correction factor can be as small as 2 and as high as 20 for X-rays, depending mainly on the morphology. We here want an approximation of this factor for our sources.

First, we can use a pure geometrical approach. Assuming the torus around AGN to be optically thick at all wavelengths, it absorbs light from all the electromagnetic spectrum and re-radiates in IR. We can use the statistical distribution of type 1 and type 2 AGN in the sky (Barthel, 1989). The solid angle for an opening angle of 45° corresponds to a factor ~ 2 . This is expected to be the minimum correction.

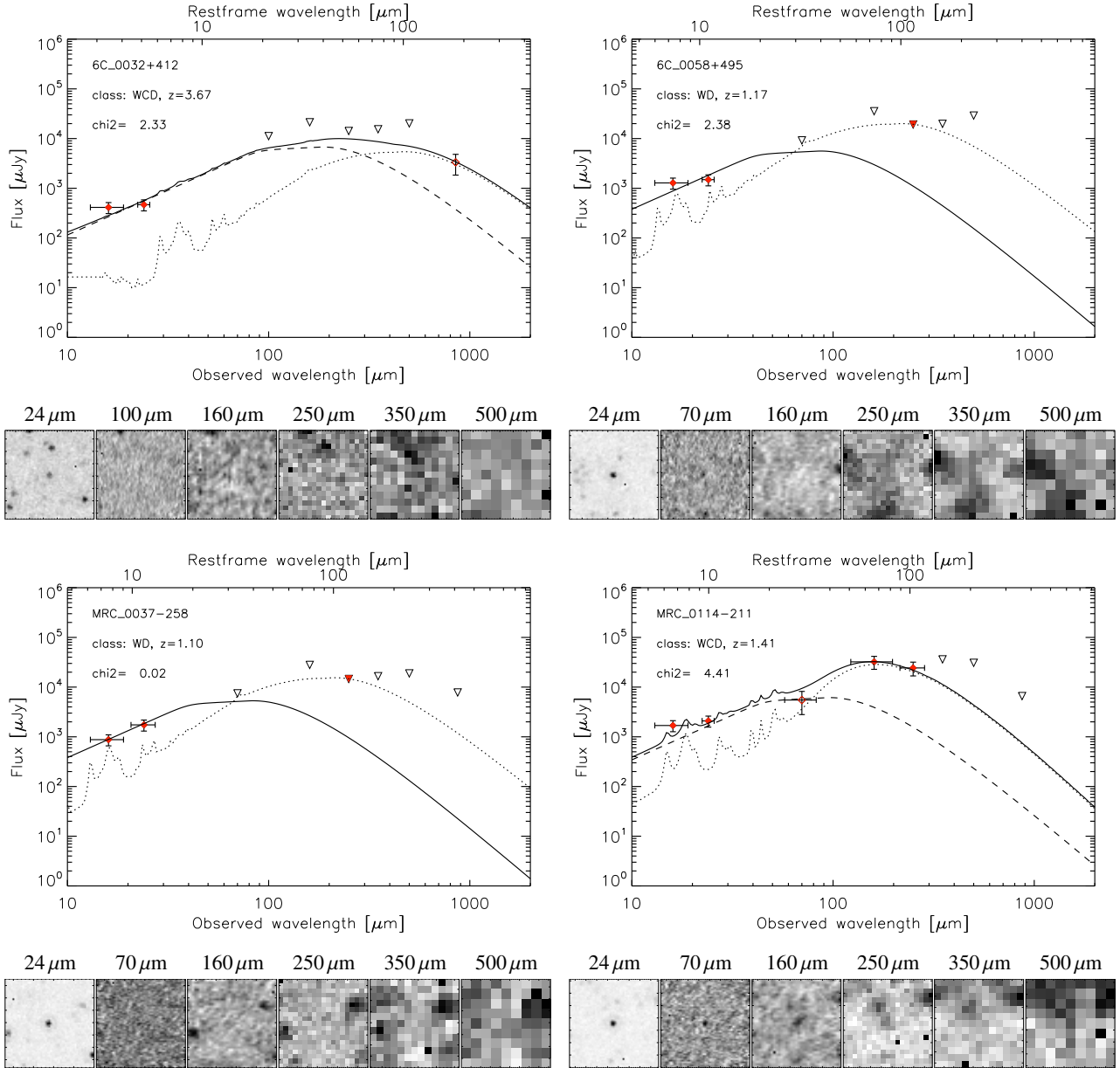
Second, we can assume that the central in type 2 and type 1 AGN are similar. Using a type 1 radio loud AGN template from Elvis et al. (1994) and assuming that the total IR luminosity does not depend strongly on orientation, the bolometric correction factor is ~ 6 .

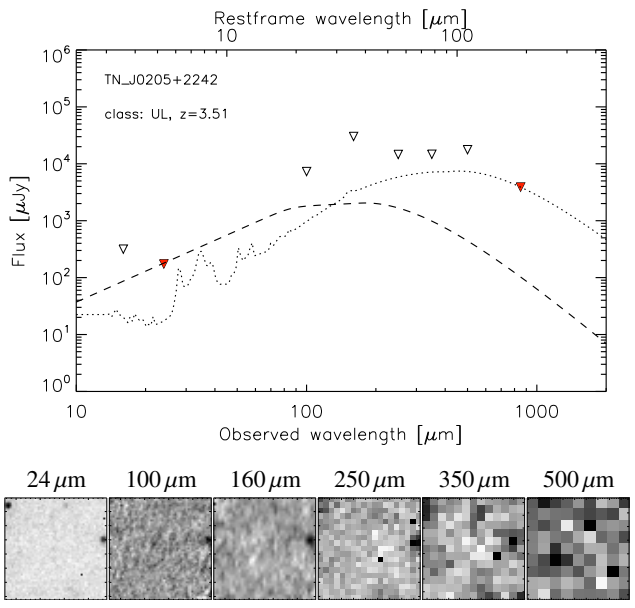
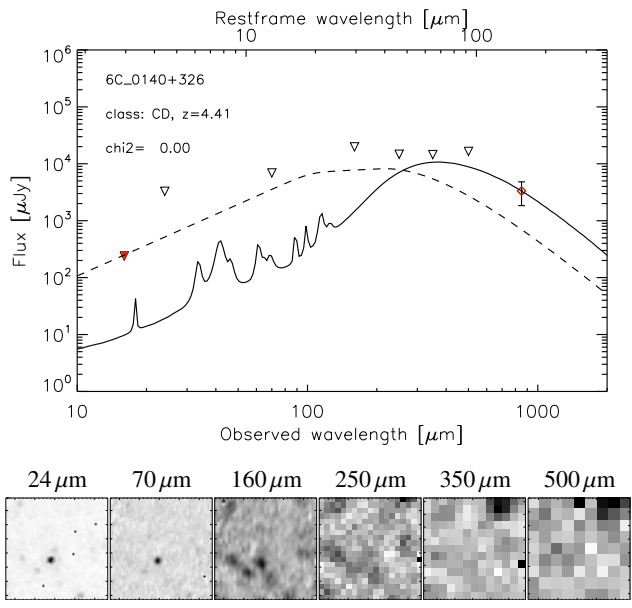
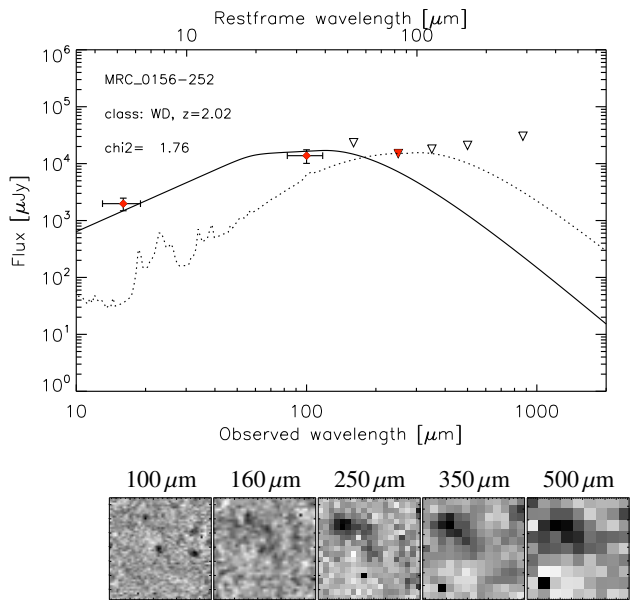
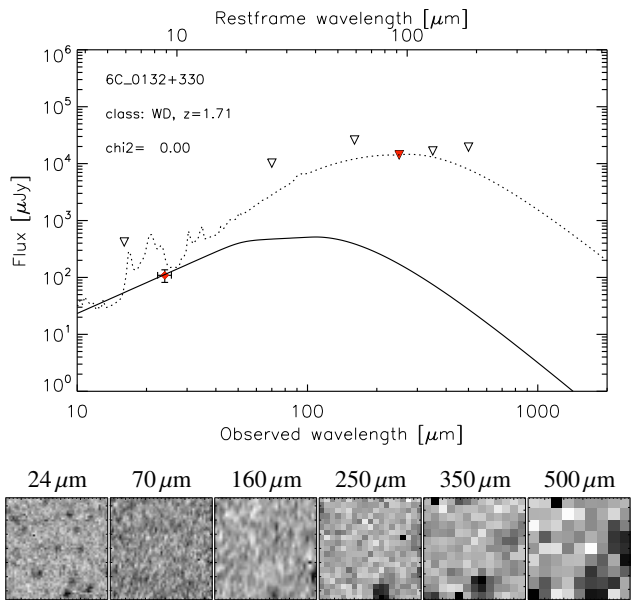
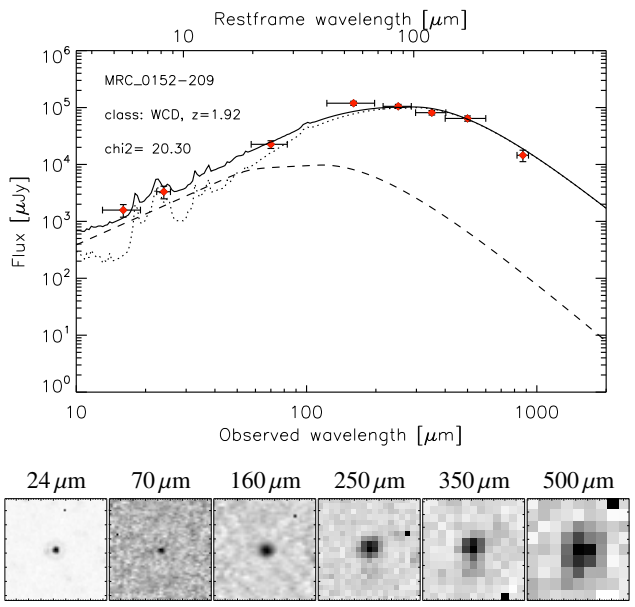
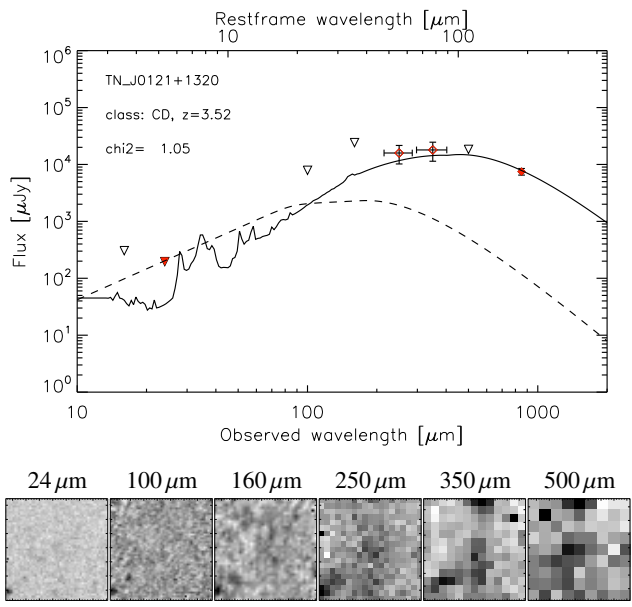
Third, some sources in our sample possess X-ray observations (Carilli et al., 2002). Integrating the energy over X-rays, it appears that X-rays does not present the most significant contribution to the bolometric luminosity. Radio is very similar to X-rays in our case. The most difficult part to estimate are the absorbed optical and near IR parts.

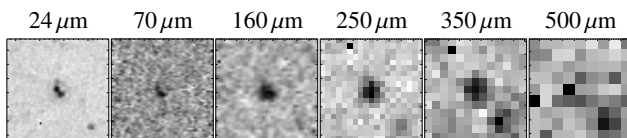
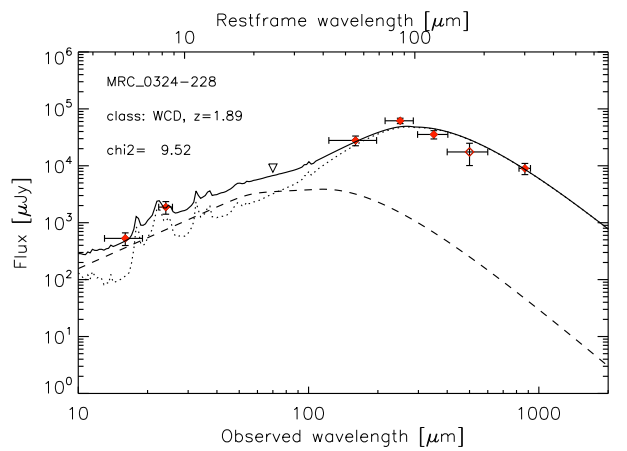
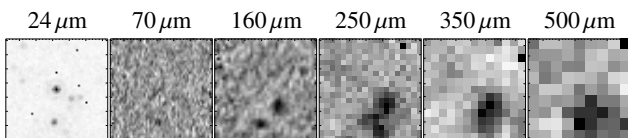
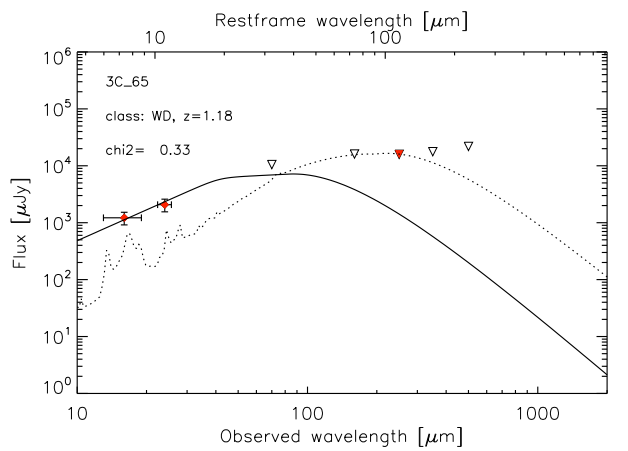
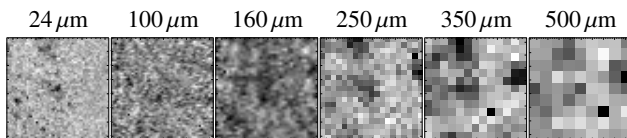
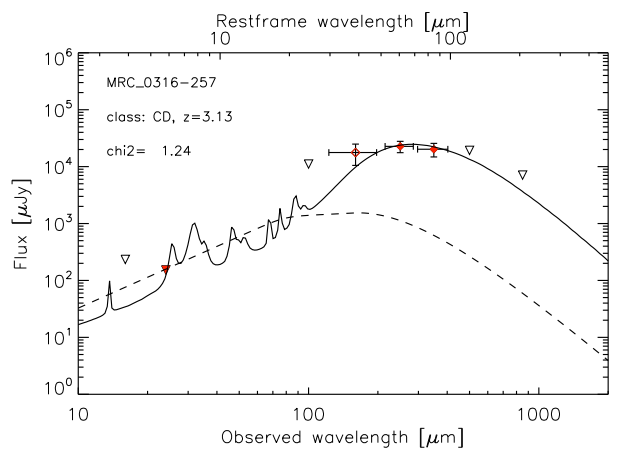
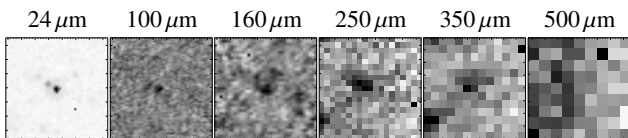
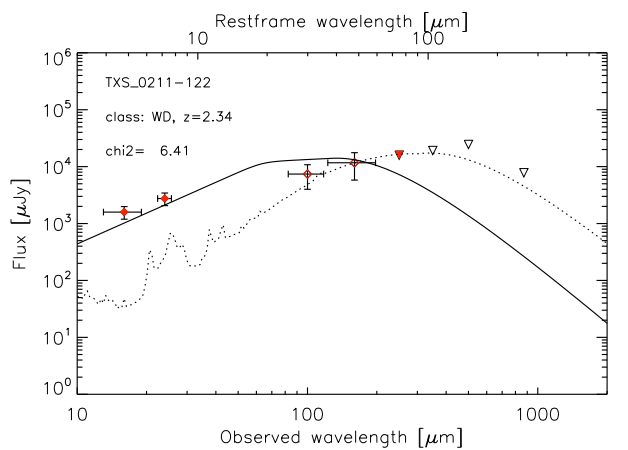
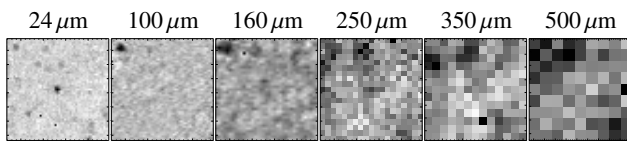
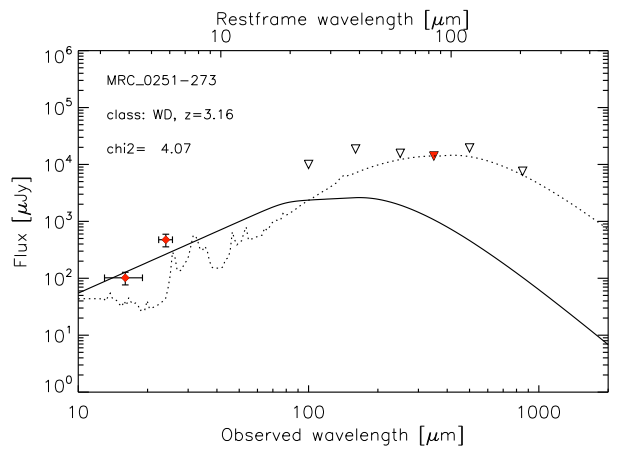
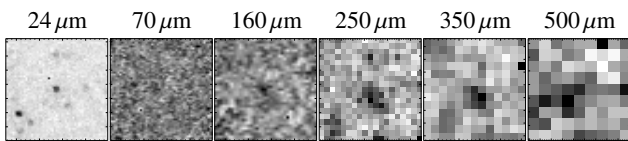
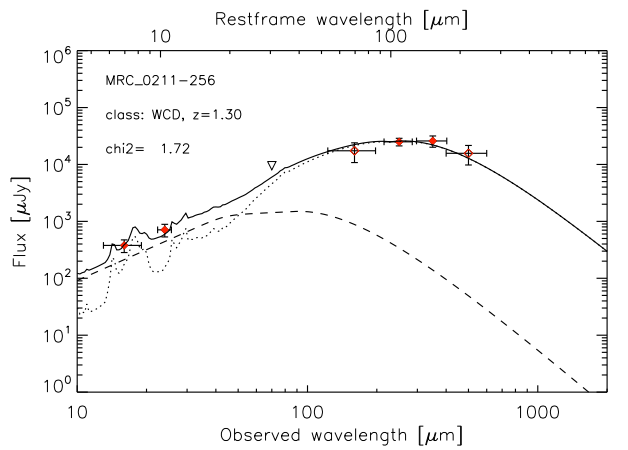
We finally use the following approach in this paper. As the bolometric correction is rather uncertain, we do not apply any correction to our data. Instead, we mention the effect of this correction in each plot with 2 arrows, for the minimum and maximum correction for all the points. We discuss also their implication in terms of the physical interpretation.

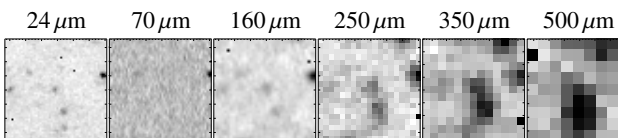
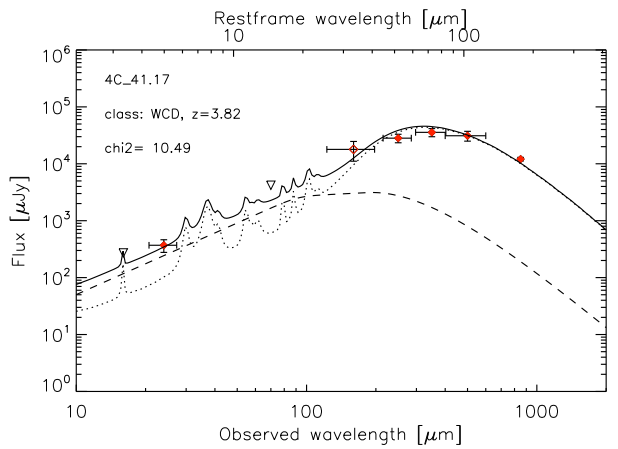
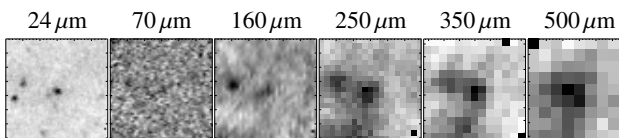
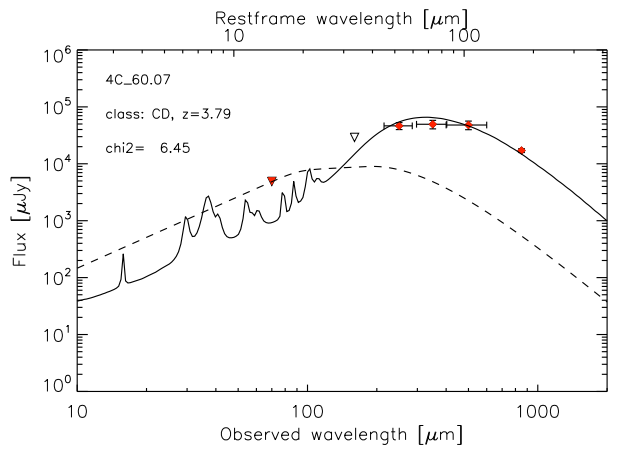
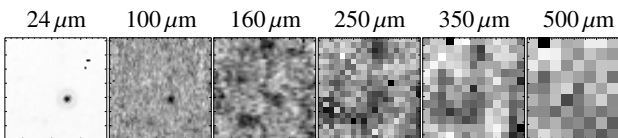
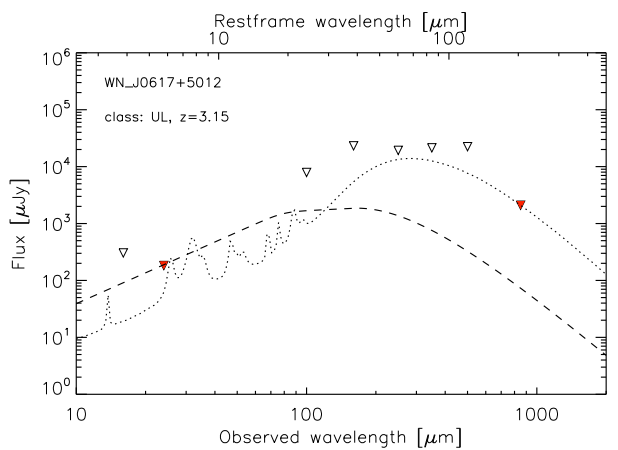
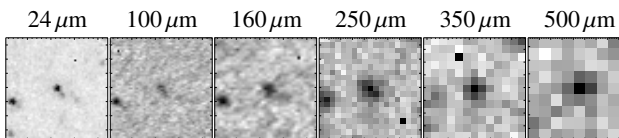
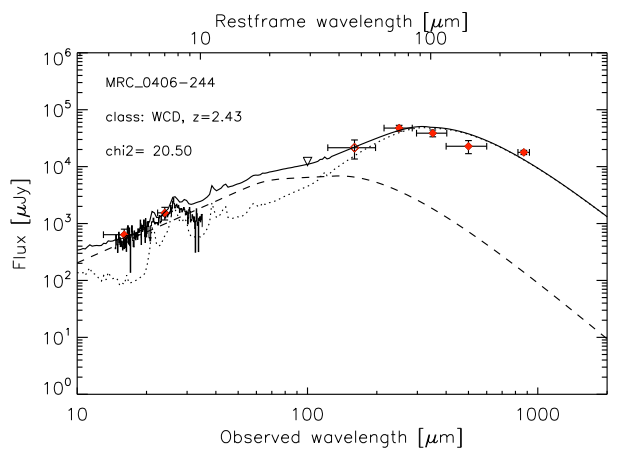
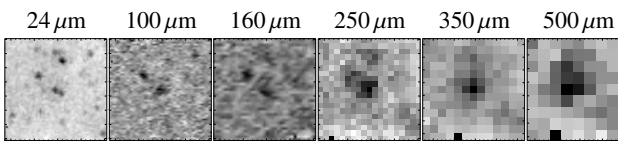
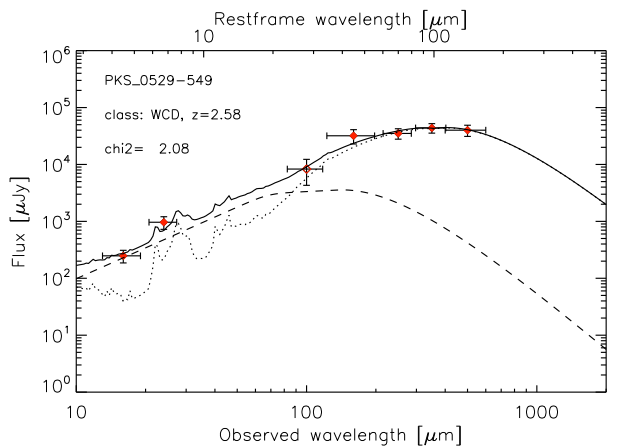
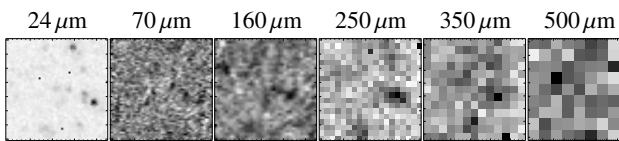
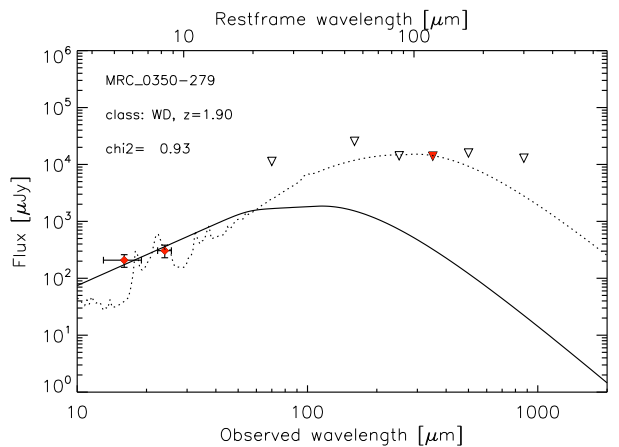
SEDs

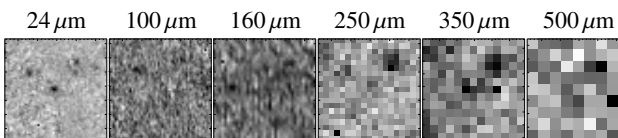
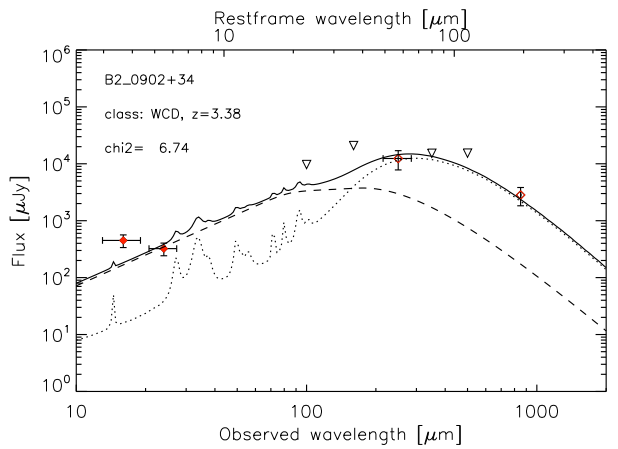
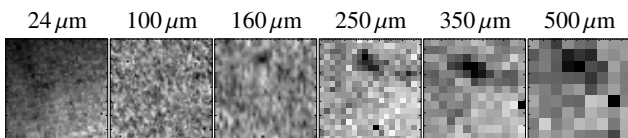
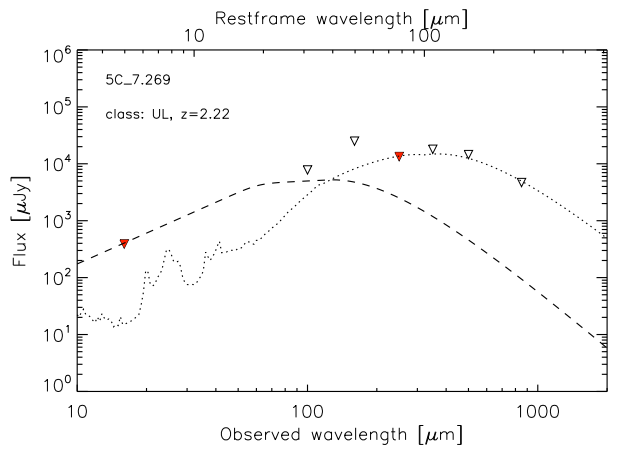
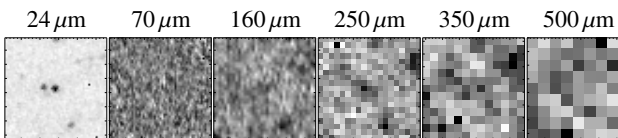
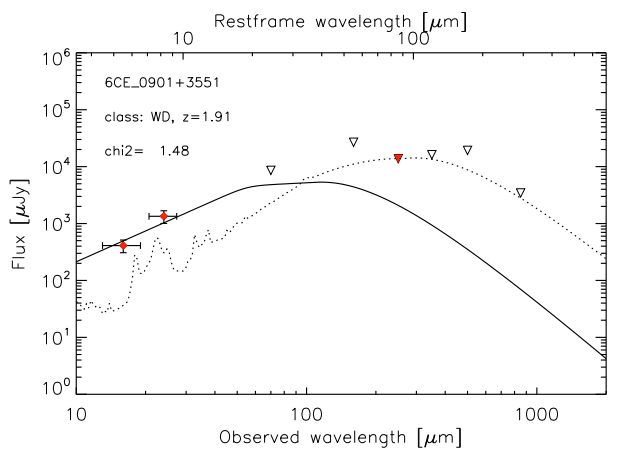
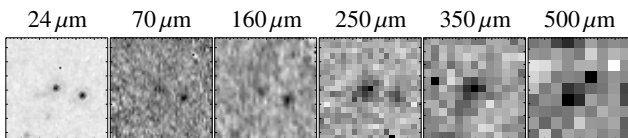
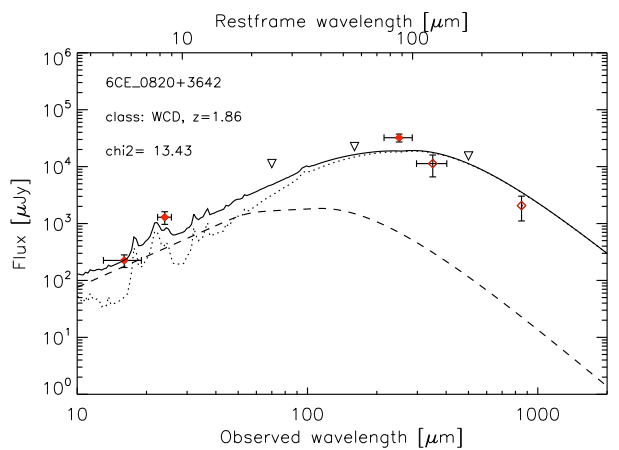
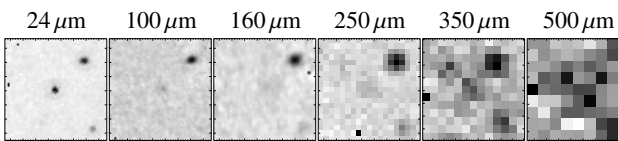
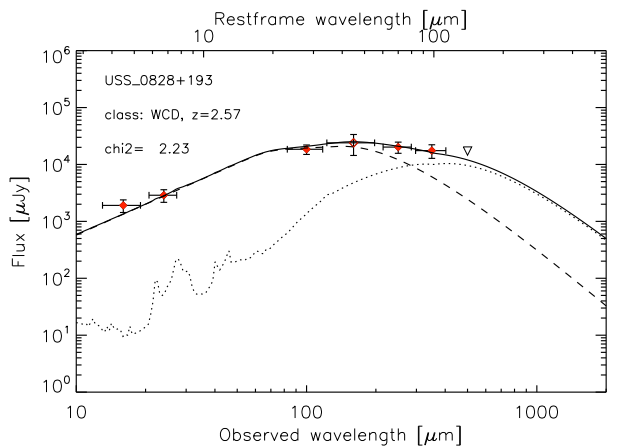
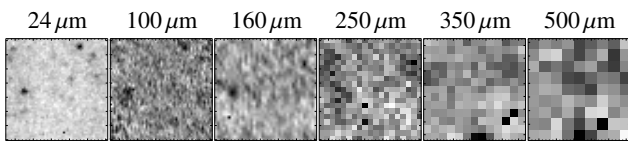
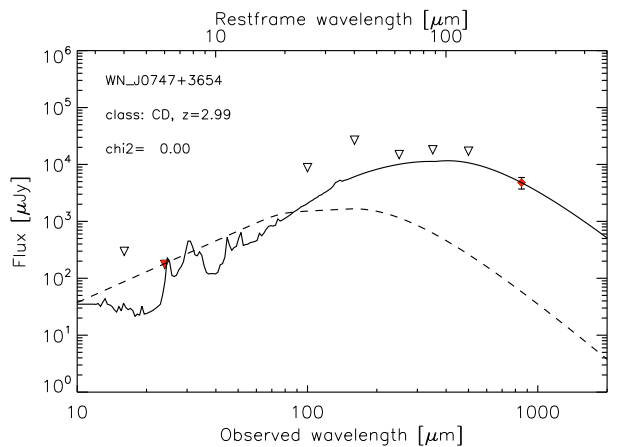
Fig. A.1. SEDs of the 70 radiogalaxies sorted by RA. IRS and MIPS data available in De Breuck et al. (2010), PACS and SPIRE data in Table 3 and sub-mm data in Table 4. Filled diamonds are for the firm detection ($>3\sigma$), open diamonds for weak detections ($2\sigma < F^{\text{gal}} < 3\sigma$) and downward triangles for the 3σ upper limits. The red downward triangles refer to the most constraining upper limit. Continuous line report for fitted components, depending on the class: AGN for WD, SB for CD and sum of AGN and SB for WCD. We report the observed wavelength on the bottom axis and its corresponding restframe wavelength, calculated from the spectroscopic redshift for each source. The 6 stamps correspond to the MIPS1 and the five *Herschel* observations when available, with north at the top, east at the left, centred on the radio galaxy. Each stamp covers 2x2 arcmin. We report also the available IRS data for our sample (Rawlings et al., 2013).

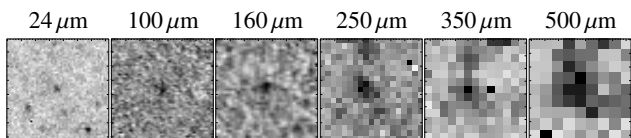
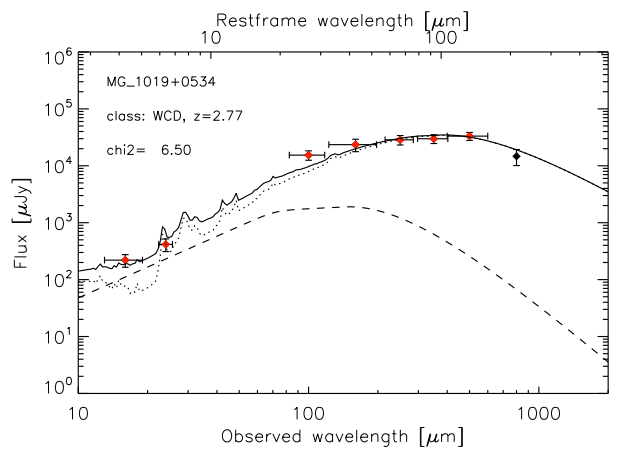
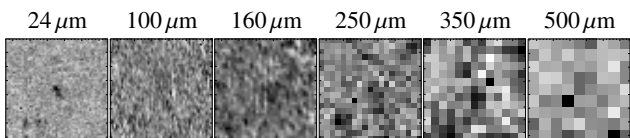
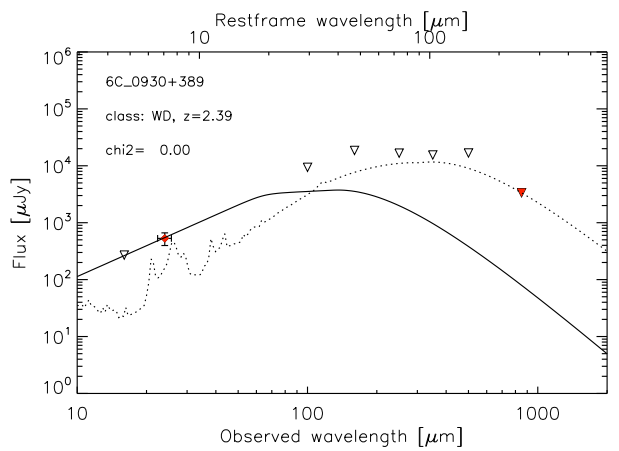
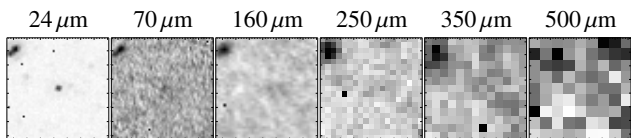
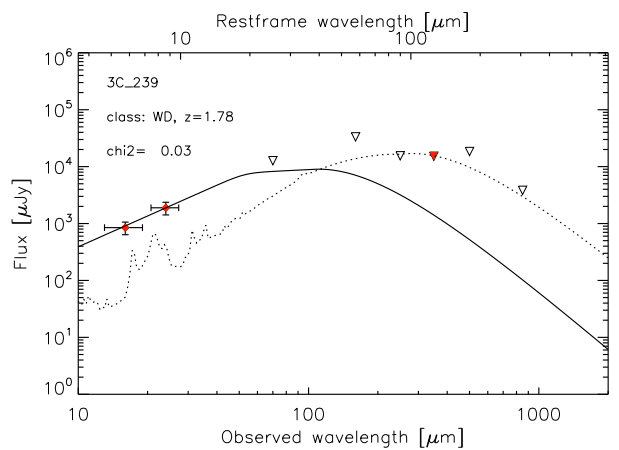
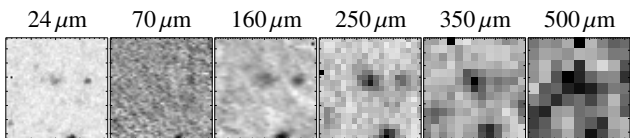
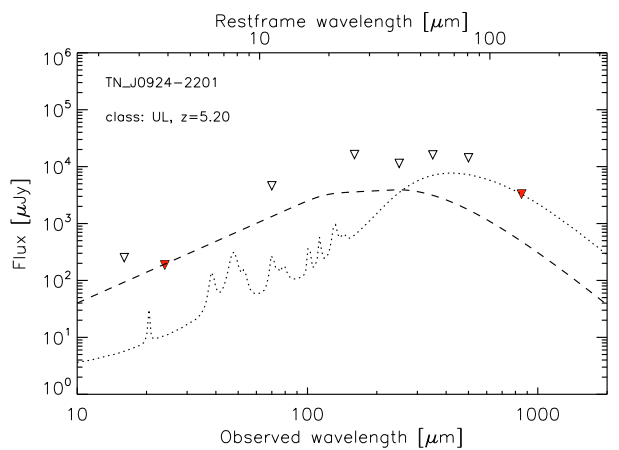
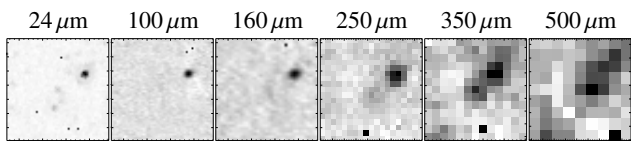
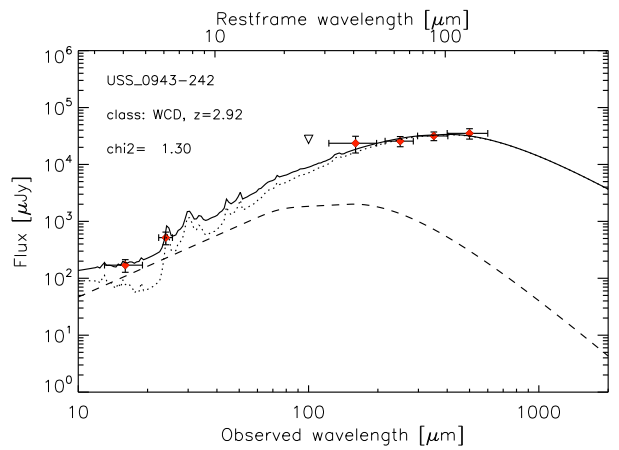
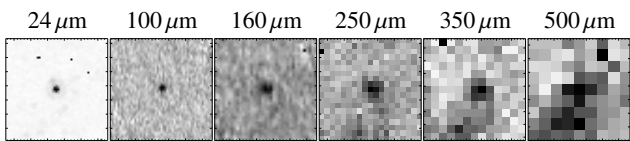
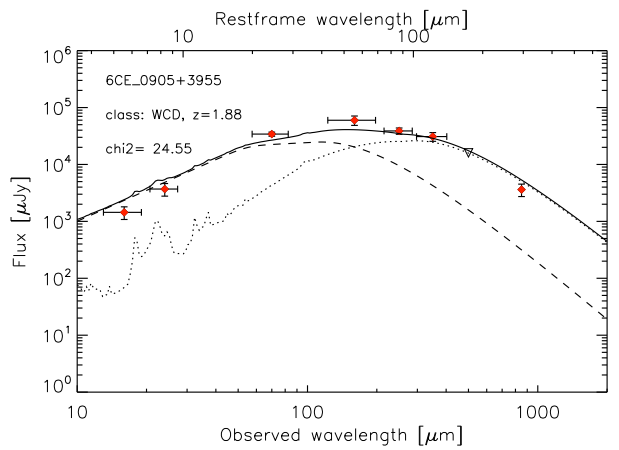


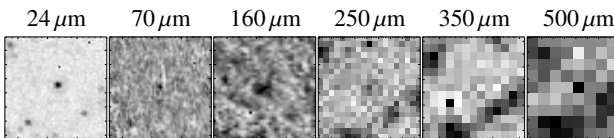
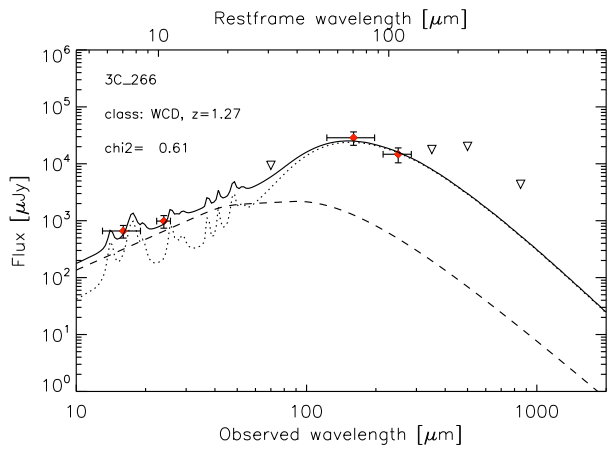
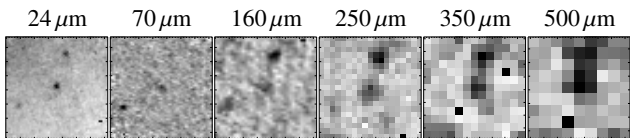
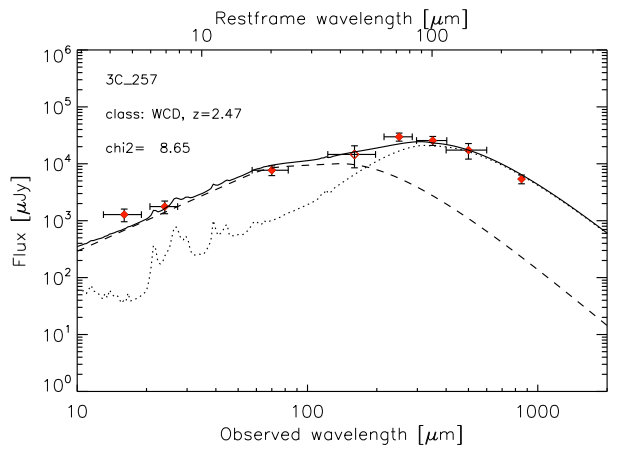
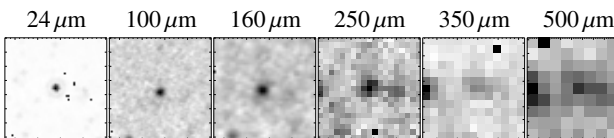
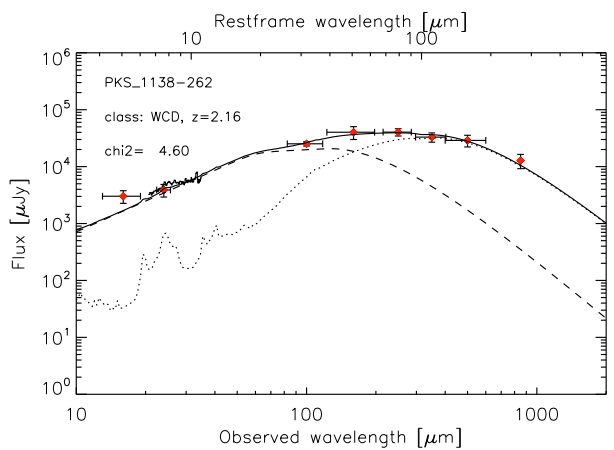
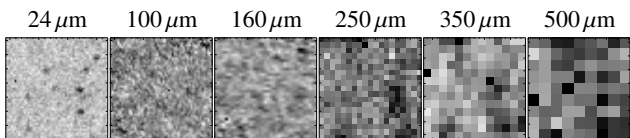
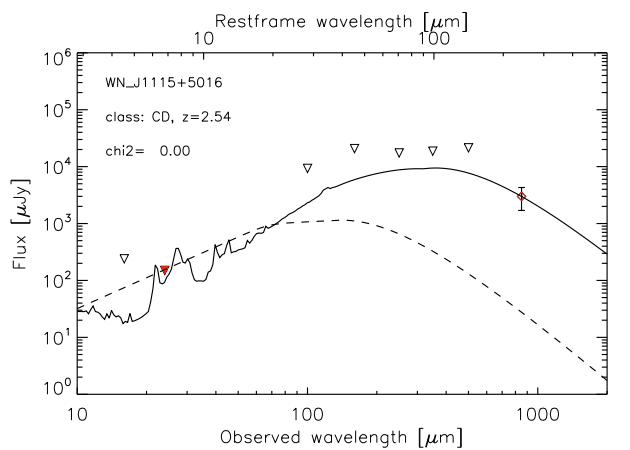
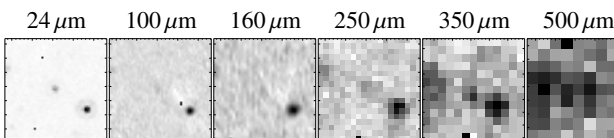
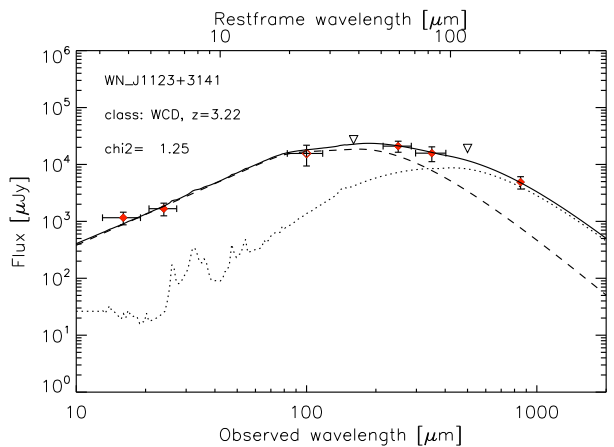
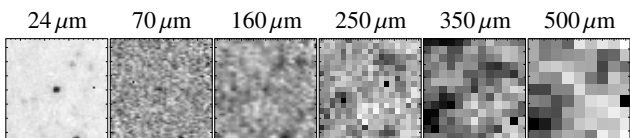
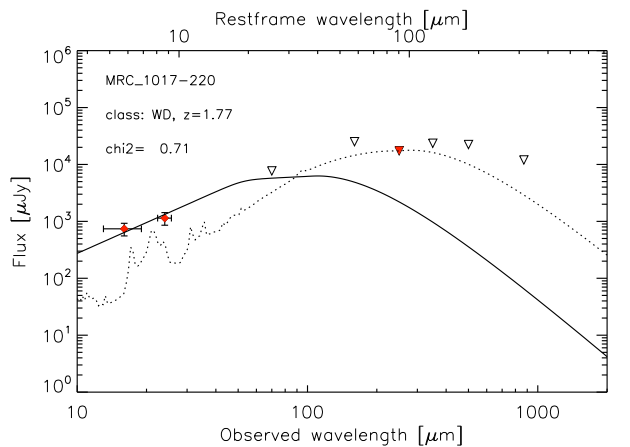


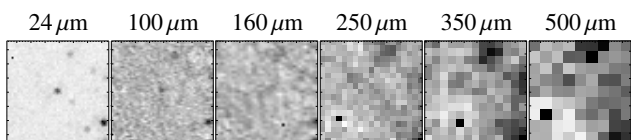
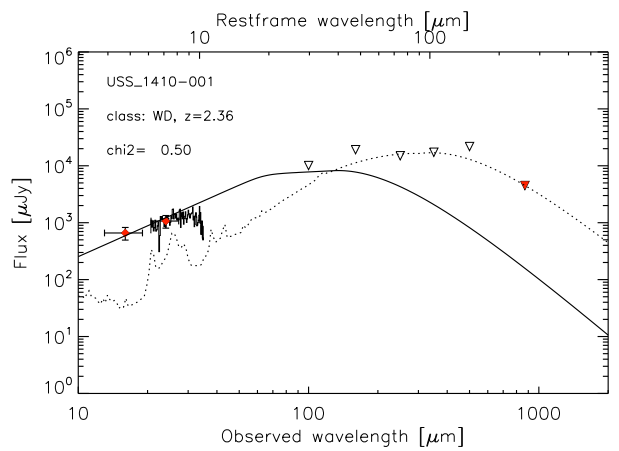
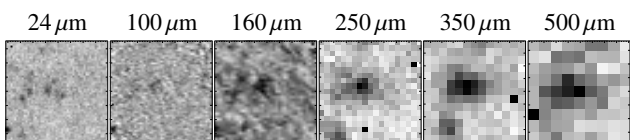
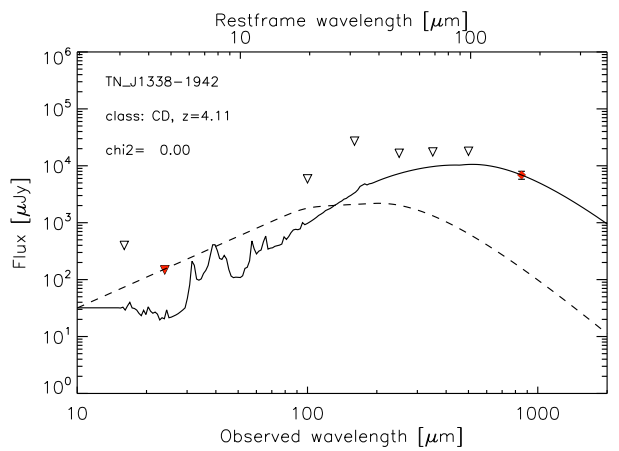
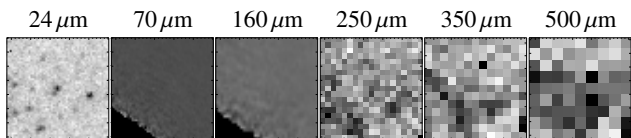
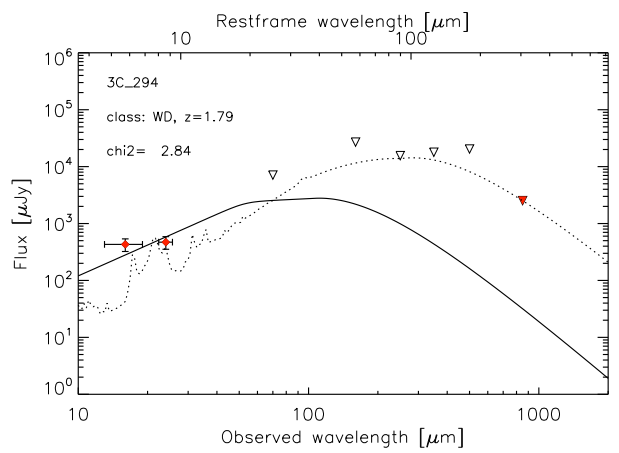
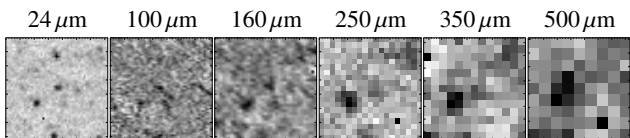
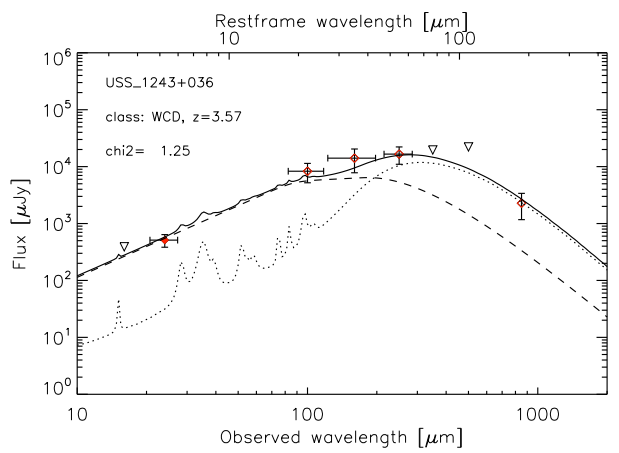
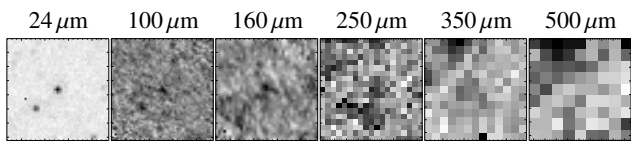
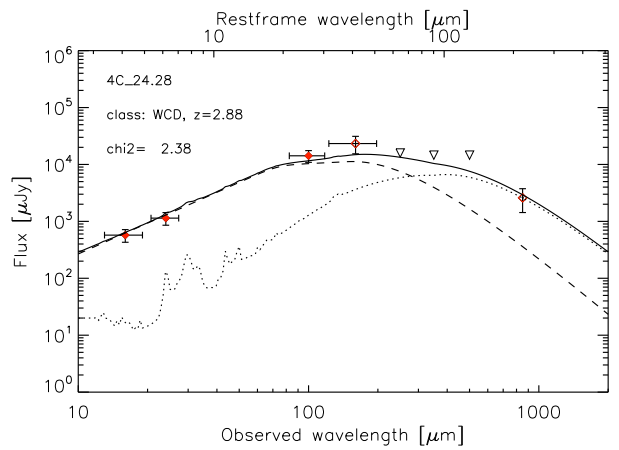
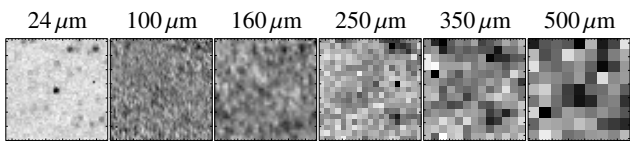
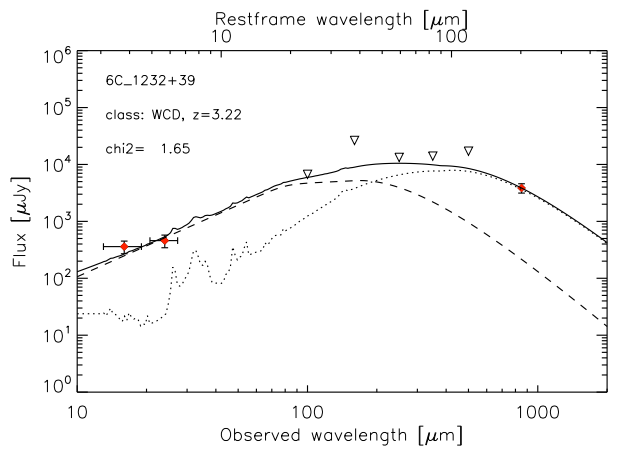


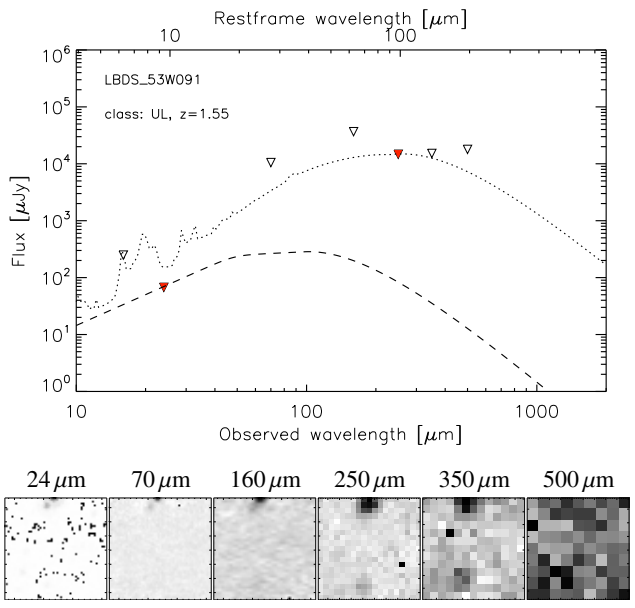
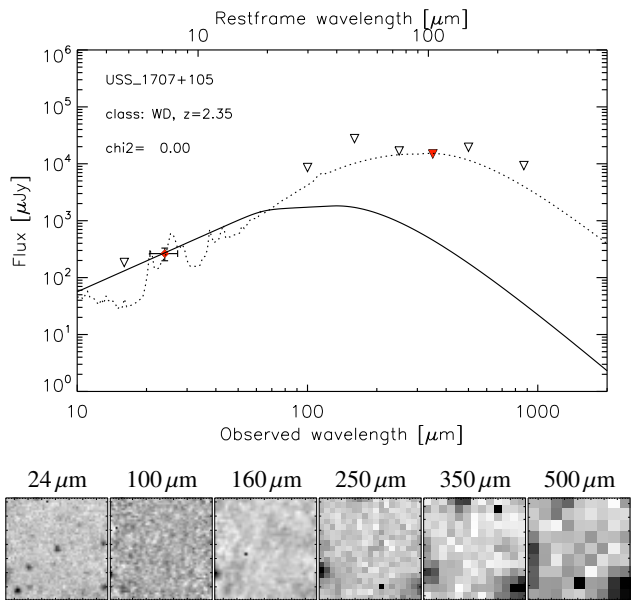
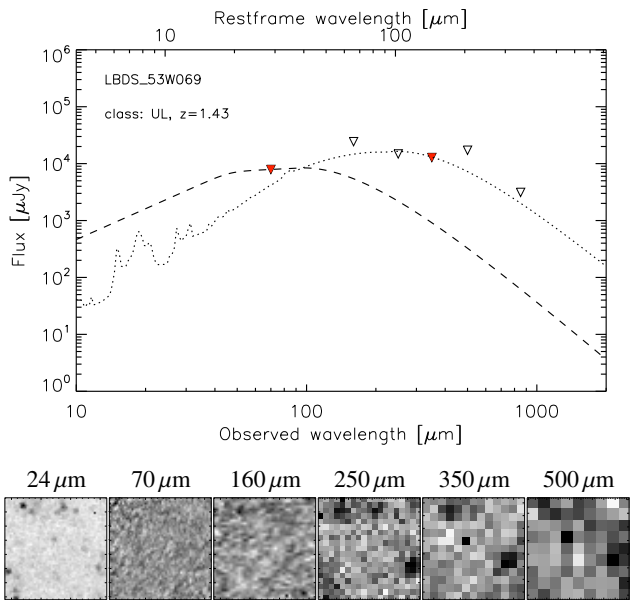
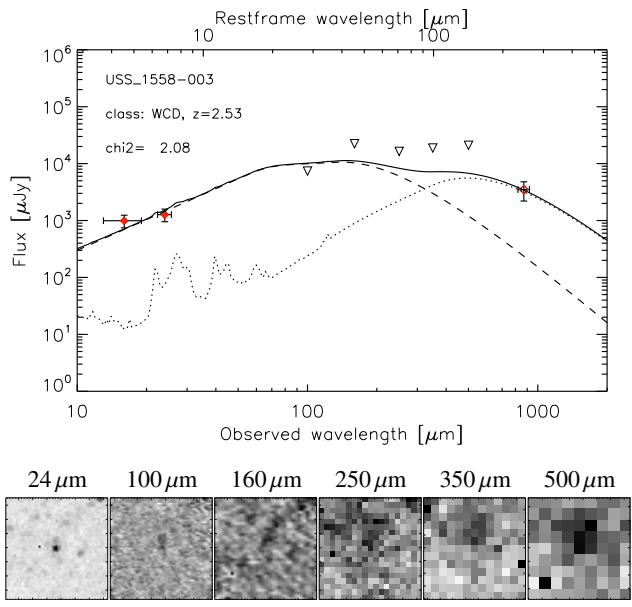
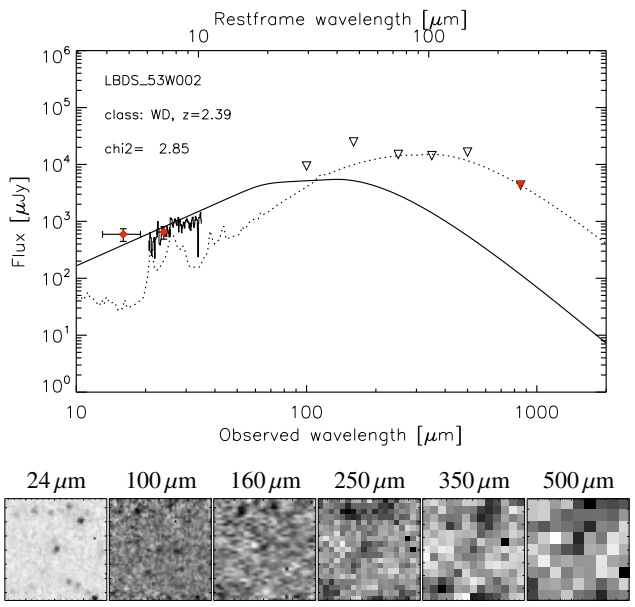
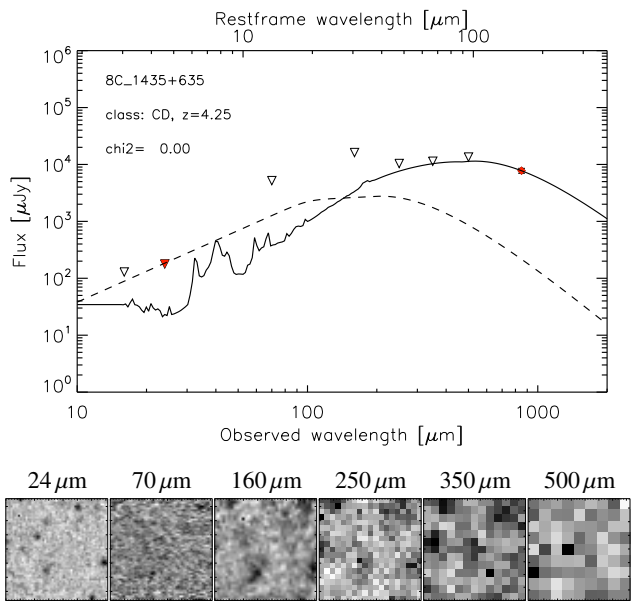


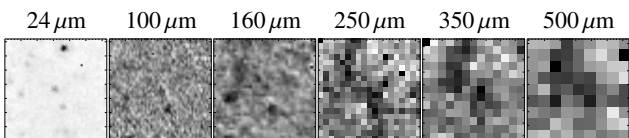
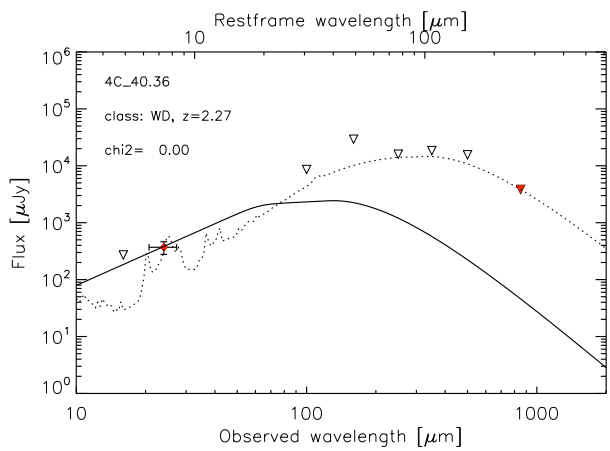
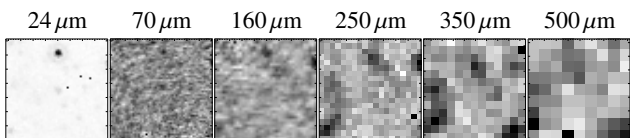
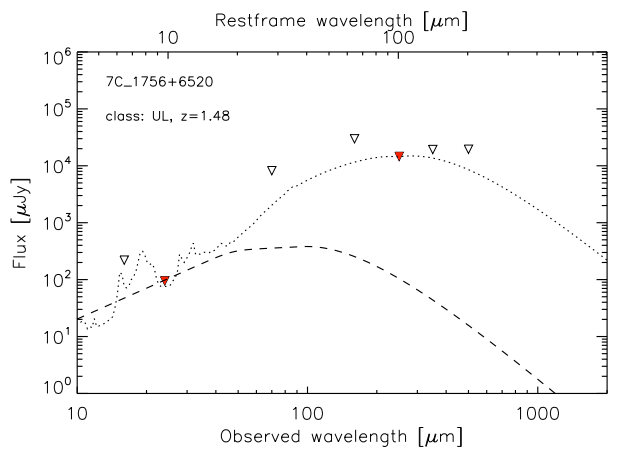
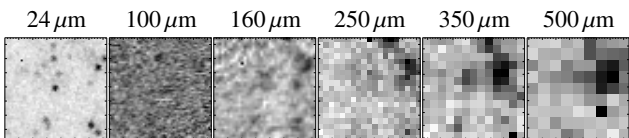
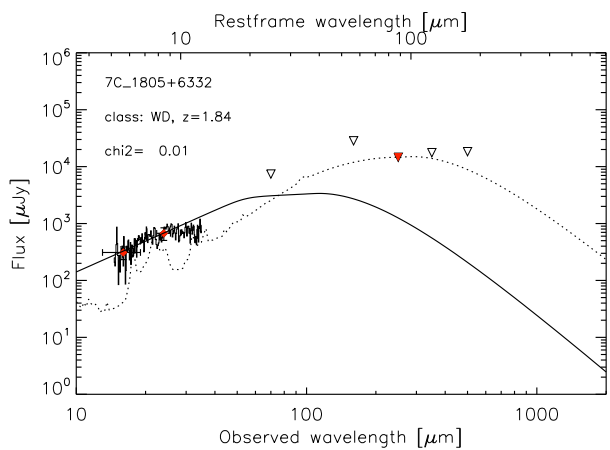
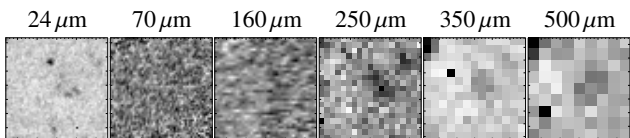
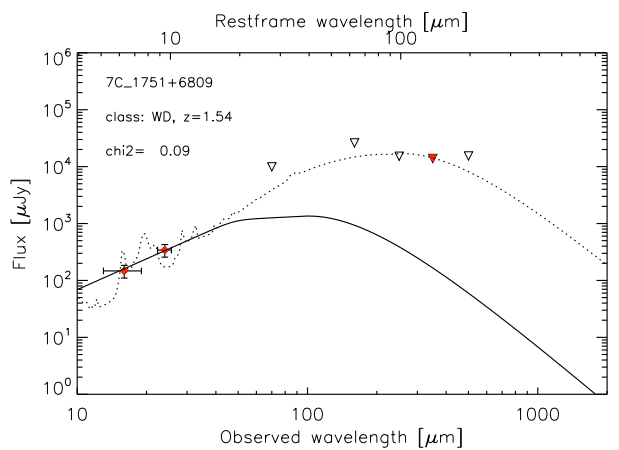
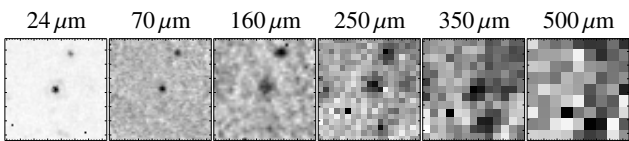
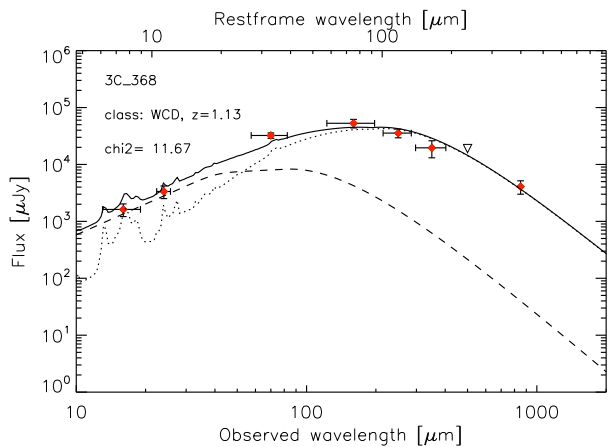
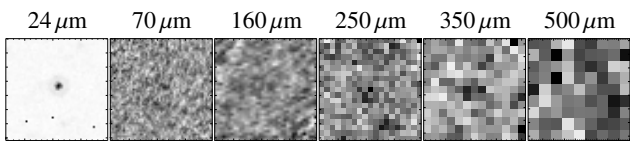
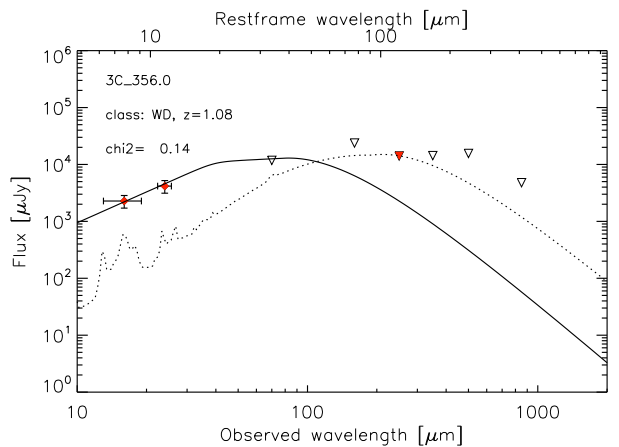


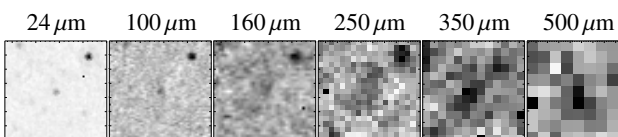
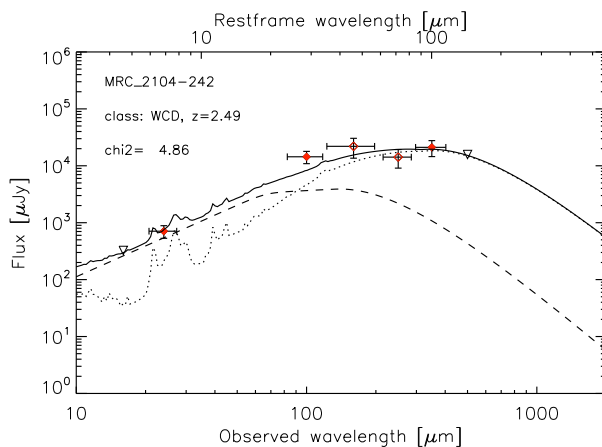
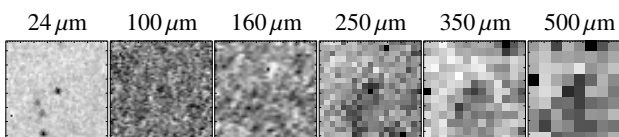
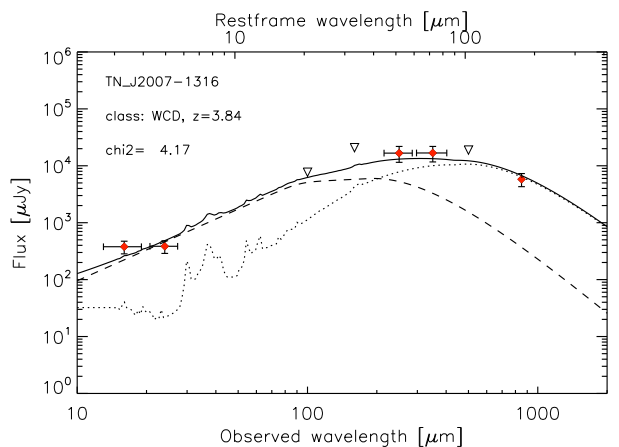
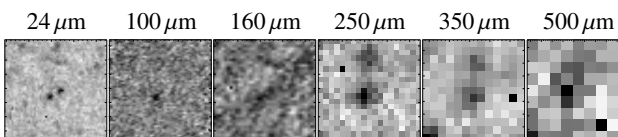
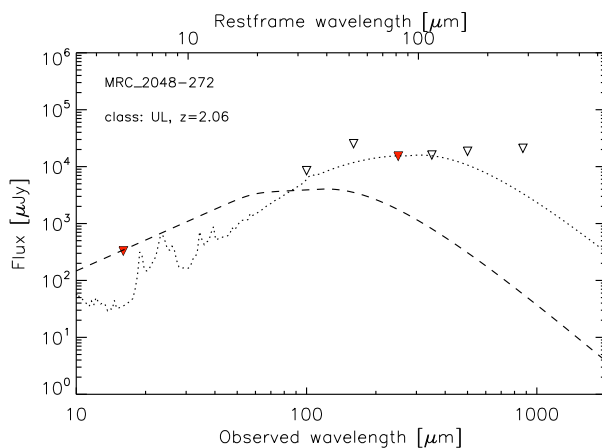
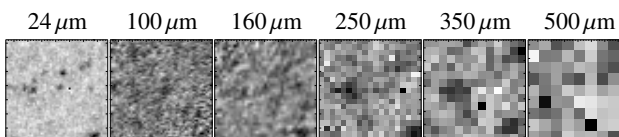
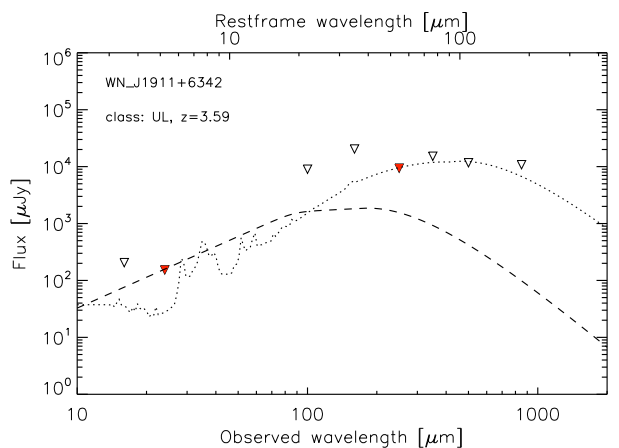
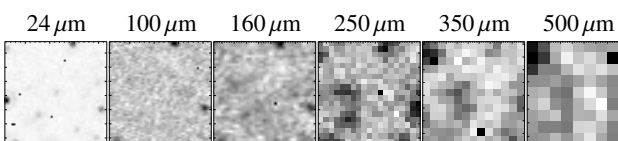
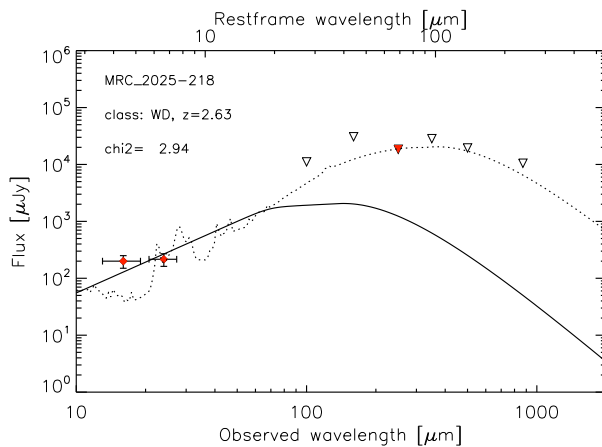
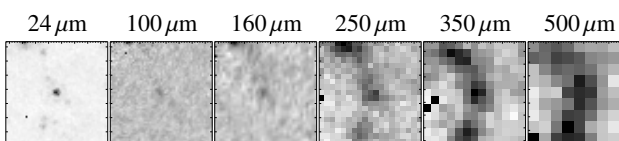
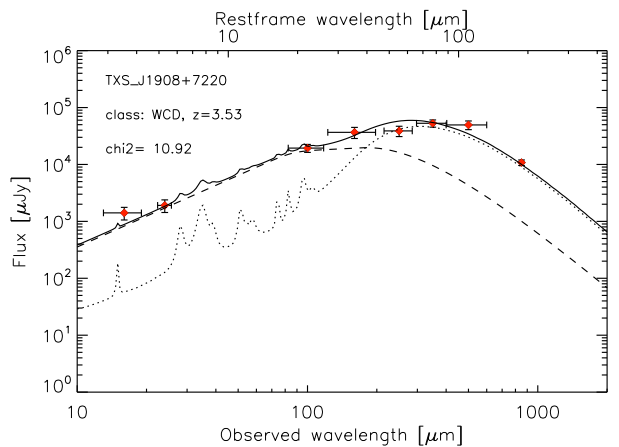


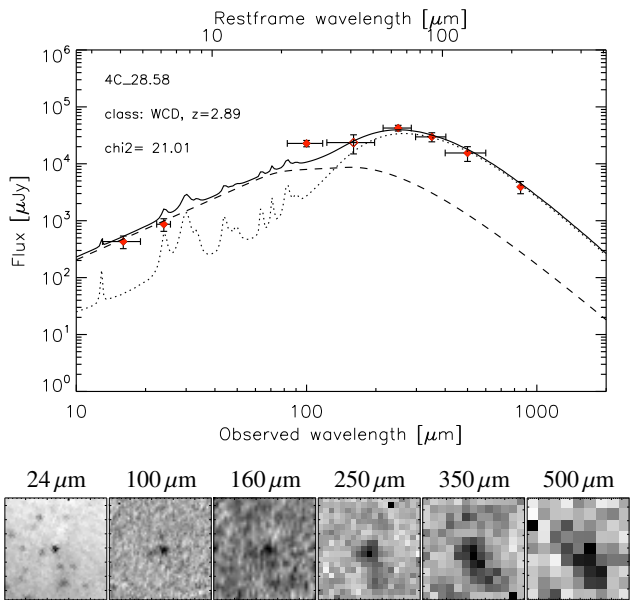
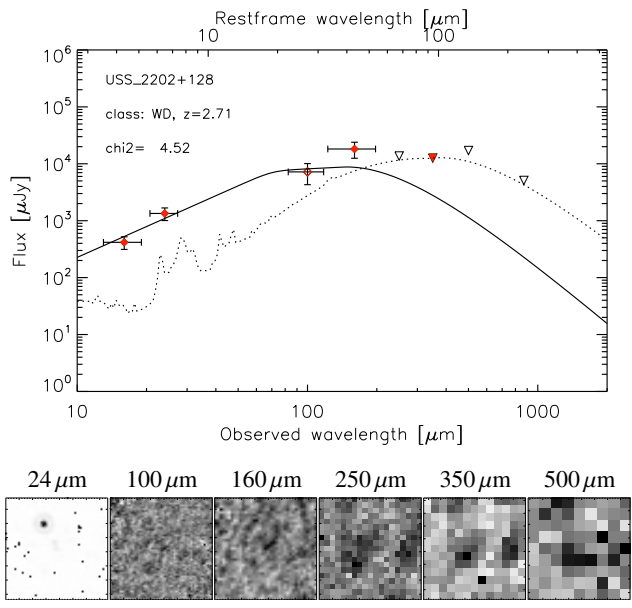
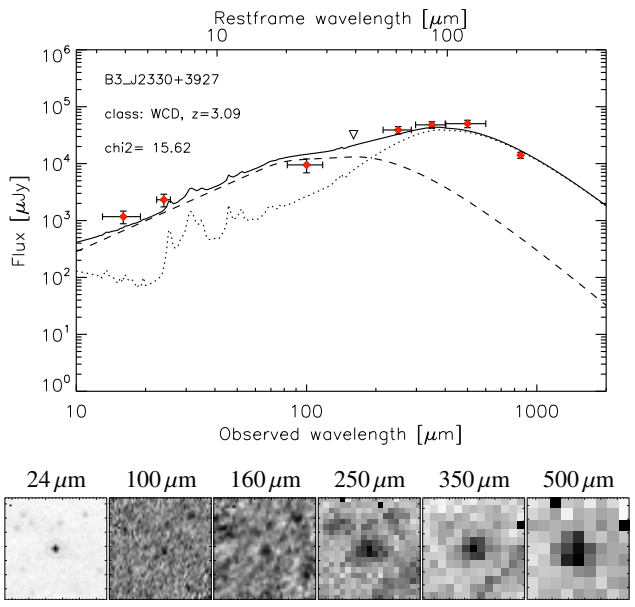
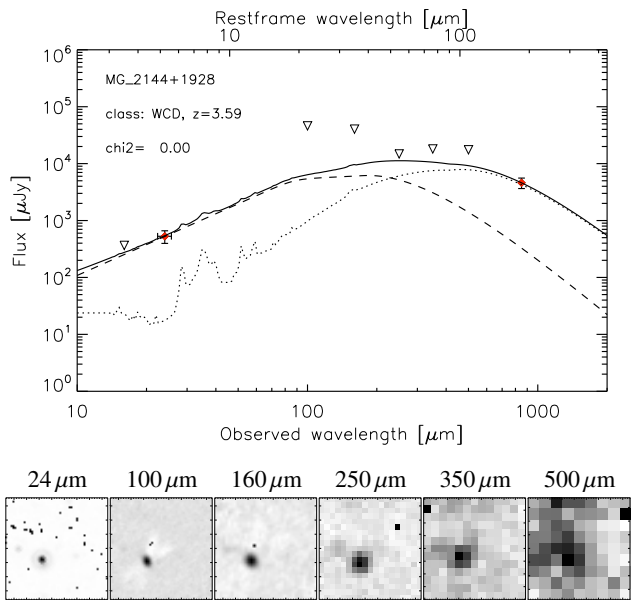
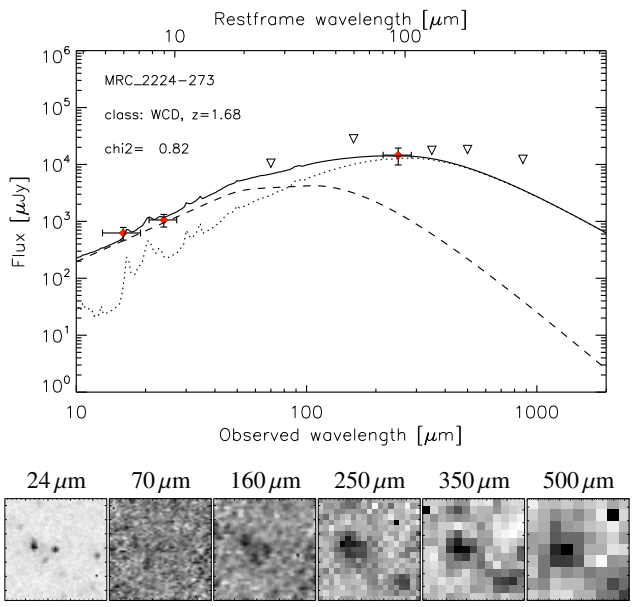
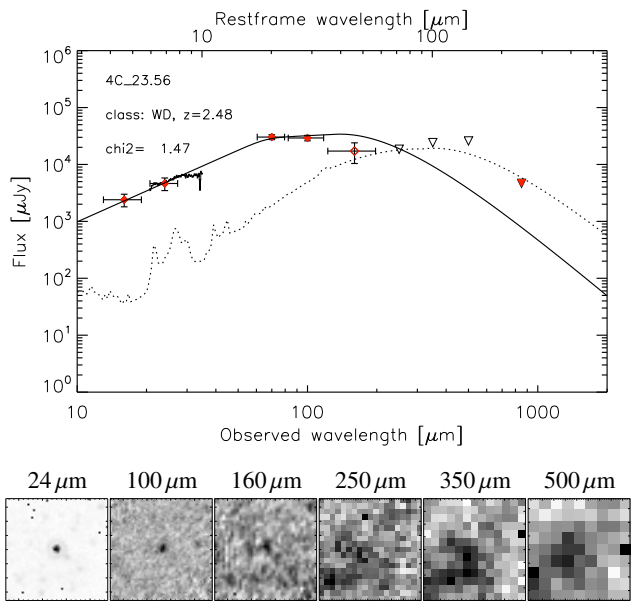


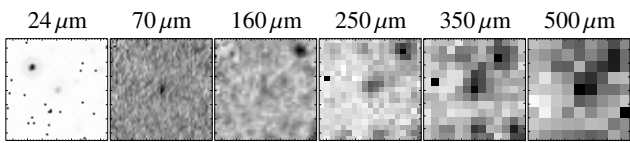
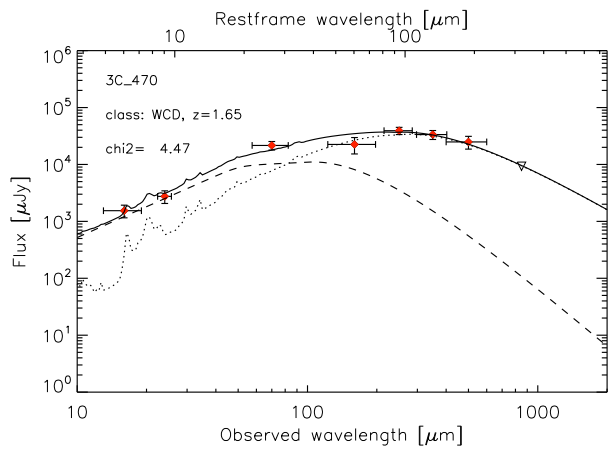












2.4.1 Résumé et Perspectives

Cette article présente les données *Herschel* de l'échantillon HeRGÉ, ainsi qu'une première interprétation de la SED dans l'infrarouge. Dû à la qualité variable des données, on propose une interprétation au plus près des observations, évitant d'utiliser des modèles reposant sur un grand nombre de paramètres.

La première partie de cet article se concentre sur la réduction des données PACS et SPIRE. La plupart des galaxies possèdent au moins une détection infrarouge ($\sim 90\%$). Cependant, seule la moitié de l'échantillon possède suffisamment de détections pour une étude plus précise de leur SED.

Du fait de cette grande variabilité de qualité dans les données, on calcule dans un premier temps la luminosité infrarouge intégrée directement sous les points de données. Bien que grossière, cette méthode permet d'obtenir des luminosités infrarouges sans aucune hypothèse de modèles. Elle permet également une valeur de vérification dans le cas d'une décomposition plus avancée. Ce premier résultat est intéressant, car il montre que les radio galaxies présentent une émission dans l'infrarouge excessivement forte, mais pas exceptionnelle (c.f. figure 1 de l'article). La plupart des galaxies se situent dans le domaine "ULIRG". Grâce à une sélection radio basée sur des "surveys" couvrant tout le ciel, on choisit ici les objets les plus brillants présent dans l'Univers (c.f. la comparaison avec les champs COSMOS ou GOODS (Elbaz et al., 2011; Symeonidis et al., 2013)). À $z > 2$, la moitié des galaxies se situe dans le domaine HyLIRG, indiquant une émission infrarouge très importante, impliquant une forte activité AGN et de formation d'étoiles dans la galaxie.

On procède ensuite à la décomposition de cette SED infrarouge grâce à un code d'ajustement à base de χ^2 (DecompIR, Mullaney et al., 2011). Cette procédure utilise des templates d'AGN et de starbursts pour reproduire les SEDs infrarouges. Le template d'AGN est unique, et est le résultat d'une moyenne sur un échantillon de galaxies proches contenant un AGN auxquelles on a soustrait une contribution de starburst. Ce template est donc un template moyen, des différences sont alors inévitables, notamment sur la partie à plus courte longueur d'onde ou l'inclinaison joue un rôle important (c.f. chapitre suivant). Cependant, même si des différences sont attendues, leur impact sur la luminosité intégrée sera faible. Les templates de starbursts sont des moyennes de SED de galaxies locales. Les principales différences entre les spectres sont le pic d'émission de la poussière, variant en longueur d'onde pour représenter un changement de température de la poussière.

Le second résultat est donc la séparation de l'émission infrarouge en deux composantes : AGN et SB. Même si cette interprétation peut être améliorée (c.f. chapitre 4), elle se révèle suffisamment simple pour être appliquée à l'ensemble de l'échantillon, de façon presque indépendante de la qualité des données de chaque source. Un résultat est que la contribution de l'AGN peut varier de faible à dominante en infrarouge alors que ces galaxies ont toutes été sélectionnées pour abriter un AGN puissant en radio. On peut également noter l'absence de sources puissantes à $z < 2$ dans $L_{\text{AGN}}^{\text{IR}}$ et $L_{\text{SB}}^{\text{IR}}$. Ceci peut indiquer un ralentissement de l'activité des radio galaxies à mesure de leur vieillissement. Des sources entre $0 < z < 1$ sont cependant nécessaire pour confirmer cette tendance.

La figure 3 de l'article peut être soumise à une importante discussion. En effet, dans cette figure, on suppose $\kappa_{AGN}^{Bol}=1$. Cette correction bolométrique est nécessairement plus grande que cette valeur. Dans l'appendice de l'article, on passe en revue les valeurs possibles de ce facteur correctif. Par pure considération géométrique, ce facteur est supposé être $\kappa_{AGN}^{Bol}=1.4$. Cette correction est nécessaire car on ne mesure que la luminosité intégrée entre 8-1000 μm . Une partie significative de l'énergie d'un AGN est également émise dans le domaine optique à rayons X, et également en radio. Par la configuration des radio galaxies, on a pas directement accès à la totalité de l'énergie rayonnée par l'AGN. Supposant le modèle d'unification, il est cependant possible, de comparer des quasars et des radio galaxies, puis en supposant l'émission infrarouge comme étant isotrope, on peut calculer la correction nécessaire pour passer d'un AGN de type 1 à un AGN de type 2.

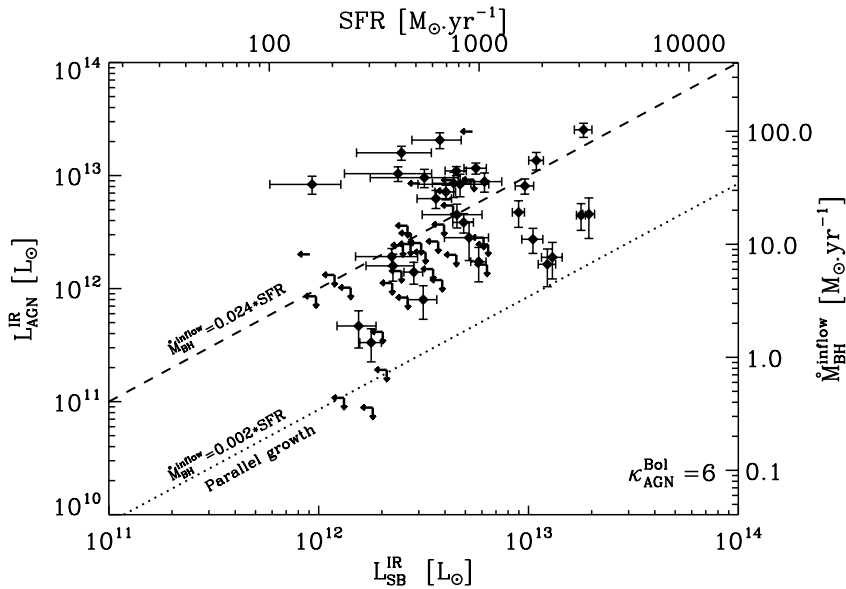


Figure 2.16 – L_{AGN}^{IR} en fonction de L_{SB}^{IR} . L'axe supérieur est L_{SB}^{IR} convertit en SFR en utilisant la relation de [Kennicutt \(1998\)](#). L'axe à droite correspond au taux d'accrétion \dot{M}_{BH} calculé en utilisant $\kappa_{AGN}^{Bol} = 6$ et $\epsilon = 0.1$. Le trait pointillé représente le régime de croissance parallèle en respectant le rapport $M_{BH}-M_{gal}$ des galaxies locales. Le trait en tirets représente $L_{AGN}^{IR}=L_{SB}^{IR}$. Il correspond à un régime d'accrétion un ordre de grandeur supérieur au régime d'accrétion parallèle.

Comparant ainsi les SEDs de [Richards et al. \(2006\)](#), on calcule que $\kappa_{AGN}^{Bol} \approx 6$. Si on applique donc ce facteur correctif la figure 3 de l'article devient le graphe présentée en figure 2.16. Les deux différences importantes sont : l'augmentation des taux d'accrétion et le déplacement des points au dessus de la ligne pointillée. La première indique une croissance extrêmement forte du trou noir, avec des taux d'accrétion importants. En

effet, en termes d'accrétion et de formation d'étoiles, les radio galaxies sont équivalentes aux quasars (e.g. Willott et al., 2013) et au SMGs (e.g. Alexander et al., 2005) observés à redshift équivalent. On observerait donc une croissance importante de la galaxie hôte et du trou noir de façon simultanée. Cependant, relativement à leur galaxie hôte, les trous noirs semblent accrêter de façon plus importante. Cette ligne pointillée indique également la relation nécessaire pour retrouver le rapport local $M_{BH}-M_{gal}$ dans le cadre d'une croissance parallèle du trou noir et de son hôte. On voit clairement que les points ne suivent pas cette ligne ce qui a d'importantes implications sur l'évolution des galaxies. Les radio galaxies et leur trous noirs ne semblent pas suivre de croissance simultanée !

Enfin, le dernier résultat extrêmement intéressant, impliqués partiellement par le résultat du paragraphe précédent et bien que supposant une hypothèse très discutée à ce jour, nous révèle que les trous noirs centraux dans les radio galaxies soit accrètent efficacement de grandes quantités de matière soit sont plus massifs que ne le laisse supposer la relation $M_{Bulge} - M_{BH}$ (Häring & Rix, 2004). Il est cependant impossible de conclure ici sur laquelle de ces deux hypothèses est la bonne. L'inclusion de nouvelles données est ici indispensable pour briser cette dégénérescence. Les deux paramètres cruciaux se révèle être la masse du trou noir et la correction bolométrique. L'addition d'une observable pour contraindre un de ces paramètres pourrait apporter une réponse.

On notera que les galaxies de l'échantillon dont la SED est particulièrement complète seront ré-analysées à l'aide du code spectrophotométrique d'évolution PÉGASE dans le chapitre 4.

- Chapitre 3 -

Effets d'inclinaison dans les radio galaxies

Selon le modèle d'unification proposé originellement par [Antonucci & Miller \(1985\)](#), un AGN peut être décrit de la façon suivante : au centre, se trouve un trou noir supermassif, entouré d'un disque d'accrétion. Dans certains cas, on observe également la formation de jets. À plus grande distance se trouve un tore de gaz et de poussière écrantant la partie centrale. Ce tore a été proposé afin de reproduire la différence observée dans l'optique entre les AGN de type 1 et 2. En effet, celui-ci absorbe une considérable quantité d'énergie provenant de la partie centrale, pour la ré-émettre ensuite dans l'IR. Cette absorption crée un gradient de température radial, influençant les propriétés d'émission du tore. De précédentes études ont révélé (e.g. [Cleary et al., 2007](#); [Leipski et al., 2010](#)) qu'à faible inclinaison, i.e. proche de l'angle de vue quasar, la SED infrarouge pouvait être fortement affectée par l'émission de l'AGN. Ce point est particulièrement important dans le cadre de l'étude des populations stellaires. On a donc cherché ici à quantifier l'effet de cette orientation dans l'infrarouge.

Une autre émission est également fortement sujette au phénomène d'orientation. En effet, les jets radio émis depuis les parties les plus enfouies de l'AGN permettent une mesure indépendante de l'inclinaison. Dans le cas de détection directe des deux jets, le différentiel de vitesse d'éjection entre les jets donne l'inclinaison, et la mesure de vitesses supra-luminiques, indiquent quel jet est émis vers l'observateur. Dans le cas des observations à plus haut redshift, il n'est cependant pas toujours possible de résoudre ces jets, mais il est possible d'observer l'émission provenant de la partie centrale, i.e. la base des jets. Dû aux effets relativistes, un "boost" par effet Doppler va induire une augmentation de flux du coeur et un aplatissement de l'indice spectral ("flatening") et ainsi donner une information sur l'inclinaison de cet axe selon lesquels les jets sont émis.

L'idée principale ici, est d'essayer de tester le modèle d'unification qui prévoit une orthogonalité entre l'axe équatorial du tore et l'axe des jets. En plus de tester cette hypothèse, il devient alors possible de prédire l'émission infrarouge en ayant accès à l'émission radio des AGN. Ce dernier point est d'un grand secours lors de l'étude de l'infrarouge et de la vieille population stellaire, particulièrement lorsque on ne dispose pas de spectroscopie ou que l'on s'appuie sur un faible nombre de point de données.

Ce chapitre introduit le papier reporté dans le chapitre suivant. Ici, le travail est complètement concentré sur les données *Spitzer* et les données radio. Chronologiquement, cette étude intervient avant l'arrivée des données *Herschel*. On se focalise donc ici sur la partie infrarouge moyen, résultant des deux campagnes d'observations *Spitzer* (c.f. Section 2.1). On s'intéresse plus particulièrement à l'effet sur la SED de l'inclinaison, en prenant l'hypothèse du modèle d'unification des AGN proposé à la fin des années 80. En sus de faire cette hypothèse, cette étude teste et confirme ce modèle de configuration des AGN. On présentera rapidement les échantillons utilisés. On se focalisera ensuite sur la décomposition de l'IR, puis le calcul du "core dominance", un paramètre radio relié à l'inclinaison tenant compte des effets relativistes.

§ 3.1 UN ÉCHANTILLON D'AGN DE TYPE 1 ET 2, FORTS ÉMETTEURS RADIO.

Cette étude, bien qu'initialement commencée avec l'échantillon HeRGÉ, a bénéficié d'un nouvel échantillon. En effet, l'échantillon HeRGÉ ne possède que des AGN de type 2 par sélection (c.f. chapitre 1 et chapitre 2). L'idée est de pouvoir étendre cette technique aux AGN de type 1 et de vérifier qu'elle soit toujours valide. On a donc cherché un échantillon équivalent d'AGN de type 1 pour cette comparaison. L'échantillon doit posséder les caractéristiques suivantes :

- $z > 1$, pour rester cohérent avec l'échantillon HeRGÉ
- des radio galaxies/quasars forts émetteurs en radio de type FRII (avec deux ou trois composantes et une puissance radio semblable à l'échantillon HeRGÉ)
- des données radio haute et basse fréquences (pour une meilleure identification des différentes composantes et le calcul du flux dans le référentiel au repos)
- des données en infrarouge moyen (domaine de *Spitzer*, 2-30 μm)

Cette étape s'est révélée être une gageure, car aucun échantillon de ce type n'existe avec une aussi complète couverture en longueur d'onde. On a finalement trouvé un échantillon de galaxies appartenant au catalogue 3C, possédant à la fois des observations *Spitzer*, radio haute fréquence à haute résolution et basse fréquence. Ainsi, l'étude bien que focalisée sur les AGN de type 2, a pu être étendue aux AGN de type 1. Nous reportons le lecteur à l'article pour une présentation détaillée des données de l'échantillon 3C.

§ 3.2 LA SED DANS L'INFRAROUGE MOYEN

L'idée générale de l'article présenté ci-après, consiste à modéliser les données *Spitzer* grâce à deux composantes (une composante stellaire et une composante AGN). La couverture en longueur d'onde étant de 0.6-1.8 μm jusqu'à 4-12 μm en fonction du redshift

de la source ($1 < z < 5$), cette zone de la SED est donc dominée par (i) l'émission stellaire des étoiles de masses intermédiaires et faibles (ii) une contribution de poussière chaude, provenant de l'AGN (c.f. figure 3.1). Dans les sections suivantes, on propose de décrire chaque composante ainsi que les approximations faites pour chacune d'entre elles. On commencera par la SED de la population stellaire, décrivant une méthode précédemment employée dite de "l'âge maximal" (Seymour et al., 2007; De Breuck et al., 2010). La modélisation de la poussière chaude est faite par une méthode empirique puis une modélisation plus précise par un modèle de tore.

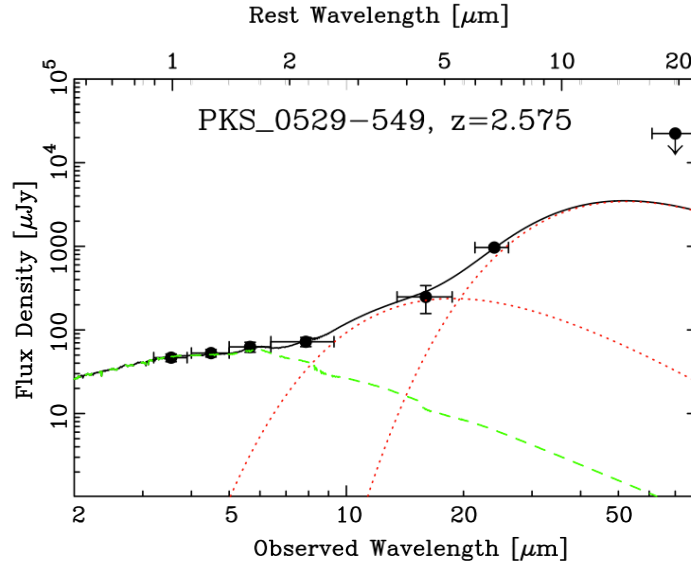


Figure 3.1 – Exemple d'une SED infrarouge moyen, tirée de De Breuck et al. (2010). De gauche à droite : IRAC ($3.6 \mu\text{m}$), IRAC ($4.5 \mu\text{m}$), IRAC ($5.8 \mu\text{m}$), IRAC ($8 \mu\text{m}$), IRS ($16 \mu\text{m}$), MIPS ($24 \mu\text{m}$) et MIPS ($70 \mu\text{m}$). La courbe verte représente la galaxie elliptique d'âge maximum, ici $\sim 2 \text{ Gyr}$ à $z=2.6$. Les courbes rouges représentent respectivement des corps noirs de température $T=800\text{K}$ et $T=250\text{K}$. La courbe noire est la somme de toutes les composantes.

3.2.1 La population stellaire évoluée

Pour ajuster la population stellaire, dominante à plus courte longueur d'onde, Seymour et al. (2007); De Breuck et al. (2010) ont fait l'approximation que ces galaxies sont des galaxies de type elliptique (Rocca-Volmerange et al., 2004), basée sur les précédentes observations de profil de lumière avec des données haute résolution (Pentericci et al., 1999). La population stellaire évoluée du modèle elliptique, telle que celle ajustée, possède une caractéristique particulièrement intéressante. Étant dominée par les étoiles de masses intermédiaires et faibles, elle présente un plateau à $1 < \lambda < 2 \mu\text{m}$ (pic à $1 \mu\text{m}$) permettant

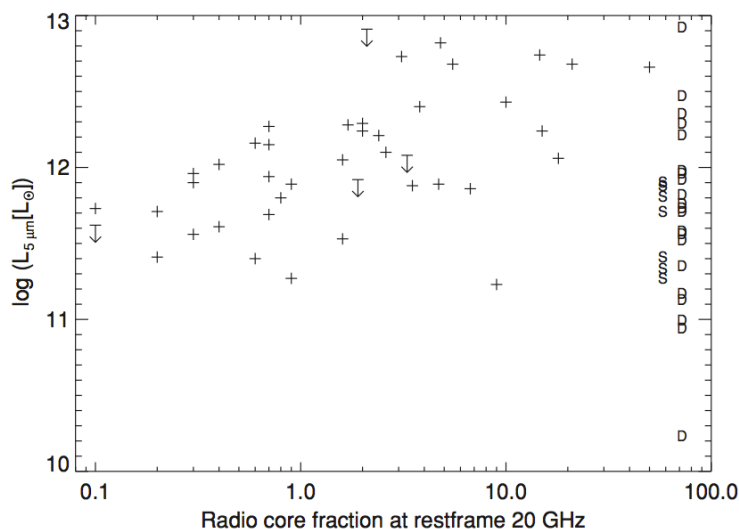


Figure 3.2 – "Core dominance" en fonction de la luminosité à $5\mu\text{m}$, dérivée de la procédure d'ajustement présenté en figure 3.1. Figure tirée de *De Breuck et al. (2010)*.

une très bonne identification par couleurs avec les bandes IRAC (c.f. figure 3.1)

Ce scénario de galaxie elliptique prédit par le code PÉGASE est ajusté sur la SED de galaxies elliptiques à $z=0$ ("templates" locaux). Il prédit une formation extrêmement rapide pendant le premier milliard d'années, puis la réduction et éventuellement suppression de la formation d'étoiles, généralement attribuée à un phénomène de vents galactiques. Utilisant cette caractéristique, les auteurs font l'approximation raisonnable que toutes les galaxies de l'échantillon sont passés par cette phase de vents galactiques, est donc que la forme de la SED ne varie pas beaucoup dans l'intervalle $1 < z < 5.2$. Pour rester cohérent avec la distribution en redshift de l'échantillon, les auteurs font l'approximation dite "d'âge maximal", c'est à dire qu'ils fixent la SED de la galaxie à un redshift donné, avec l'âge maximal autorisé à ce redshift (i.e. l'âge de l'Univers) considérant un redshift de formation $z_{form}=10$.

3.2.2 Émission de la poussière chaude avec une approche empirique...

Basé sur le modèle d'unification, la différence entre AGN de type 1 et 2 est donc simplement due à l'inclinaison de l'objet par rapport à l'observateur. Cette inclinaison peut alors être vue comme une augmentation de la quantité de poussière sur la ligne de visée. Cette approche empirique a déjà été utilisée avec succès pour reproduire la différence entre les spectres IRS des AGN de type 1 et 2 (e.g. *Leipski et al., 2010*, figure 3.4). On propose ici d'utiliser la même technique en choisissant un spectre de quasar corrigé d'une extinction suivant une loi classique d'extinction (figure 3.3).

On choisit donc le "template" d'AGN de type 1 publié dans *Richards et al. (2006)* et présenté en figure 3.5. Ce "template" couvre un large domaine, depuis les X jusqu'à la à

radio et valable pour des quasars "radio loud". Malgré la couverture impressionnante de ce "template", on n'utilisera ici qu'une partie, celle couvrant l'IR moyen. Ce "template" est retenu car il présente l'émission moyenne d'un AGN de type 1 sur un grand nombre de sources, et bénéficie des derniers relevés de l'époque à toutes longueurs d'onde. Nous invitons le lecteur à se reporter à [Richards et al. \(2006\)](#) pour plus de précisions sur la construction de ce "template". Ensuite, on décide d'appliquer une correction d'extinction sur ce "template".

On retient les lois d'extinction présentées dans [Fitzpatrick \(1999\)](#) et [Chiar & Tielens \(2006\)](#). La principale différence entre ces deux lois est la prise en compte de l'extinction provoquée par les silicates autour de $10 \mu\text{m}$. Du fait de la distribution en redshift de nos sources, ce domaine autour de $10 \mu\text{m}$ est mal échantillonné. De plus, un diagnostic de cette absorption est particulièrement délicat avec uniquement des photométries avec des bandes larges. L'objectif ici n'étant pas la caractérisation de cette absorption à $10 \mu\text{m}$, mais la couleur induite dans les filtres par la présence de poussière le long de la ligne de visée, on a uniquement retenu la loi de [Fitzpatrick \(1999\)](#) et on choisit de couper l'échantillon à $8 \mu\text{m}$ dans le référentiel au repos pour éviter la signature des silicates à $9.7 \mu\text{m}$, mal échantillonnée dans notre échantillon à cause du redshift. On propose ensuite un domaine de variation possible pour du paramètre d'extinction, et on l'applique sur chaque source de l'échantillon. Pour représenter une déviation possible du spectre AGN moyen dans ce domaine, apparaissant avec une couleur plus "bleue", nous avons utilisé l'artifice d'une valeur négative du paramètre d'extinction. Nous reportons le lecteur à l'article présenté en section [3.4](#) pour une présentation des résultats.

3.2.3 ... et avec un modèle de tore

Le choix de ce modèle a été un long processus de recherche. Vers la fin des années 90, la proposition du modèle d'unification des AGN a créé une grande effervescence quant à l'existence d'un tore de gaz et de poussière ([Antonucci & Miller, 1985](#)). Ce modèle permet en effet de réconcilier deux objets considérés comme distincts depuis près de 30 ans, à savoir les quasars et les radio galaxies ou AGN de type 1 et 2, respectivement.

3.2.3.1 Choix du modèle

La littérature propose aujourd'hui plusieurs modèles de tore, utilisant différentes approches (c.f. tableau [3.1](#) pour une liste). On peut distinguer 2 grandes classes de modèles : les modèles à distribution continu de poussières, et les modèles avec la poussière distribuée dans des "clumps" de gaz. Récemment une étude a également proposé une étude d'un milieu bi-phasé ([Stalevski et al., 2012](#)). Même si les représentations "clumpy" semblent plus proches de la réalité ([Krolik & Begelman, 1988](#)), si la taille des "clumps" n'est pas négligeable devant la distance "inter-clumps", l'approximation continue peut suffire dans notre analyse pour modéliser l'émission du tore.

On peut voir l'évolution assez rapide dans la complexité du traitement de l'émission de la poussière dans les 15 ans d'intervalle de modèles présentés dans la tableau [3.1](#). Bien que la méthode de résolution de l'équation de transfert radiatif change d'un code à

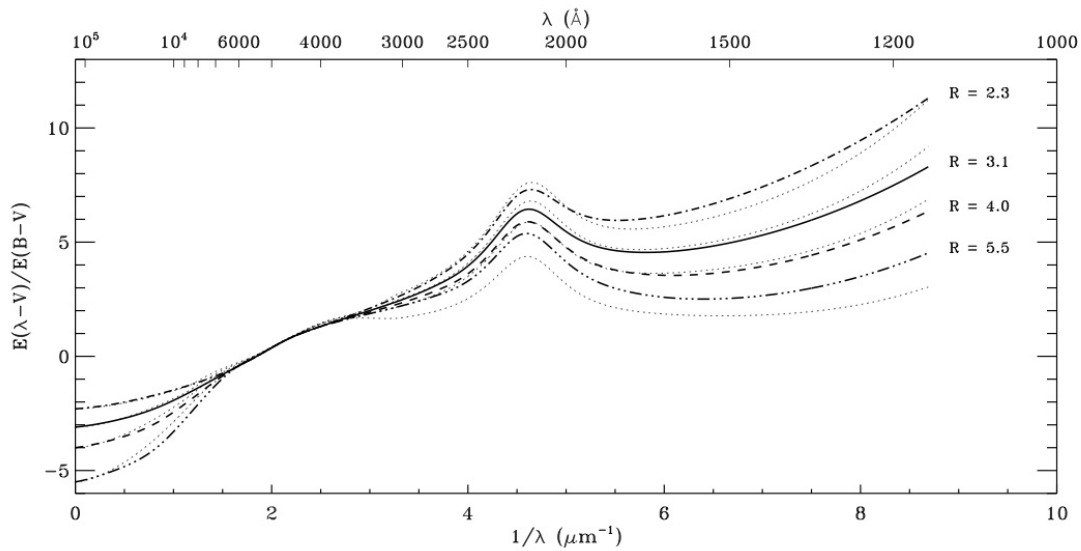


Figure 3.3 – Courbe d'extinction adoptée ([Fitzpatrick, 1999](#)). Exemples de courbes d'extinction dépendantes du paramètre R (reportées à droite) depuis l'infrarouge lointain à l'UV (courbes pleines et en tirets). Les courbes correspondantes pour le modèle CCM sont représentées en pointillés pour les mêmes valeurs de R . On rappelle que $R = A(V)/E(B - V)$, soit le rapport entre l'extinction totale et l'extinction relative en bande V .

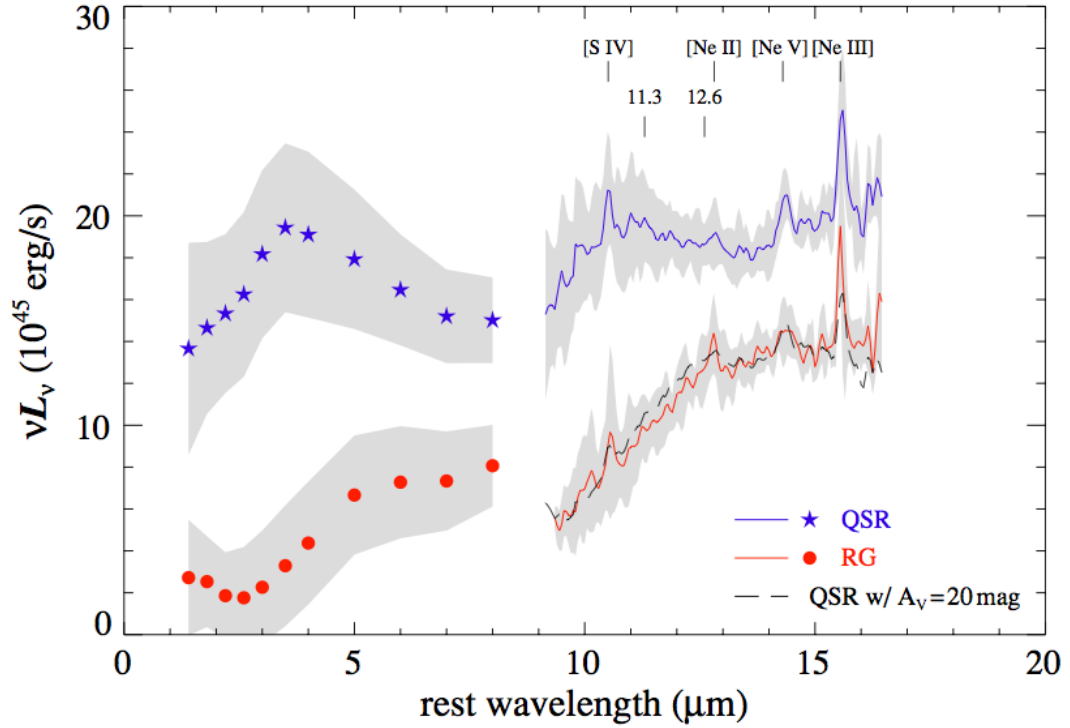


Figure 3.4 – *Figure tirée de Leipski et al. (2010). Spectres moyen de 9-16 μm (courbes pleines) ajouté à la photométrie de 1-8 μm (points) de sources 3C à haut redshift. Les SEDs sont normalisées avec l'émission radio basse fréquence. La courbe pointillée représente le spectre de quasar avec une extinction appliqué de 20 A_V sans normalisation additionnelle. Les zones grises représentent la dispersion à 1σ . On notera bien la reproduction de la courbe rouge (correspondant aux radio galaxies) par la courbe noire pointillée (spectre de quasar avec une extinction).*

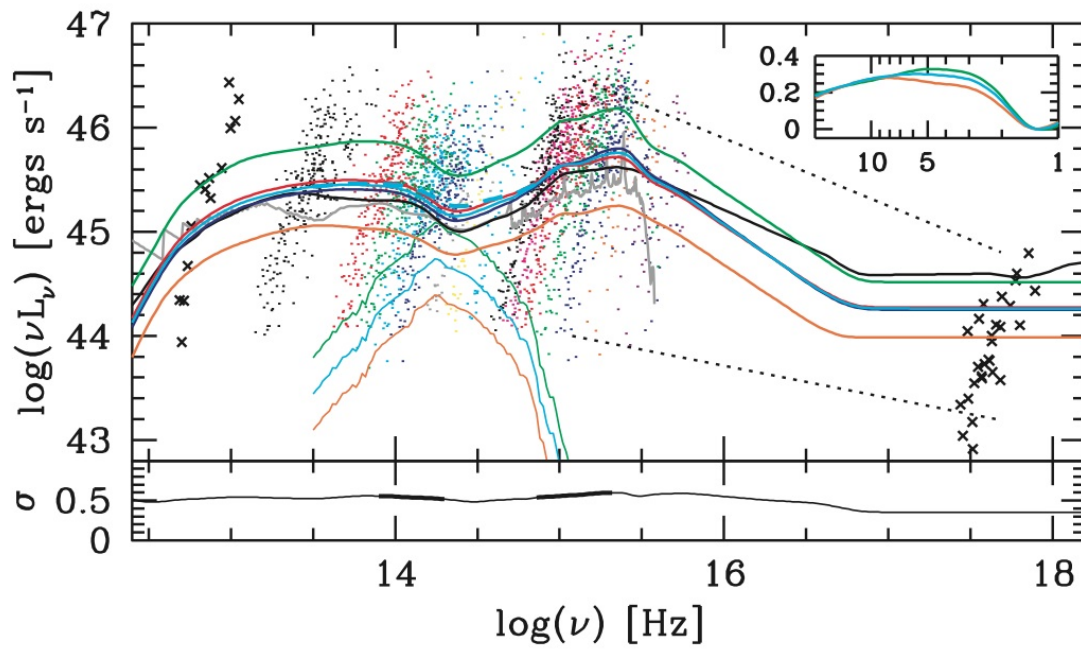


Figure 3.5 – SED moyenne provenant de (Richards et al., 2006). Pour le détails de tous les symboles et couleurs nous reportons le lecteur à la figure 11 de Richards et al. (2006). On n'utilise cependant que la partie Imoyen de la courbe cyan pour cette étude qui correspond à la moyenne sur tous les quasars du SDSS.

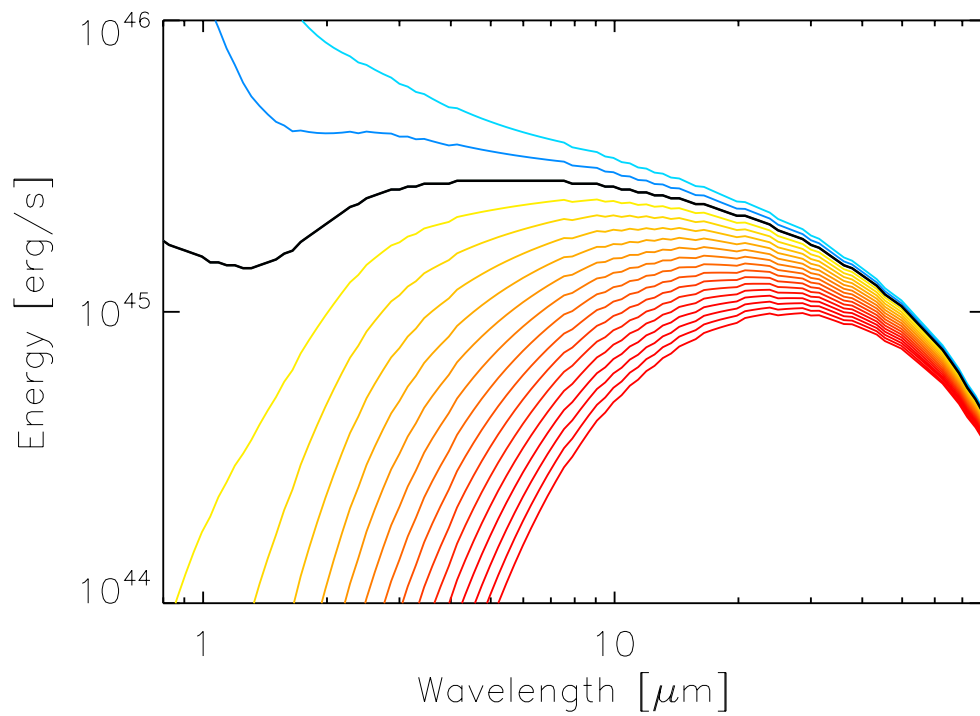


Figure 3.6 – *Effet de la loi d'extinction sur le "template" d'AGN de type 1. La courbe noire représente le template, les courbes rouges l'augmentation successive de l'extinction, et les courbes bleues, "l'extinction négative", c.f. texte. L'extinction va par pas de 6 de -12 à 90 A_V .*

l'autre (Λ -iteration, Ray-tracing, MonteCarlo, code à 1D, 2D, 3D), certains paramètres restent commun à tous les codes. La plupart des codes utilisent également une géométrie sphérique pour la modélisation de leur tore. Quelques cas spécifiques sont toutefois intéressants à pointer en particulier. Le modèle de [Pier & Krolik \(1992\)](#) possède la particularité de fonctionner avec des coordonnées cylindriques. Cette particularité peut avoir un impact sur la SED, en particulier à grande inclinaison (i.e. $i=90^\circ$, vue sur la tranche, c.f. section 3.4). Le modèle de [Dullemond & van Bemmelen \(2005\)](#) est particulièrement intéressant car il effectue une comparaison entre un modèle "clumpy" et un modèle continu, en utilisant le même algorithme de résolution. Une discussion est d'ailleurs faite sur l'impact de la "clumpiness" sur la signature des silicates à $9.7 \mu\text{m}$. Le modèle de [Siebenmorgen et al. \(2004\)](#) est le seul modèle à fonctionner en distribution de poussière en symétrie sphérique, c'est à dire que ce modèle ne fonctionne pas du tout avec un angle d'ouverture contrairement à tous les autres modèles de tore. Le modèle de [Fritz et al. \(2006\)](#) et [Nenkova et al. \(2008\)](#) sont les deux modèles les plus utilisés dans la littérature. La différence fondamentale entre ces deux modèles est la distribution de poussière, continu et en milieu "clumpy", respectivement. Il a été montré que ces deux modèles peuvent très bien reproduire les SEDs, la principale différence à modèle équivalent étant la puissance intrinsèque de l'AGN ([Feltre et al., 2012](#)). On reviendra sur ces deux modèles dans le chapitre 4. On terminera sur le modèle de [Schartmann et al. \(2005\)](#) qui propose une modélisation du tore incluant de l'hydrodynamique pour une résolution en milieu turbulent. Ce modèle est certainement le plus avancé de toute la série, mais à un prix assez élevé, le nombre de paramètres et d'approximations est assez important donc difficilement comparable avec des observations à grand redshift.

Finalement, le choix s'est porté sur le modèle de [Pier & Krolik \(1992\)](#) pour une raison extrêmement simple : le nombre limité de paramètres libres. En effet, ne disposant que de 6 points de données, le nombre de paramètres libres devient un critère très important. En effet, un nombre restreint ne permet pas une grande complexité, un modèle avec trop de paramètres augmente la dégénérescence entre ceux-ci et peuvent conduire à une sur-interprétation des données.

3.2.3.2 Le modèle de [Pier & Krolik \(1992\)](#)

On propose ici une description de ce modèle. Nous invitons le lecteur à se reporter aux articles [Pier & Krolik \(1992, 1993\)](#) et leurs références pour plus de précisions.

Ce modèle consiste en un anneau de poussière à densité constante. La figure 3.7 présente la géométrie du tore ainsi que ses paramètres. L'hypothèse est que chaque grain dans le tore présente la même courbe d'extinction que dans [Draine & Lee \(1984\)](#) pour une distribution de type MRN ([Mathis et al., 1977](#)). Ainsi tous les grains sont considérés comme identiques en tout point. L'argument avancé est que le tore étant optiquement épais, le rayonnement est essentiellement thermique, ainsi, tous les grains sont à la même température, indépendamment de leur composition ou de leur taille. Même la face interne du tore, directement exposée au rayonnement de la source centrale ne présente pas de variation supérieure à 10% de grain à grain, et donc ne modifie pas la SED de la totalité du tore par une quantité importante. Une autre approximation est

celle de la diffusion, qui n'est ici pas prise en compte également, l'argument étant le faible albédo des grains dans l'infrarouge. En effet, en comparant les temps caractéristiques de diffusion et d'absorption, l'absorption apparaît comme plus de 100 fois plus rapide. Ainsi, même un photon diffusé va rapidement être absorbé, ne changeant pas la SED thermique. Cependant, il est noté par les auteurs que l'ajout de cette composante diffusée, peut avoir un impact à $\lambda < 1 \mu\text{m}$, nécessitant une composante supplémentaire pour reproduire le flux observé.

L'émission de la source centrale est modélisée par une loi de puissance, avec un découpage en fréquence pour obtenir des "bins" contenant la même quantité d'énergie, en fonction de l'indice spectral choisi (α). Le spectre de la source centrale n'est pas considérée comme jouant un rôle majeur dans l'émission infrarouge du tore car, une émission accrue dans l'UV sera majoritairement absorbée par les premières couches du tore, et ne changera pas la globalité de l'émission thermique.

Le tore peut ainsi être caractérisé par quatre paramètres (c.f. figure 3.7) :

- a/h , correspondant à l'angle d'ouverture du tore par la relation $\theta = \tan^{-1}(2a/h)$
- τ_z , pour l'opacité Thomson verticale, par $\tau_z = n_H \sigma_T h$
- τ_r , pour l'opacité Thomson radiale, par $\tau_r = n_H \sigma_T (b - a)$
- T_{eff} , relie le flux illuminant la face interne du tore et la température, par la relation $T_{eff} = (L/4\pi a^2 \sigma)^{1/4}$

Où σ_T est la "Thomson cross-section", σ est la constante de Boltzmann, n_H est la densité d'hydrogène et L la luminosité bolométrique de la source centrale.

Maintenant que les paramètres sont choisis, le calcul du flux reçu nécessite dans une première étape le calcul de la température de la poussière dans le tore. Celle-ci peut être résumée par l'équation suivante :

$$4\pi \int d\nu \kappa_\nu B_\nu[T(r, z)] = \int d\nu \kappa_\nu [\Lambda_\nu[B_\nu] + M_\nu(r, z)] \quad (3.1)$$

Où M_ν est l'intensité intégrée de la lumière illuminant le tore, $\Lambda_\nu[B_\nu]$ est l'intensité intégrée à une position (r, z) par la lumière générée par le tore lui-même, approximé avec une fonction de corps noir $B_\nu[T(r', z')]$ donnée par :

$$\Lambda_\nu[B_\nu] = \kappa_\nu \int d\Omega \int_0^{edge} ds e^{-\tau_\nu} B_\nu[T(r', z')] \quad (3.2)$$

Où r' et z' sont fonction de Ω et s , la distance entre deux points pour une émission à (r, z) and τ_ν l'opacité sur le chemin.

Le calcul de cette distribution revient donc à résoudre l'équation 3.1. Plusieurs méthodes numériques existent pour effectuer cette résolution. Celle utilisée dans ce modèle utilise un formalisme de linéarisation de l'équation par la décomposition en une température initiale à laquelle on ajoute une petite déviation. On cherche ensuite à égaliser les deux côtés de l'équation itérativement. Pour le détail à propos de cette

résolution, on reporte le lecteur à [Pier & Krolik \(1992\)](#) et les références citées dans cet article.

Une fois cette distribution de température déterminée, l'intensité spécifique émise par la surface peut être calculée en intégrant la surface du tore par l'équation suivante :

$$I_\nu = \kappa_\nu \int_0^{edge} ds e^{-\tau_\nu} B_\nu \quad (3.3)$$

En intégrant selon des trajectoires parallèles à la ligne de visée, la surface du tore visible, on peut déterminer le flux reçu par l'observateur en fonction des différentes inclinaisons. Une approximation essentielle est que la distance entre l'observateur et le tore doit être grande, pour que l'émission reçu par l'observateur soit considéré comme ponctuelle.

Le principal problème lors de l'intégration numérique dans les simulations de modèles est l'erreur numérique se propageant par les itérations successives. Ainsi, le test de la conservation de l'énergie est un test important permettant de savoir quel est l'effet de ces approximations numériques. Dans le modèle décrit ici, cette conservation d'énergie est respectée à $<2\%$ en particulier dans le cas de transfert radiatif en milieu optiquement épais.

Le résultat final est présenté en figure 3.8 où on peut voir la SED obtenue par cette modélisation en fonction de l'inclinaison, pour un jeu de paramètre donné.

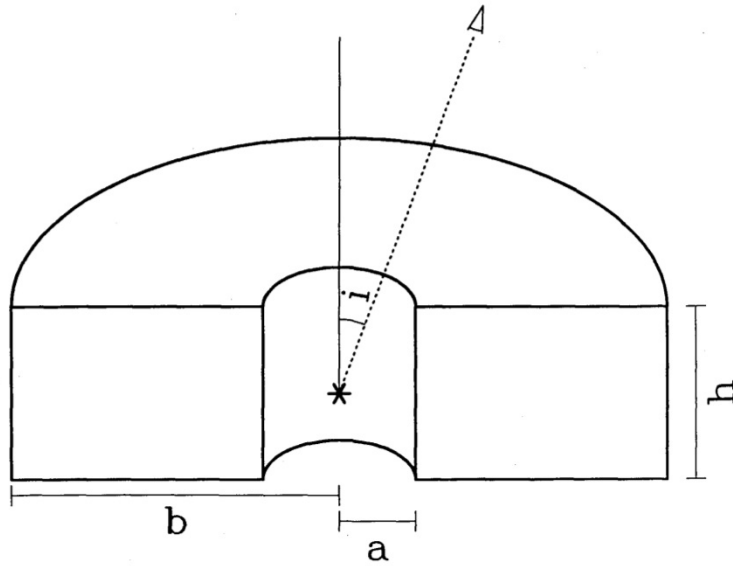


Figure 3.7 – Figure provenant de [Pier & Krolik \(1992\)](#). Schéma du tore modélisé, avec le rayon interne a , le rayon externe b , la hauteur h . Le tore est vu de l'angle i . La source centrale est symbolisée par l'astérisque. La densité est constante dans le tore.

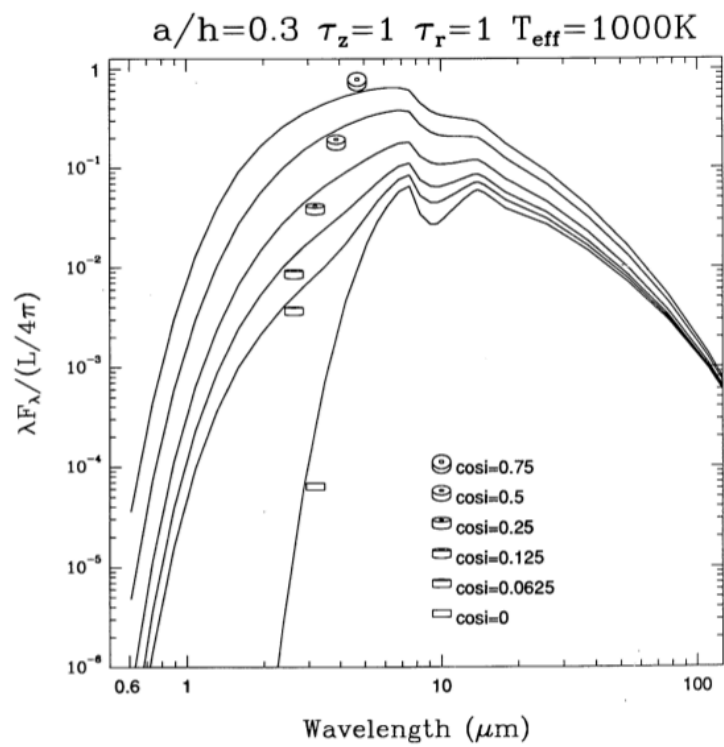


Figure 3.8 – Figure provenant de *Pier & Krolik (1992)*. SED type, variation avec l'inclinaison pour un jeu de paramètres fixés.

Table 3.1 – *Résumé des principaux modèles de tore, disponibles dans la littérature ainsi que leurs principales caractéristiques.*

| Ref. | Characteristics of models | | | Characteristics of dust | | | | Notes | Remarks |
|------------------------------------|----------------------------------|------------------------------|--|--|-------------------------------|--------------------------|--|---|---------|
| | Geometry | Code for radiative transfer | Parameters | Absorption Scattering | Size distribution | Composition | Density distribution | | |
| Pier & Krolik (1992) | Cylindric | Böhm-Vitense algorithm | $T_{eff}, a/h, \tau_r, \tau_z, i$ | no scattering, extinction (Draine & Lee, 1984) | One sized grains | one typed grain | constant | Example on NGC1068 | |
| Granato & Danese (1994) | Spheric, sharp and smooth torus | Iterative method | $\tau_c, \tau_m/\tau_0, f, \beta, \gamma$ | (Rowan-Robinson, 1992) | 6 sized grains | Carbon(30), Silicate(70) | power law along r, exponential with θ | different Silicate/Carbon T_{sub} | |
| Efstathiou & Rowan-Robinson (1995) | Flared, tapered spheric | Ray tracing method | $\theta, r_1/r_2, h/r_2, \tau_{UV}, T_1$ | (Rowan-Robinson, 1992) | 7 sized grains | Carbon(30), Silicate(70) | depends on the geometry used | Example on NGC1068 | |
| van Bemmel & Dullemond (2003) | conical and flared disk, pillbox | 2D, RADICAL | $\tau_{20}, \alpha, \beta, r_0, r_{out}, \theta, q, h_0, j, L_x$ | (Laor & Draine, 1993) | power law, $q = -2, q = -3.5$ | Carbon(50), Silicate(50) | power law along radius, gaussian with θ | application on Cygnus A | |
| Siebenmorgen et al. (2004) | Spheric | Ray tracing method | R_o, A_v | (Laor & Draine, 1993) | MRN + small grains | | constant | application on Circinus | |
| Schartmann et al. (2005) | Hydrodynamic turbulent torus | | | | | | | | |
| Dullemond & van Bemmel (2005) | Smooth and Clumpy torus | 2D, RADMC | | | MRN, one sized grains | Carbon(50), Silicate(50) | power, exponential laws | Comparison between clumpy/smooth medium | |
| Hönig et al. (2006) | Clumpy torus | 3D Monte-Carlo transfer code | | DUSTY code (Ivezic & Elitzur, 1997) | MRN, one sized grains | galactic | depends on τ | SOC & FOC | |
| Fritz et al. (2006) | Spheric | A-iteration method | | (Laor & Draine, 1993) | MRN | Carbon(50), Silicate(50) | power law along r, exponential with θ | example on Circinus, NGC1068 and Mrk231 | |
| Nenkova et al. (2008) | Clumpy torus | 1D | $N0, Y, q, \sigma, m, \tau_V, i$ | | MRN | | | | |

§ 3.3 MESURE DE L'INCLINAISON PAR L'ÉMISSION RADIO.

L'observation des radio galaxies dans le domaine radio ont révélé que ces objets sont complexes. On trouve au centre, non résolu, le noyau correspondant au trou noir central. Puis viennent les jets, qui sont des particules collimatées par les forts champs magnétiques proches du trou noir. À l'extérieur, dans certain cas (FR II, [Fanaroff & Riley, 1974](#)), on observe des "hot spots". Ces "hot spots" sont le point d'impact des jets poussant contre le milieu intergalactique. Une émission plus étendue est observé autours de ces "hot spots", les lobes. La célèbre image de la radio galaxie Cygnus A illustre parfaitement cet exemple (c.f. figure 3.9).

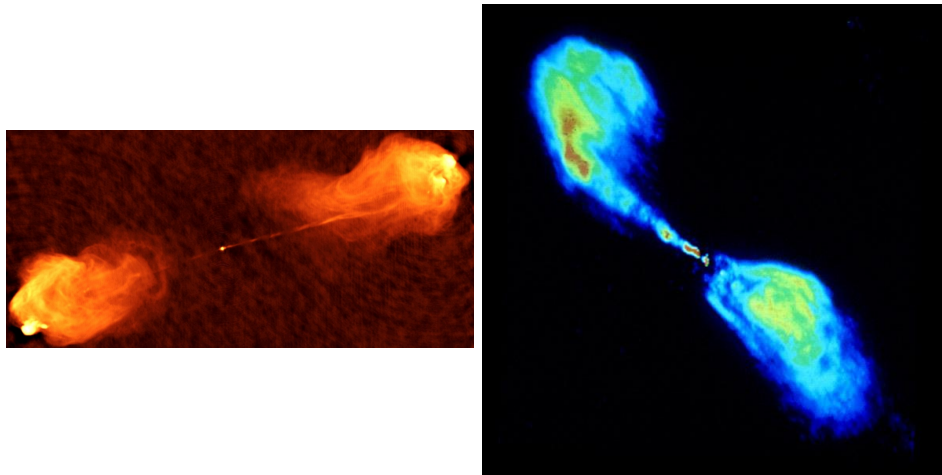


Figure 3.9 – À gauche : Image radio de Cygnus A, prototype de la radio galaxie FR II. On aperçoit ici clairement, le coeur, les jets ainsi que les "hot spots" et les lobes. À droite : Images radio de Centaurus A, prototype de la radio galaxie FR I. On voit bien le coeur, et les jets associés avec les lobes, avec une absence de "hot spots".

3.3.1 "Core dominance"

Les jets pouvant être considérés comme émis symétriquement par rapport au trou noir, il devient alors extrêmement intéressant de calculer la distance entre la source centrale et ces "hot spots". Ainsi, par projection on peut avoir une idée de l'orientation de la source. Cette technique a déjà été utilisée par [Barthel \(1989\)](#) comme test du modèle d'unification des AGN et définir l'angle limite d'ouverture du tore à 45° . Cependant, cette technique souffre d'une hypothèse importante, sur la taille totale du système qui doit être supposé pour effectuer le calcul. Plusieurs études remettent maintenant en cause ce modèle d'orientation grâce à l'utilisation d'échantillon plus important (e.g. [Singal & Laxmi Singh, 2013](#); [DiPompeo et al., 2013](#))

L'émission centrale non résolue, correspondant à la base des jets, est fortement affectée par ces effets relativistes, appelé "beaming effect". Cet effet a pour conséquence

l'amplification du flux et l'aplatissement du spectre radio (c.f figure 3.10) à mesure que l'on se rapproche de l'axe d'éjection. Ainsi, les sources de type 1 vont avoir une émission du coeur excessivement forte comparée aux AGN de type 2. Ne prenant que cette composante du coeur en compte, on n'a pas accès à la puissance totale disponible pour un AGN donné. Pour palier ce problème, on peut définir ce que l'on appelle le "core dominance".

La définition de ce "core dominance" est particulièrement triviale dans le cas des sources FR II, c'est-à-dire les sources présentant, deux ou trois composantes dans le domaine radio, le coeur et deux lobes, symétriquement opposés. La définition standard de ce "core dominance" est simplement le rapport entre l'émission totale et l'émission de la composante centrale non-résolue dans les images radio. L'émission étendue traçant l'énergie totale injectée par l'AGN vers l'IGM, et l'émission ponctuelle centrale soumise au "beaming effect", permettent une caractérisation de l'orientation de la radio source. Bien que cette technique ne soit pas très précise, car soumise à de nombreuses approximations, elle reste néanmoins suffisante pour avoir une idée de l'orientation.

Généralement, le calcul du "core dominance" s'effectue à une fréquence donnée (De Breuck et al., 2010). Cependant, on propose ici d'aller plus loin, et d'appliquer ce procédé à deux fréquences différentes. L'utilisation de deux fréquences différentes permet "d'amplifier" l'effet du "beaming". En effet, plus la fréquence est élevée, plus l'effet de "beaming" est important, ce qui est extrêmement profitable dans notre cas. Cependant, les lobes rayonnent principalement à basse-fréquence. Ainsi, en prenant les observations à basse fréquence pour évaluer l'émission étendue, provenant des lobes et directement comparée à l'émission ponctuelle centrale, soumise au "beaming effect", on obtient le meilleur diagnostic d'orientation de la source radio. Ceci est illustré en figure 3.10. On définit donc le "core dominance", non pas de manière classique mais comme $R = P_{core}^{20GHz} / P_{lobes}^{500MHz}$. On utilisera maintenant cette définition du "core dominance" pour le reste de cette thèse.

La figure 3.10 illustre également un effet important concernant la "k-correction". Les sources de notre échantillon allant de $1 < z < 5$, on peut voir que les observations ne correspondent pas à la même fréquence au repos. C'est pourquoi, on a choisi de définir le "core dominance" à une fréquence au repos, afin de pouvoir comparer les sources entre elles. Afin d'obtenir les flux à 20 GHz et 500 MHz, un calcul des flux à partir des observations est nécessaire. On insistera ici particulièrement sur le calcul de ces nouveaux flux. Pour chaque composante, et à haute et basse fréquence, les flux sont **interpolés linéairement** et non extrapolés, incluant une erreur minimale dans le calcul de ce nouveau flux. L'émission synchrotron pouvant être approximée simplement par une loi de puissance de la forme $S(\nu) \propto \nu^\alpha$, où $S(\nu)$ est le flux à une fréquence donnée, ν la fréquence et α , l'indice spectral. L'importance de l'encadrement des fréquences au repos apparaît ici, car on peut calculer α pour chaque composante. Par exemple, une source située à $z=2$, avec des observations VLA dans les bandes C(4.8 GHz) et X(8.4 GHz) aura un encadrement haute fréquence correspondant à 14.4 GHz et 25.2 GHz dans son référentiel au repos, encadrant parfaitement 20GHz.

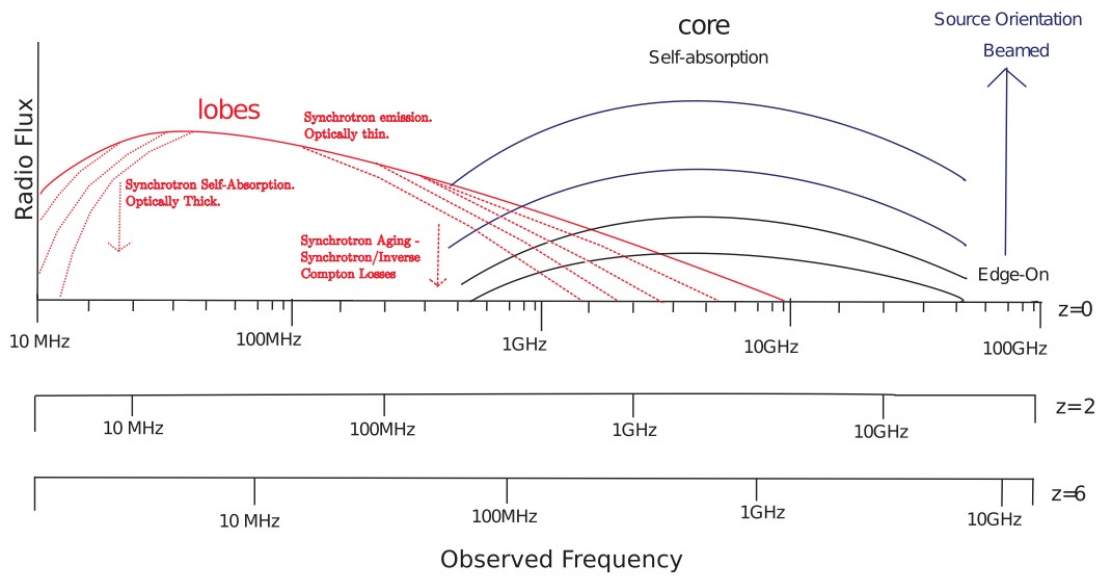


Figure 2. A sketch of the contributions of the various components of a typical double radio galaxy to the rest-frame radio regime, and the effects of synchrotron self-absorption, losses and beaming on the observed radio spectrum. Also shown are the observed frequencies at which these features would be observed at redshifts 2 and 6 for comparison.

Figure 3.10 – *Figure provenant de Ker et al. (2012). SED schématique de l'émission des différentes composantes d'une source radio.*

§ 3.4 JET AND TORUS ORIENTATIONS IN HIGH REDSHIFT RADIO GALAXIES, DROUART ET AL., 2012, PUBLIÉ DANS A&A

L'arrivée des données *Spitzer* fut une aubaine pour l'étude de la population stellaire dans les radio galaxies permettant de sonder la bande H/K dans le référentiel au repos. Ces observations ont également montré l'apparition d'une composante à plus grande longueur d'onde, reproductible par un corps noir de température variant entre $T=1500\text{K}$ et $T=500\text{K}$ (figure 3.1). De façon encore plus intéressante, cette luminosité présente une corrélation avec l'émission radio compte tenu de la dispersion observée (figure 8 dans De Breuck et al., 2010). Considérant le modèle d'unification des AGN, ceci peut être expliqué par un simple changement d'inclinaison d'un tore de poussière et de gaz. Cet effet a par ailleurs été reporté précédemment dans l'étude de l'émission de type 1 et 2 AGN par spectroscopie (e.g. Cleary et al., 2007; Leipski et al., 2010). Cleary et al. (2007) montre plus particulièrement que le "core dominance" présente une corrélation avec le paramètre d'extinction l'extinction mesurée à $\lambda=9.7\mu\text{m}$. Cette absorption/émission est provoquée par les silicates, dépendante de l'inclinaison, provoquant une absorption dans le cadre des radio galaxies et une émission dans le cadre d'une vue de type quasar. Cet effet d'inclinaison se retrouve également dans l'émission continue. Si le tore est opaque, l'angle d'inclinaison diminuant, révèle une vue directe sur la partie interne du tore, i.e. de la poussière directement soumise à la radiation de l'AGN et donc chaude. Ceci se traduit dans la SED par un changement de couleur à mesure que cette poussière chaude devient plus importante.

Dans cet article, on propose la décomposition de la SED infrarouge de radio quasars et de radio galaxies pour en déterminer l'inclinaison par deux méthodes. La première, empirique, utilise un spectre de quasar sur lequel on applique une extinction. La seconde, plus précise, utilise un modèle de transfert appliqué à une géométrie de tore avec une distribution de poussière continue. Simultanément, on calcul le "core dominance", permettant d'avoir une estimation de l'inclinaison de façon indépendante. Enfin, on compare ces différentes méthodes afin de tester le modèle d'unification et poser une contrainte sur les paramètres d'éjection des particules par le calcul du facteur de Lorentz.

Jet and torus orientations in high redshift radio galaxies[★]

G. Drouart^{1,2,3}, C. De Breuck¹, J. Vernet¹, R. A. Laing¹, N. Seymour³, D. Stern⁴, M. Haas⁵,
E. A. Pier⁶, and B. Rocca-Volmerange²

¹ European Southern Observatory, Karl Schwarzschild Straße 2, 85748 Garching bei München, Germany
e-mail: gdrouart@eso.org

² Institut d'Astrophysique de Paris, 98bis boulevard Arago, 75014 Paris, France

³ CSIRO Astronomy & Space Science, PO Box 76, Epping, NSW 1710, Australia

⁴ Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, Mail Stop 169-221, Pasadena, CA 91109, USA

⁵ Astronomisches Institut, Ruhr-Universität Bochum, Universitätsstr. 150, 44801 Bochum, Germany

⁶ Oceanit Laboratories, 828 Fort Street Mall, Suite 600, Honolulu, HI 96813, USA

Received 19 July 2012 / Accepted 19 September 2012

ABSTRACT

We examine the relative orientation of radio jets and dusty tori surrounding the active galactic nucleus (AGN) in powerful radio galaxies at $z > 1$. The radio core dominance $R = P_{\text{core}}^{20\text{GHz}} / P_{\text{extended}}^{500\text{MHz}}$ serves as an orientation indicator, measuring the ratio between the anisotropic Doppler-beamed core emission and the isotropic lobe emission. Assuming a fixed cylindrical geometry for the hot, dusty torus, we derive its inclination i by fitting optically-thick radiative transfer models to spectral energy distributions obtained with the *Spitzer* Space Telescope. We find a highly significant anti-correlation ($p < 0.0001$) between R and i in our sample of 35 type 2 AGN combined with a sample of 18 $z \sim 1$ 3CR sources containing both type 1 and 2 AGN. This analysis provides observational evidence both for the Unified scheme of AGN and for the common assumption that radio jets are in general perpendicular to the plane of the torus. The use of inclinations derived from mid-infrared photometry breaks several degeneracies which have been problematic in earlier analyses. We illustrate this by deriving the core Lorentz factor Γ from the R - i anti-correlation, finding $\Gamma \gtrsim 1.3$.

Key words. galaxies: high-redshift – galaxies: active – radio continuum: galaxies – infrared: galaxies – galaxies: jets – quasars: general

1. Introduction

Radio galaxies are among the most luminous objects in the Universe over the entire electromagnetic spectrum. Their powerful radio emission betrays the presence of a central massive black hole (Blandford & Payne 1982) up to a few billion M_{\odot} in mass (McLure et al. 2006; Nesvadba et al. 2011). Early in the development of the subject, local radio galaxies were associated with massive elliptical galaxies (Matthews et al. 1964). It is now well established that powerful radio sources are also hosted by massive galaxies at higher redshift (e.g. De Breuck et al. 2010), as expected from the bulge-black hole mass relation (Ferrarese & Merritt 2000). Radio galaxies appear to be a singular stage in the evolution of massive galaxies, observed during a peak of activity. This phase presents a unique chance to test models of galaxy formation and the interaction between the AGN and their host galaxies (e.g. Nesvadba et al. 2008).

According to current understanding, an active galactic nucleus (AGN) consists of an accretion disk around a supermassive black hole (SMBH; Rees 1984). About 10% of AGN show radio jets (e.g. Best et al. 2005); these are expected to be aligned with the black hole spin axis. A dusty torus has been hypothesized to explain the observed dichotomy between unobscured (type 1) AGN where the observer can see the region close to the black hole directly and obscured (type 2) AGN with a more edge-on view (for a review, see Antonucci 1993). As a result of this geometry, the AGN emission is anisotropic at most wavelengths. The accretion disk is a powerful source of soft and hard X-rays

which are attenuated when passing through the torus. Assuming a universal torus shape, the dominating factor determining the amount of obscuration along the line of sight is the orientation of the torus with respect to the observer. In particular, soft X-rays are sensitive to the hydrogen column density (N_{H}) which varies from 10^{20} cm^{-2} in type 1 AGN to $>10^{24} \text{ cm}^{-2}$ type 2 AGN (e.g. Ibar & Lira 2007).

In the optical domain, the effects of inclination can explain why the Broad Line Regions (BLR) are observed directly in type 1 AGN, while in type 2's, they are mostly obscured or seen in scattered emission (Antonucci & Miller 1985; Tran et al. 1992). In both types, Narrow Line Regions (NLR) are observed further out from the torus. In the case of type 2's, the torus acts as a coronagraph blocking the much brighter central emission, and allows the NLR to be traced out to ~ 100 kpc (Reuland et al. 2003; Villar-Martín et al. 2003). Such detailed studies have shown that the NLR is frequently aligned with the radio jets (McCarthy et al. 1987). Moreover, optical polarimetry of type 2 AGN reveals a continuum polarization angle mostly perpendicular to the radio axis, implying that the light passing through torus opening is scattered by dust clouds along the radio jets (di Serego Alighieri et al. 1989, 1993; Cimatti et al. 1993; Hines 1994; Vernet et al. 2001). Both observations imply that the radio jets are aligned orthogonally to the equatorial plane of the torus.

The torus surrounding the SMBH re-processes a significant fraction of the AGN radiation (X-rays, UV and optical) into mid-IR thermal dust emission. This establishes a radial temperature gradient within the torus ranging from the sublimation temperature (~ 1500 K) at the inner surface of the torus to a few

[★] Figures 11, 12, and Tables 1, 2, 6 are available in electronic form at <http://www.aanda.org>

hundred Kelvin in the outer parts. The torus geometry creates a strong anisotropy in the hot dust emission because the amount of extinction towards the innermost (hottest) parts is very sensitive to the orientation with respect to the observer (Pier & Krolik 1992, hereafter PK92). It should therefore be possible to derive the inclination by modelling of the mid-IR SED. The magnitude of the variation with inclination is illustrated by the difference between the mean type 1 and type 2 mid-IR SEDs of an isotropically selected AGN sample where the type 2 AGN SED can be reproduced by simple reddening of the type 1 distribution (Haas et al. 2008).

The most isotropic emission from AGN comes from the radio lobes which mark the interaction between the jets and the surrounding intergalactic medium. This can happen on scales as large as several Mpc and produces steep-spectrum synchrotron emission. In contrast, the radio cores generally have flatter spectral indices and are anisotropic as they are subject to Doppler beaming effects. The radio cores will look brighter if the jet axis is observed closer to the line of sight (e.g. in type 1 AGN). The ratio of the core to total radio emission (core dominance) is a proxy for orientation (e.g. Scheuer & Readhead 1979; Kapahi & Saikia 1982).

In summary, previous observations suggest that the radio jets are orthogonal to the equatorial plane of the torus. Assuming a generic torus geometry, an inclination can be derived by fitting the mid-IR SED; the core dominance can also be used to estimate the inclination of the radio jets. Provided that these assumptions are correct, the two measures of inclination should be consistent. In this paper, we make use of the unique database consisting of six-band mid-IR data for 70 radio galaxies spanning $z = 1$ to $z = 5.2$ (Seymour et al. 2007; De Breuck et al. 2010, S07 and DB10 hereafter). We derive the inclination angle by fitting dust emission from the torus, and compare it with the radio core dominance. We indeed find a significant correlation between these parameters, consistent with the previously mentioned observational statements which sample directions in the plane of the sky. We also use this constraint on the orientation to estimate the pc-scale jet speeds from the core/jet dominance.

This paper is organised as follows. Sections 2 and 3 describe the samples. In Sect. 4, we describe our approach to modelling the mid-IR emission, using both empirical correlations and a torus model for a sub-sample with well-sampled AGN dust emission. We discuss the implications in Sect. 5. Throughout this paper, we adopt the current standard cosmological model ($H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_\Lambda = 0.7$, $\Omega_M = 0.3$).

2. Spitzer high redshift radio galaxy sample

Our *Spitzer* high redshift radio galaxy (SHzRG) sample is selected from a compendium of the most powerful radio galaxies known in 2002. From this parent sample of 225 HzRGs with spectroscopic redshifts, a subset was selected in order to sample the redshift-radio power plane evenly out to the highest redshifts available. The full description of this sample is presented by S07. In short, the HzRG are distributed across $1 < z < 5.2$ and have $P^{3 \text{ GHz}} > 10^{26} \text{ W Hz}^{-1}$, where $P^{3 \text{ GHz}}$ is the total luminosity at a rest-frame frequency of 3 GHz (Table 1 of S07).

2.1. Infrared data

The mid-IR data presented here were obtained with the *Spitzer* Space Telescope (Werner et al. 2004) during Cycles 1 and 4. All galaxies were observed in the four Infrared Array

Camera (IRAC; Fazio et al. 2004) channels (3.6, 4.5, 5.8, 8 μm), the 16 μm peak-up mode of the Infrared Spectrograph (IRS; Houck et al. 2004) and the 24 μm channel of the Multiband Infrared Photometer (MIPS; Rieke et al. 2004). The 24 sources with the lowest expected background emission were also observed with the 70 and 160 μm channels of MIPS. We refer the reader to S07 and DB10 for the full description of the data reduction procedures and the full photometric data (Table 3 of DB10). We augment our photometry with *K*-band magnitudes from S07.

2.2. Radio data and core dominance

The radio morphologies of HzRGs are dominated by steep-spectrum radio lobes with fainter and flatter spectrum radio cores (Carilli et al. 1997; Pentericci et al. 2000). A variety of physical processes contribute to the radio emission at different restframe frequencies (e.g. Blundell et al. 1999). Above $\nu \approx 1 \text{ GHz}$, Doppler boosting will introduce an orientation bias in the radio cores. In addition, the radio lobes are affected by synchrotron and inverse Compton losses. At very low frequencies $\nu \lesssim 100 \text{ MHz}$, synchrotron self-absorption, free-free absorption and any low-energy cutoff of the relativistic particles may reduce the observed synchrotron emission. We therefore choose a rest-frame wavelength of 500 MHz to obtain an accurate measure of the energy injected by the AGN which is also independent of orientation. Observationally, the 500 MHz luminosities $P_{\text{core}}^{500 \text{ MHz}}$ can also be determined most uniformly over the entire sky (DB10).

Our measure of orientation for the radio jets is the ratio of core to extended emission or core dominance R (Scheuer & Readhead 1979; Kapahi & Saikia 1982). Since the flatter spectrum cores can only be spatially resolved with interferometers at high frequencies, this is defined as $R = P_{\text{core}}^{20 \text{ GHz}} / P_{\text{extended}}^{500 \text{ MHz}}$, where $P_{\text{core}}^{20 \text{ GHz}}$ is the 20 GHz restframe core luminosity.

Core flux densities are either taken from the literature (see Table 1), or measured directly from radio maps by the following method. First, we take the *Spitzer*/IRAC 3.6 μm image and overlay the radio contours. After identifying the core with the host galaxy, we measure the integrated total and core flux densities using the `verb` . If only the lobes are identified, we derive an upper limit to the core dominance from the 3σ sensitivity of the radio map. Next, we calculate $P_{\text{core}}^{20 \text{ GHz}}$ using 8.4 GHz observations and the core spectral index α_{core} , defined as $S \propto \nu^\alpha$. If no spectral index is available, we use the median value from our sample $\langle \alpha_{\text{core}} \rangle = -0.8$. Note that given the large range of R , the exact value of α_{core} does not significantly affect our results. At higher redshifts, inverse Compton losses can increase significantly, which may affect R values. However, Fig. 1 does not show a significant dependence of R on redshift, so we consider this effect to be negligible.

Table 1 lists the values of $P_{\text{extended}}^{500 \text{ MHz}}$ (summing the components in the case of multiple detections) and R , together with the core flux densities and spectral indices α_{core} (see references in Table 1).

3. 3CR sample

To compare the results of our approach for type 1 and 2 radio-loud AGN, samples of the two classes with matched selection criteria are required. Unfortunately, there is no type 1 (quasar) sample in the literature which matches our radio-galaxy sample and has both radio and *Spitzer* observations. The best sample available, although significantly smaller than our SHzRG sample

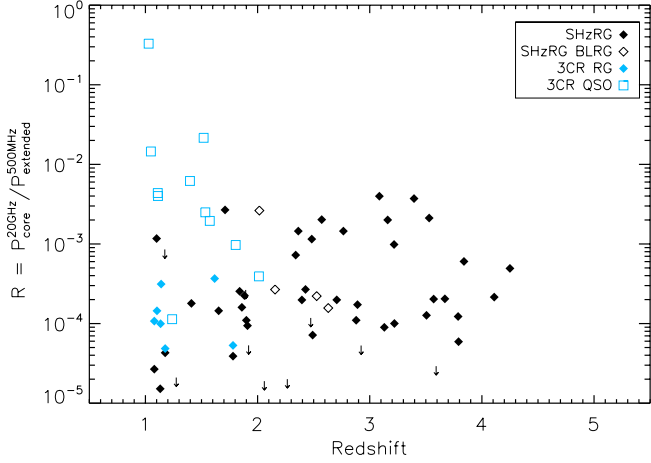


Fig. 1. Core dominance R versus redshift. Note the lower redshifts for the s3CR sample (blue diamonds and open squares). The open black diamonds correspond to radio galaxies with observed broad lines, see Sect. 5.3.

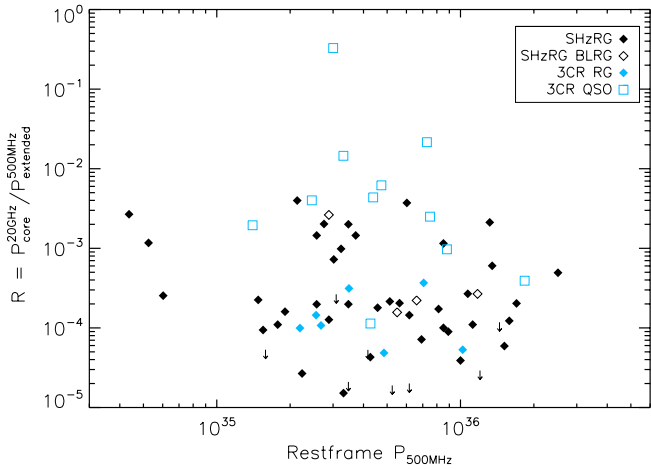


Fig. 2. Core dominance R versus $P_{500\text{MHz}}^{\text{restframe}}$. Note that the s3CR quasars (open blue squares) typically have higher values of R than the galaxies from the same sample (filled blue diamonds).

and with a lower median redshift, is the 3CR sample (Spinrad et al. 1985).

3.1. Infrared data

A selection of 64 3CR high-redshift sources has been observed with the four IRAC channels (3.6, 4.5, 5.8, 8 μm), IRS (16 μm) and the MIPS1 channel (24 μm). We refer to Haas et al. (2008) for a full description of the sample and data reduction. Table 2 reports the *Spitzer* photometry.

3.2. Radio data and core dominance

To compare the 3CR and SHzRG sources, we need equivalent radio data for both groups. We take the relevant measurements for the subset of 3CR sources from Hoekstra et al. (1997). Selecting sources with both *Spitzer* and radio data gives us a subset of 18 sources: 11 quasars and 7 radio galaxies. The radio data are reported in Table 3. We recalculate the 500 MHz rest-frame luminosity from the 178 MHz flux densities (Hoekstra et al. 1997, and references therein), using a spectral index $\alpha = -1.5$, which is typical of powerful steep-spectrum radio sources in

Table 3. Radio data for the s3CR sample.

| Name | Type | z | $\log P_{500\text{MHz}}^{\text{restframe}}$ [W Hz $^{-1}$] | $S_{5\text{GHz}}^{\text{core}}$ [mJy] | R |
|----------|------|------|--|--|---------|
| 3C 009 | Q | 2.01 | 29.26 | 0.55 | 0.00039 |
| 3C 065* | G | 1.18 | 28.69 | 0.76 | 4.9e-05 |
| 3C 068.1 | Q | 1.24 | 28.63 | 0.83 | 0.00011 |
| 3C 204 | Q | 1.11 | 28.39 | 0.34 | 0.0040 |
| 3C 205 | Q | 1.53 | 28.88 | 0.67 | 0.0025 |
| 3C 208 | Q | 1.11 | 28.64 | 0.54 | 0.0044 |
| 3C 212 | Q | 1.05 | 28.52 | 0.88 | 0.015 |
| 3C 239* | G | 1.78 | 29.01 | 0.33 | 5.3e-05 |
| 3C 241 | G | 1.62 | 28.85 | 0.34 | 0.00037 |
| 3C 245 | Q | 1.03 | 28.48 | 1.40 | 0.33 |
| 3C 252 | G | 1.10 | 28.41 | 0.32 | 0.00014 |
| 3C 267 | G | 1.14 | 28.54 | 0.59 | 0.00031 |
| 3C 268.4 | Q | 1.40 | 28.68 | 0.60 | 0.0062 |
| 3C 270.1 | Q | 1.52 | 28.86 | 0.87 | 0.022 |
| 3C 318 | Q | 1.57 | 28.15 | 0.75 | 0.0019 |
| 3C 325 | G | 1.13 | 28.34 | 0.82 | 9.9e-05 |
| 3C 356* | G | 1.08 | 28.43 | 0.38 | 0.00011 |
| 3C 432 | Q | 1.80 | 28.94 | 0.31 | 0.00097 |

Notes. Types: Q = quasar, G = radio galaxy. (*) Radio galaxies common with SHzRG sample.

this frequency range. The 20 GHz rest-frame core luminosities are calculated using the flux density at 5 GHz assuming $\alpha_{\text{core}} = -0.8$. The derived values of R are also reported in Table 3.

4. Modelling the torus emission

4.1. Contributions to the infrared SED

The near- to far-IR emission from radio galaxies and quasars consists of several components: (i) non-thermal synchrotron emission; (ii) line emission; (iii) starburst- and AGN-heated dust continuum; (iv) an (old) stellar population. We now discuss the importance of these contributions in turn.

Of the type 2 objects in our sample, the source which is likely to have the highest synchrotron contribution at 5 μm wavelength is B3 J2330+3927, which has the highest value of R and one of the flattest core spectra ($\alpha = -0.1$). Its extrapolated synchrotron contribution is <5% of the total emission at 5 μm . The synchrotron contribution can therefore be safely ignored for all of the type 2 objects. However in type 1 objects, this assumption may not be valid. We further discuss this point in Sect. 5.2.2.

The line emission is dominated by fine structure and CO lines in the far-IR (e.g. Smail et al. 2011), and in the mid-IR by polycyclic aromatic hydrocarbon (PAH) emission. The silicate emission/absorption is also seen in type 1/2 AGN, respectively. Both can affect the broad-band photometry. Due to the large redshift range of our sources, the sampling of the SED differs from object to object. To keep our study as homogeneous as possible, we focus only on the part of the SED below the silicate feature (<10 μm), which is dominated by AGN heated dust emission (see below). Mid-IR spectroscopy with IRS (Seymour et al. 2008; Leipski et al. 2010; Rawlings et al., in prep.) shows that PAH features are either not detected or weak relative to the AGN emission.

The contribution of the dust continuum spans three orders of magnitude in wavelength. The energy source of this emission (AGN and/or starburst) has been the subject of considerable debate (e.g. Sanders et al. 1988; Haas et al. 2003). To disentangle these two components, good sampling of the entire IR

SED is essential. The *Herschel* Radio Galaxy Evolution or *projet HeRGÉ* will observe our sample between $70\ \mu\text{m}$ and $500\ \mu\text{m}$. First results on PKS1138–262 (Seymour et al. 2012) show that the AGN component dominates for $\lambda_{\text{rest}} \lesssim 30\ \mu\text{m}$. The contribution of starburst-heated dust may vary from source to source, but is unlikely to contribute significantly at $\lambda_{\text{rest}} \lesssim 10\ \mu\text{m}$ as the required dust temperature would be more than several hundred Kelvin, which cannot be sustained throughout the host galaxy. We consequently focus only on $\lambda_{\text{rest}} \lesssim 10\ \mu\text{m}$. A crucial ingredient in modelling the torus is the $9.7\ \mu\text{m}$ silicate feature, which can be used as an indicator of its intrinsic properties (e.g. the differences between clumpy and continuous or optically thin and thick tori and the dust composition; van Bemmel & Dullemond 2003). Using this feature to characterize the torus is beyond the scope of this paper, since our broad-band photometry is not particularly sensitive to it.

Emission from the old stellar population peaks at $\lambda_{\text{rest}} \sim 1.6\ \mu\text{m}$ (S07). In this paper, we model this contribution assuming a formation redshift $z_{\text{form}} = 10$, using an elliptical-galaxy template predicted by PEGASE.2 (Fioc & Rocca-Volmerange 1997). The stellar contribution from this galaxy template is then normalised for the bluest available band and subtracted in each filter. Uncertainties for the subtracted data are taken to be the rms of the uncertainties of the individual measurement and the stellar fit. For the type 2 3CR radio galaxies, we follow the same method. For the type 1 3CR AGN, we do not subtract any stellar contribution, as the transmitted non-thermal continuum is expected to dominate over the stellar emission. The remaining flux is considered to be a “pure” AGN contribution.

4.2. Sub-samples with well-sampled AGN dust emission

After stellar subtraction (see Sect. 4.1), the signal to noise ratio (S/N) is calculated for each data-point. Then, we create a preferred sub-sample fulfilling the criteria that: (a) there are at least 3 points with $S/N > 2$; and (b) there is no significant contribution from emission with $\lambda_{\text{rest}} > 10\ \mu\text{m}$ in the passband. This in practice restricts the wavelength range to $2\ \mu\text{m} < \lambda_{\text{rest}} < 8\ \mu\text{m}$ in any passband. 35 radio galaxies from the SHzRG sample and 50 sources (22 radio galaxies, 25 quasars and 3 unidentified) from the 3CR sample meet these criteria. We refer to these two restricted samples as “sSHzRG” and “s3CR” respectively. Note that only 31 objects have a known core dominance value in sSHzRG and 18 in the s3CR (11 quasars and 7 radio galaxies).

4.3. Empirical approach

To first order, increasing the viewing angle of the torus causes it to act as a varying dust screen: higher inclinations lead to increased extinction of the hottest dust located in the innermost parts of the torus. Leipski et al. (2010) and Haas et al. (2008) have shown that the mean radio galaxy SED can be approximated by applying an extinction law to the mean quasar SED.

Following the same approach, we model this dust absorption using the mean Sloan Digital Sky Survey (SDSS) quasar spectrum (Richards et al. 2006) and a Fitzpatrick (1999) extinction law with classical Galactic dust properties ($R_V = 3.1$, Fig. 3). This law extrapolates Galactic dust properties to the mid-IR without any specific treatment of the silicate absorption and emission features around $10\ \mu\text{m}$. This latter approximation is still valid as we are focusing on the $2\text{--}8\ \mu\text{m}$ part of the SED.

Using a standard χ^2 minimization technique, we fit two parameters (extinction A_V and normalization) to the data for our

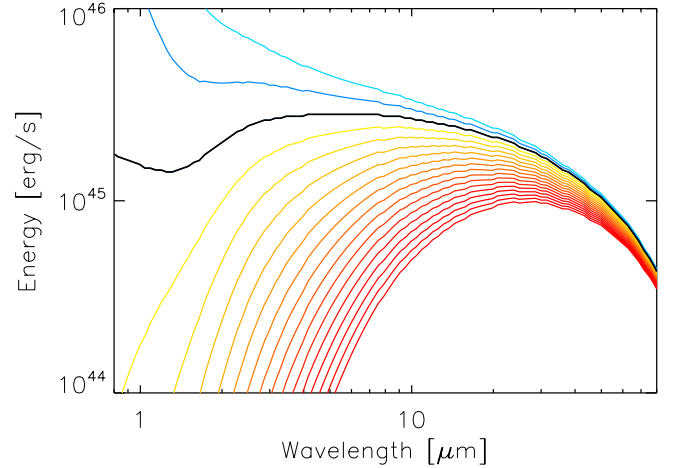


Fig. 3. Template SEDs for the empirical approach. The black curve is the mean quasar spectrum from Richards et al. (2006). The blue/redder curves correspond to a increasing extinction (from -12 to $90 A_V$ in steps of 6), using the Fitzpatrick (1999) extinction law.

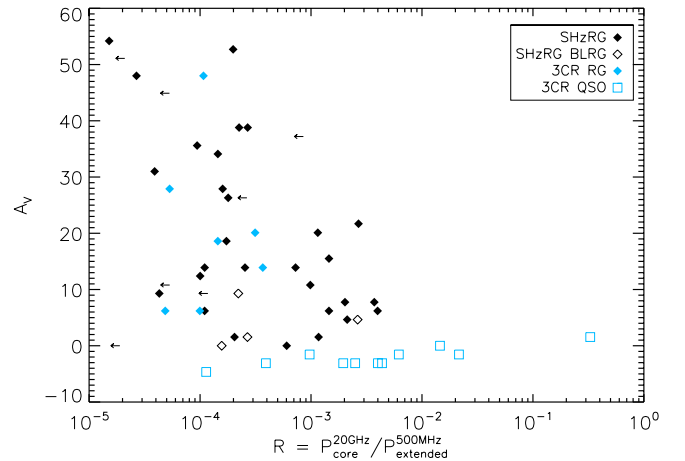


Fig. 4. Extinction A_V versus core dominance R . Note the absence of points in the top right part of the plot. This figure is consistent with Fig. 12 of Cleary et al. (2007).

sSHzRG and s3CR samples. Tables 5 and 6 report the resulting values of A_V . Figure 4 plots A_V against R for the subset of objects with radio data available. Note the apparently unphysical negative A_V values for the majority of s3CR quasars, which are bluer than the composite SDSS template. The lack of points in the upper right part of this plot indicates an absence of core-dominated objects with high extinction, as expected from the orientation-based Unified model (e.g. Antonucci 1993).

To test the correlation between A_V and core dominance taking the upper limits in R into account, we use the survival analysis package within IRAF. The generalized Spearman rank test gives probabilities of non-correlation of $p = 0.009$ and $p = 0.0001$ for sSHzRG and sSHzRG+s3CR samples, respectively. We note that Cleary et al. (2007) report a similar distribution (their Fig. 12), although with a different core dominance definition and using the silicate optical depth, $\tau_{9.7\ \mu\text{m}}$ as a measure of extinction.

4.4. Torus models

We now aim to reproduce the observed range in extinction assuming a torus geometry observed at varying angles to the

line of sight. The infrared torus SED has been modelled extensively, assuming structures with various degrees of complexity. Despite the evidence for a clumpy structure (Krolik & Begelman 1988), the first models to solve the radiative transfer equations used the continuous density approximation (Pier & Krolik 1992). Later, a treatment of the clumpy structure was given by Nenkova et al. (2002). Currently, models with continuous and clumpy structures are available in the literature with a range of geometries and using different computational techniques to solve the radiative transfer equation. Examples include: continuous models (Pier & Krolik 1992; Dullemond & van Bemmell 2005; Granato & Danese 1994; Rowan-Robinson 1995); clumpy models (van Bemmell & Dullemond 2003; Hönlng et al. 2006; Schartmann et al. 2005; Fritz et al. 2006; Nenkova et al. 2008) and bi-phased models (Stalevski et al. 2012).

Clumpy models are closer to reality than continuous models, but the latter require fewer free parameters and remain valid if the inter-clump distance is not significantly larger than the clump size. While more sophisticated modelling may be possible for some individual objects, our aim is to extract global trends from as many sources as possible in our sample. Because of the small number and irregular sampling of the data points in the mid-IR, we therefore opt for the Pier & Krolik continuous model (PK model, hereafter). Trying to derive detailed information on the torus itself is beyond the scope of this paper, and remains challenging even at lower redshift (e.g. Ramos Almeida et al. 2009; Kishimoto et al. 2011).

The PK model assumes a cylindrical geometry for the torus. The opening angle of the torus is $\theta = \tan^{-1}(2a/h)$, where a/h is the aspect ratio (Fig. 5). It models the spectrum of radiation from the central point sources as a power law decreasing from UV to IR. As the index of this power-law α does not have a significant effect for our purpose, we take the default value $\alpha = 1$. We adopt an effective temperature for the inner edge of the torus of $T_{\text{eff}} = 1000$ K as this is the only temperature available for all the geometries in the template library from PK92 (see Table 4). Indeed, a higher T_{eff} corresponds to a higher contribution from the hottest dust (i.e. 1–2 μm) but would not affect the global analysis presented here.

The inner radius a (see Fig. 5) is then set by the central source luminosity. For each inclination i , an SED is computed by solving the radiative transfer equations. The final SED is the sum of the thermal torus emission and the absorbed quasar component. For a full description of the model and an example of its application, we refer the reader to Pier & Krolik (1992, 1993).

The main goal of this approach is to find a physically meaningful geometry which can give an adequate description of the entire sample, to estimate torus inclinations and thereby to test the general configuration mentioned in Sect. 1. We have considered a set of representative candidate models, as listed in Table 4.

Some reasonable arguments and previous observations help us to define the average geometry and to select among the models in Table 4. First, the statistical study of the relative frequency of type 1 and 2 AGN by Barthel (1989) implies a torus opening angle $\theta \sim 45^\circ$, which corresponds to $a/h \sim 0.3$ in the PK models. Second, X-ray observations of nearby AGN (e.g. NGC 1068) set a lower limit on the torus opacity of $\tau \geq 1$ (Mulchaey et al. 1992). Only the c and w model geometries satisfy both criteria. The main difference between these geometries is illustrated in Fig. 6: they have chunky (c) and disky (w) shapes, respectively.

A more objective approach is to give each model a score based on the goodness of fit averaged over the whole sample. The fit again uses χ^2 minimization with two free parameters per fit: the normalization of each model and the inclination i of the

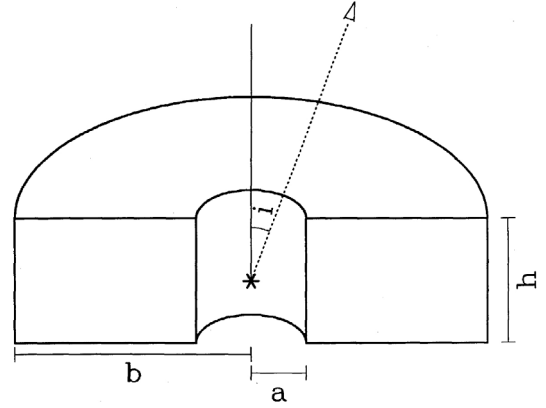


Fig. 5. Sketch of the PK model (Pier & Krolik 1992). The inner radius, a , outer radius, b and height, h are marked, and the torus is viewed from angle i , measured as shown. The central nucleus is indicated by an asterisk. The density is assumed to be constant throughout the torus.

Table 4. Parameters of the torus model.

| Model | Parameters | | | | Score |
|-------|------------|----------|-------|-------|-------|
| | τ_r | τ_z | a/h | b/h | |
| a | 0.1 | 0.1 | 0.3 | 1.3 | 59 |
| b | 1.0 | 0.1 | 0.1 | 10.1 | 70 |
| c | 1.0 | 1.0 | 0.3 | 1.3 | 64 |
| d | 1.0 | 1.0 | 0.2 | 1.2 | 68 |
| e | 1.0 | 1.0 | 0.1 | 1.1 | 54 |
| f | 0.1 | 0.1 | 0.1 | 1.1 | 67 |
| gg | 1.0 | 1.0 | 1.0 | 2.0 | 33 |
| hh | 0.1 | 0.1 | 1.0 | 2.0 | 49 |
| ii | 10.0 | 10.0 | 1.0 | 2.0 | 2 |
| j | 10.0 | 1.0 | 0.1 | 10.1 | 50 |
| o | 1.0 | 0.1 | 1.0 | 11.0 | 28 |
| p | 10.0 | 1.0 | 1.0 | 11.0 | 14 |
| t | 1.0 | 0.1 | 0.3 | 10.3 | 59 |
| w | 10.0 | 1.0 | 0.3 | 10.3 | 44 |
| y | 10.0 | 10.0 | 1.0 | 2.0 | 2 |

Notes. τ_r : radial depth, τ_z vertical depth, a/h ratio of inner radius over height and b/h : outer radius. For the score value, see Sect. 4.4.

torus. This score (rightmost column of Table 4) is the number of “reasonable” fits, i.e. those with an associated probability of $>95\%$. The average score is therefore an indicator of how well the model fits the samples: higher scores correspond to models which performed better at modelling the observed SEDs. Fig. 7 shows the inclination distribution for the four geometries with the best scores for both samples (s3CR and sSHzRG). Models with narrow opening angles (e.g. b and f , and d to a lesser extent) artificially bias the distribution towards low inclinations. We therefore do not use the scores in Table 4 to simply select between all the torus geometries; instead, the scores are used to select only between models c and w , which already meet criteria set by the physical arguments and observations described above. Of these, we select c , which has the higher score (Table 4). The inclinations i from model c with their $5 \mu\text{m}$ rest frame monochromatic energies of the torus model $\nu P_{\nu(5 \mu\text{m})}^{\text{AGN}}$ are reported in Table 5 and Table 6 for the sSHzRG and s3CR samples, respectively. Their SEDs are presented in Figs. 11 and 12. Section 5 discusses these inclinations in more detail.

Figure 8 shows a plot of core dominance R against the inclination i derived from the mid-IR observations. The distribution of the points in the diagram suggests an anti-correlation

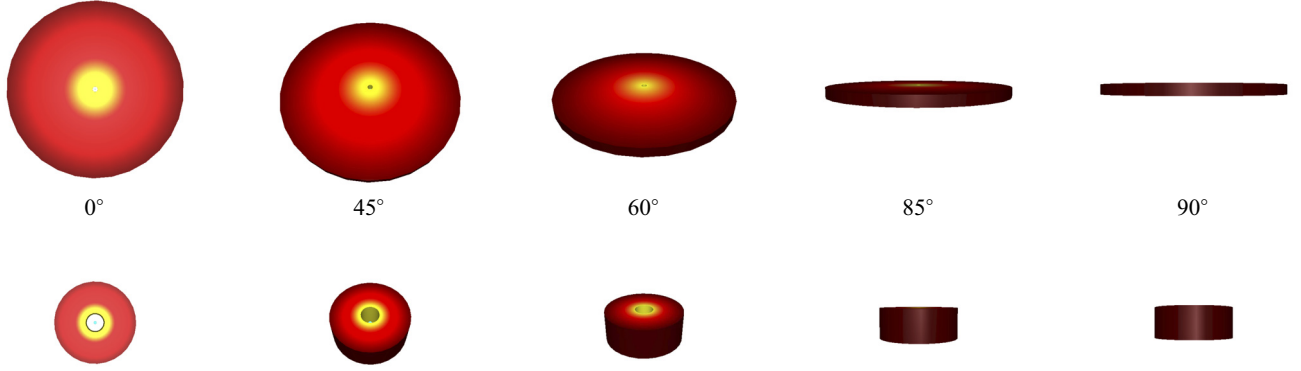


Fig. 6. Modelled tori for $\tau_r/\tau_z = 10$ (top, model *w*, disky) and $\tau_r/\tau_z = 1$ (bottom, model *c*, chunky) for increasing inclinations. Note the appearance of the central engine at 45° (light blue point), and the complete disappearance of the hottest part for 90° (yellow area) due to the cylindrical configuration. This artificially emphasises the difference of the SEDs in the range $85^\circ < i < 90^\circ$.

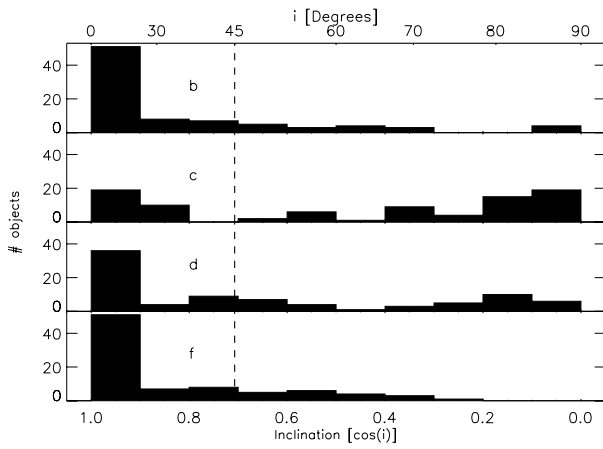


Fig. 7. Distribution of inclination angles i for the four best-scoring models. The vertical dashed line indicates $i = 45^\circ$.

between i and R , which is confirmed with a generalized Spearman rank test for the sSHzRG sample alone ($p = 0.011$). Adding the s3CR sample causes the correlation to become extremely significant ($p < 0.0001$), but note that this is primarily because of the inclusion of the (less obscured) s3CR quasars, which extends the ranges of both R and i .

We would like to add a cautionary note on using the individual inclinations at face value. One source of uncertainty stems from the misalignment of the radio jets with respect to the torus axis. This misalignment adds an intrinsic scatter in the R - i relation. A similar scatter is observed in the plane of the sky through polarimetric measurements.

The distribution of inclinations within $0^\circ < i \lesssim 45^\circ$ is inconsistent with the expectations for an isotropically-distributed parent sample: far too many values are clustered around $i \approx 0^\circ$ or $i \approx 30^\circ$. In particular, inclinations close to $i \approx 0$ seem suspicious since they would be expected for blazars which are absent from our sample.

5. Discussion

5.1. From extinction to inclination

Both the empirical approach (Sect. 4.3) and the torus model (Sect. 4.4) successfully fit the hot dust emission. We now check the consistency between these two methods by comparing the empirical extinction and the orientation from our best torus model. As shown in Fig. 9, these two parameters are tightly

Table 5. Results from the modelling of the SHzRG sample from Sects. 4.3 and 4.4.

| Name | A_V | i [$^\circ$] | $\log \nu P_{\nu(5 \mu\text{m})}^{\text{AGN}}$ [W] |
|----------------|-------|---------------------|---|
| 6C 0032+412 | 1.5 | 46 | 38.87 |
| MRC 0037-258 | 1.5 | 67 | 38.11 |
| 6C 0058+495 | 37.2 | 86 | 38.04 |
| MRC 0114-211 | 26.3 | 86 | 38.40 |
| MRC 0152-209 | 10.8 | 79 | 38.85 |
| MRC 0156-252 | 4.7 | 57 | 39.05 |
| MRC 0211-256 | 3.1 | 55 | 37.92 |
| TXS 0211-122 | 13.9 | 79 | 39.13 |
| MRC 0324-228 | 26.3 | 86 | 38.32 |
| MRC 0350-279 | 6.2 | 59 | 37.99 |
| MRC 0406-244 | 38.8 | 86 | 38.74 |
| PKS 0529-549 | 34.1 | 86 | 38.59 |
| USS 0828+193 | 7.8 | 67 | 39.31 |
| B2 0902+34 | 7.8 | 67 | 38.61 |
| 6CE 0905+3955 | 38.8 | 86 | 38.64 |
| 3C 239 | 31.0 | 86 | 38.43 |
| MRC 1017-220 | 4.7 | 53 | 38.47 |
| 3C 257 | 9.3 | 71 | 39.04 |
| WN J1123+3141 | 10.8 | 71 | 39.27 |
| PKS 1138-262 | 1.5 | 67 | 39.32 |
| 6C 1232+39 | 12.4 | 75 | 38.70 |
| 4C 24.28 | 13.9 | 82 | 38.90 |
| USS 1410-001 | 6.2 | 64 | 38.83 |
| USS 1558-003 | 9.3 | 71 | 38.91 |
| LBDS 53W002 | 12.4 | 79 | 38.52 |
| 3C 356.0 | 48.0 | 86 | 38.07 |
| 3C 368 | 54.2 | 86 | 37.91 |
| 7C 1805+6332 | 13.9 | 79 | 38.06 |
| TXS J1908+7220 | 4.7 | 59 | 39.43 |
| TN J2007-1316 | 0.0 | 31 | 38.83 |
| MRC 2025-218 | 0.0 | 46 | 38.25 |
| 4C 23.56 | 20.1 | 82 | 39.34 |
| MRC 2224-273 | 4.7 | 79 | 38.30 |
| B3 J2330+3927 | 6.2 | 75 | 39.35 |
| 3C 470 | 34.1 | 86 | 38.49 |

correlated. Their relation is well described by the following function:

$$A_V = 8.43(\cos i)^{-0.62} - 10.89. \quad (1)$$

Since the link between extinction and inclination is essentially determined by the geometry of the torus, the small scatter provides support for our choice of a single torus model (*c*) for the entire sample (sSHzRG and s3CR).

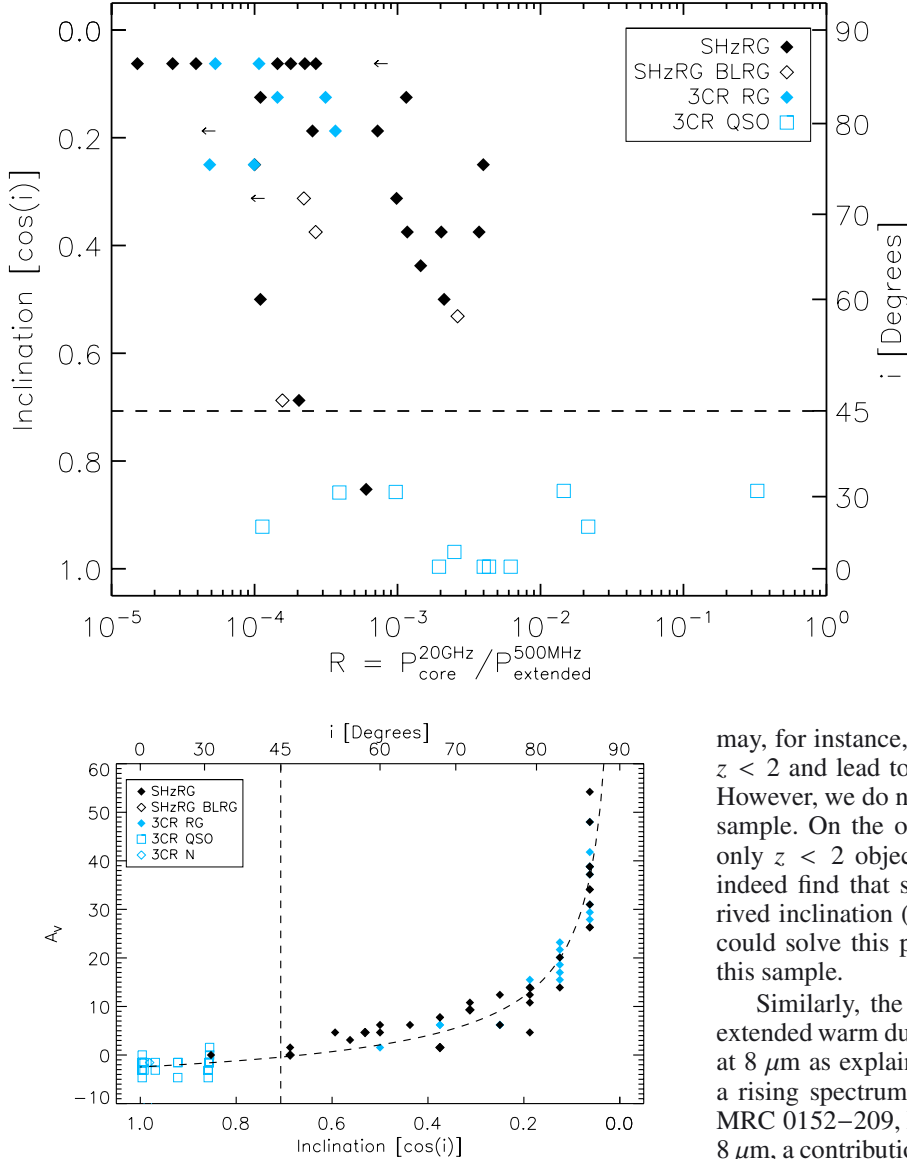


Fig. 8. Plot of inclination i against core dominance R . The dashed line at $i = 45^\circ$ corresponds to the division between radio galaxies and quasars derived by Barthel (1989). Filled diamonds represent the type 2 radio galaxies from the sSHzRG (black) and s3CR (blue) samples, respectively. Open symbols represent: sSHzRG broad-line radio galaxies (black diamonds) and s3CR quasars (blue squares).

Fig. 9. Inclination i obtained from the torus model plotted against extinction A_V from the empirical approach. The dashed vertical line is plotted at $i = 45^\circ$, and the dashed curve corresponds to Eq. (1).

5.2. Isolating the torus emission

5.2.1. Stellar and extended warm dust emission

Here, we investigate the impact of the assumptions made in Sect. 4.1 to isolate the hot dust component from all other contributions in the SED. As we assume that the main stellar contribution is dominated by an evolved population (>500 Myr old), all galaxies of our sample have already formed the bulk of their stellar mass (see S07). The SED of such a population has a characteristic shape for $\lambda_{\text{rest}} \gtrsim 1.6 \mu\text{m}$, as illustrated by the stellar SEDs plotted in Fig. 11. This shape is relatively independent of age, since the light is dominated by low-mass stars. The assumption of a single high formation redshift therefore has minor consequences for the separation of stellar and hot dust components.

A more important aspect is the SED coverage, which varies systematically with redshift. The number of data points measuring purely stellar emission depends on the sampling beyond the stellar bump ($\sim 1.6 \mu\text{m}$) and the relative hot dust contribution in the redmost stellar dominated IRAC channel. This

may, for instance, cause an overestimate of stellar emission for $z < 2$ and lead to a higher inclination and extinction estimate. However, we do not observe such a redshift bias in the sSHzRG sample. On the other hand, the s3CR sample, which contains only $z < 2$ objects, may be more affected by this effect. We indeed find that s3CR type 2 sources mostly have a high derived inclination ($70^\circ < i < 90^\circ$). Adding near-IR photometry could solve this problem, but this is not available for most of this sample.

Similarly, the reddest end of the SED may be affected by extended warm dust emission. To minimize this problem, we cut at $8 \mu\text{m}$ as explained in Sect. 4.1. Nevertheless, in some cases, a rising spectrum from $\lambda_{\text{obs}} = 16 \mu\text{m}$ to $\lambda_{\text{obs}} \geq 24 \mu\text{m}$ (e.g. MRC 0152–209, MRC 0406–244) suggests that even at $\lambda_{\text{rest}} = 8 \mu\text{m}$, a contribution from such a component cannot be excluded.

Indeed, we note that most of the galaxies for which the fit converged to the highest inclination (i.e. the reddest model) may be affected (MRC 0211–256, MRC 0324–228, 6CE 0905+3955, 3C 356, 3C 368, 7C 1805+6332, 3C 470). This could partially explain the clustering of points at $i = 86^\circ$. To test the influence of this contamination, we reduced by a factor of three the flux in the redmost filter for these seven sources. The effect is small: the inclination only decreases in three of them, with a maximum change of 7° . To quantify this effect, a tightly sampled SED over the wavelength range $8 \mu\text{m} < \lambda_{\text{rest}} \leq 20 \mu\text{m}$ would be required. Alternatively, we would have to isolate the torus spatially from more extended emission. This has been attempted for nearby type 2 AGN (van der Wolk et al. 2010) where such an extended component has indeed been identified at $\lambda_{\text{rest}} = 12 \mu\text{m}$. Both types of observation are beyond the reach of current facilities for our samples.

5.2.2. Additional complications for type 1 AGN

In addition to the difficulty of estimating the inclination of an individual type 1 AGN, as described in Sects. 4.3 and 4.4, there are two further complications: at the blue end of the spectrum, transmitted quasar continuum emission can still outshine both the host galaxy and the hot dust emission from the torus. The

PK model already includes the power-law emission from the AGN. As explained in Sect. 4.1, we have not included a contribution from the host galaxy in fitting type 1 AGN. As a test, we have included this component in the same way as in the type 2 AGN, i.e. assuming that the bluest IRAC point is 100% stellar emission. In all 11 s3CR quasars, we find that adding this stellar component severely degrades the quality of the fit, but even in this extreme case, the R - i correlation still remains significant at the $p = 0.002$ level. It is still possible that a smaller stellar component has a smaller contribution on the blue end. Subtracting such a partial stellar population would slightly increase the inclinations found.

On the red end of the torus emission, some sources may also have a contribution from core synchrotron emission (Cleary et al. 2007). This effect is similar to the extended dust component described above, but given the relative small core dominance in our samples (Tables 1 and 3), we do not expect such contributions to have a significant effect.

Despite the above complications, we do find that all quasars have $i < 45^\circ$ (see Fig. 8) as expected from unified models.

5.3. The relative orientations of jets and tori

Our mid-IR SED fitting provides the first estimates of AGN torus inclinations at high redshift. The significant correlation between the radio core dominance and the torus inclination (Fig. 8) implies that the radio jets are indeed generally orthogonal to the equatorial plane of the torus. Orthogonality in projection on the plane of the sky had already been inferred from polarimetric measurements (e.g. Vernet et al. 2001). Our result confirms this geometry in an orthogonal plane containing the line of sight. Together, these observations provide further evidence in favour of the orientation-based unified scheme for AGN.

In the choice of our geometrical model of the torus, we have assumed a half opening angle $\theta = 45^\circ$, as constrained by statistical studies of the relative numbers of type 1 and 2 AGN in a radio-selected sample (Barthel 1989). Other studies have suggested slightly different values of θ (e.g. Willott et al. 2000, find $\theta = 56^\circ$). The torus opening angle may well vary from object to object. This will produce a natural scatter in the R - i relationship. In addition, the transition between direct and obscured view is not expected to be sharp due to the clumpiness of the obscuring material. Two classes of radio galaxies are expected to have inclinations near this transition region. First, radio galaxies with observed broad H α emission (Humphrey et al. 2008; Nesvadba et al. 2011), are indeed found at $45^\circ < i < 75^\circ$ (open diamonds in Fig. 8). Second, the two radio galaxies with observed broad absorption lines (MRC 2025–218 and TXS J1908+7220; Humphrey et al. 2008; De Breuck et al. 2001), have $i = 46^\circ$ and $i = 59^\circ$, respectively, consistent with the expectation to observe them near the grazing line of sight along the torus (e.g. Ogle et al. 1999).

In addition, the torus model adopted to be most representative for the complete sample may not be the optimal choice for a given object. This is particularly true for type 1 AGN, where we cannot constrain the orientation within the range where we have a direct view of the central source, i.e. $0^\circ < i \lesssim 45^\circ$ (see Sects. 4.3, 4.4 and 5.2.2).

Given these caveats, we deliberately do not quote uncertainties on i . In Sect. 5.4 (below), we use only the inclinations for the Type 2 radio galaxies.

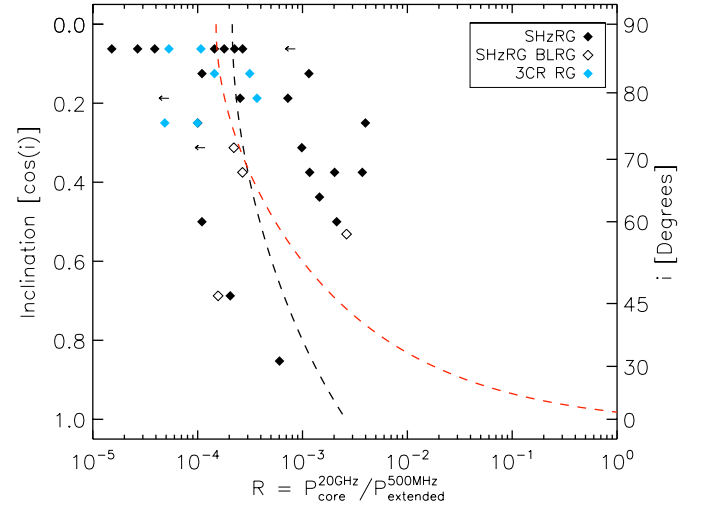


Fig. 10. Core dominance R versus inclination i . The black dashed line is the best fit for all type 2 radio galaxies, $\Gamma = 1.3$. The red dashed line represents the case $\Gamma = 5$.

5.4. Constraints on the core Lorentz factor

Many lines of evidence lead to the conclusion that the jets in radio-loud AGN are relativistic on pc scales, with Lorentz factors of at least 2 and perhaps as high as 50. The highly significant correlation between R and i (Fig. 8) arises naturally if the core radio emission comes from the base of a relativistic jet. If the intrinsic ratio between core and extended emission is constant, then we can use the core dominance for simple assumptions about the jet flow. For anti-parallel, identical jets with velocity βc (Lorentz factor $\Gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$) and spectral index α at an angle i to the line of sight, the predicted value of R is:

$$R = R_0 \left[(1 - \beta \cos i)^{-(2-\alpha)} + (1 + \beta \cos i)^{-(2-\alpha)} \right]$$

where $2R_0$ is the value of R when the jets are in the plane of the sky ($i = 90^\circ$).

Figure 10 plots R against i for all of the type 2 radio galaxies (sSHzRG and s3CR) with measured R values. For a spectral index $\alpha = -0.9$ (the median value of both samples), the best-fitting Lorentz factor derived from an unweighted least-squares fit to the relation between $\log R$ and i is $\Gamma = 1.3$, with $R_0 = 10^{-4}$. As our type 2 samples are restricted to inclinations $i > 30^\circ$, the Lorentz factor is not well constrained (the dependence of R on i is quite flat). Only very low values of Γ are firmly excluded, and adequate fits can be found for any $\Gamma \gtrsim 1.3$ (for example, see Fig. 10, where the red dashed line represents $\Gamma = 5$). The dispersion in $\log R$ for the best-fitting Γ is 0.59. A stronger constraint on Γ could be obtained from the R - i relation for a comparable sample of broad-lined objects (or just from the median value of R if inclinations are not available). As noted earlier (Sect. 5.3), we do not believe that our estimates of inclination for the s3CR quasars are reliable enough for this purpose.

One potential source of additional scatter in the relation between core dominance and inclination is any dependence of the intrinsic core/extended ratio on luminosity. Such a dependence was found by Giovannini et al. (1988) for a sample of sources covering a wide range in luminosity. We have checked for this effect over the restricted luminosity range of the present type 2 sample, but find no detectable correlation between core dominance and luminosity (Fig. 2).

The most appropriate comparison study in the literature is a Bayesian analysis of the core dominance distribution for a sample of powerful FR II radio sources including both broad and narrow-line objects at $z < 1$ (Mullin & Hardcastle 2009). This gave $\Gamma = 10^{+3}_{-7}$ with a dispersion of 0.62 in $\log R$ assuming a single value of Γ and a dispersion in intrinsic core dominance. A value of $\Gamma = 10$, would also be fully consistent with the present data. The jet/counter-jet ratio on kpc scales provides an independent estimate of orientation. This can be measured adequately only for nearby, low-luminosity radio galaxies, for which Laing et al. (1999) found $\Gamma = 2.4$ and a dispersion of 0.45 in $\log R$.

Various lines of argument suggest that parsec-scale jets have velocity gradients and that the single-velocity model used here is oversimplified. If this is the case, then our analysis is sensitive to the *slowest-moving* component which makes a significant contribution to the rest-frame emission. Faster material will dominate only at smaller angles to the line of sight.

We conclude that the relation between core dominance and inclination for the present sample of high-redshift radio galaxies is fully consistent with their cores being the bases of relativistic jets, as inferred for radio-loud AGN at lower redshift, but that we can set only a lower bound on the Lorentz factor, $\Gamma \gtrsim 1.3$ without additional data.

6. Summary and conclusions

We have examined the relative inclinations of jets and tori in powerful radio-loud AGN at $z > 1$. To estimate the orientation of the radio jets, we have introduced a new definition of the radio core dominance R as the ratio between high-frequency, anisotropic core emission and low-frequency, isotropic extended emission, both measured in the rest frame. To estimate the orientation of the dusty torus, we fit optically-thick radiative transfer models to existing and new *Spitzer* 3.6–24 μm photometry. To isolate the hot dust emission in the torus from non-thermal and host galaxy contributions, we subtract an evolved stellar population in the type 2 sources, and restrict to the $2 \mu\text{m} < \lambda_{\text{rest}} < 8 \mu\text{m}$ region.

Using this method, we derive radio core dominance and torus inclination values for 42 type 2 and 11 type 1 AGN. This mid-IR determination of the inclination allows us to draw the following conclusions:

1. The significant correlation between R and i implies that radio jets are indeed approximately orthogonal to the equatorial plane of the torus as predicted by the orientation-based AGN unified scheme. A similar result in the plane of the sky has been reported using polarimetric measurements, but our results provide additional evidence in the complementary direction, i.e. along the line of sight.
2. The R – i correlation is consistent with the radio cores being the bases of relativistic jets with Lorentz factors $\Gamma \gtrsim 1.3$.
3. Assuming our torus geometry is representative, we can estimate inclinations for larger samples of type 2 AGN using the relation (Eq. (1)) between inclination and the obscuration A_V as derived from a simple reddening of a mean type 1 template.

The present study characterises the anisotropic component of the dust IR SED in type 2 AGN. The remaining more isotropic dust emission, dominating at longer wavelengths, is powered by a combination of AGN and starbursts. Our new *Projet HeRGÉ* aims to disentangle these two contributions by adding *Herschel* 70–500 μm photometry (Seymour et al. 2012) to our sample of 71 radio galaxies at $1 < z < 5.2$.

Acknowledgements. We thank the referee for the careful reading of the manuscript and their constructive comments. The authors thank K. Blundell for useful comments and her participation in the improvement of this paper and C. Leipski for reanalysing some of the 3CR photometry. Nick Seymour is the recipient of an Australian Research Council Future Fellowship. This work is based on observations made with the *Spitzer* Space Telescope, which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology under contract with NASA.

Appendix A: Notes on individual sources

B3 J2330+3927 This galaxy has the highest core dominance in the SHzRG sample ($R = 0.004$). The radio emission is complex (Pérez-Torres & De Breuck 2005).

6C 0140+326 This source (the second highest redshift source in the SHzRG sample) has been removed from this study, as a foreground object contaminates the galaxy image in the IRAC bands.

4C 60.07, 3C 356, MRC 2048–272, 7C 1756+5620. These four objects have double components in the IRAC maps, but only one of each pair coincides with a radio core.

MRC 2025–218, MRC 0156–252, MRC 1017–220, TXS 1113–178, MRC 1138–262, MRC 1558–003, MRC 0251–273 These galaxies show broad permitted lines (Nesvadba et al. 2011; Humphrey et al. 2008).

6C 0032+412 This galaxy exhibits a very hot dust component in its mid-IR SED (De Breuck et al. 2010).

TNJ2007–1316 The previously quoted flux density at 5.6 μm has been replaced with a 3σ upper limit of $F_{5.6 \mu\text{m}} < 146.0 \mu\text{Jy}$.

References

- Antonucci, R. 1993, ARA&A, 31, 473
 Antonucci, R. R. J., & Miller, J. S. 1985, ApJ, 297, 621
 Athreya, R. M., Kapahi, V. K., McCarthy, P. J., & van Breugel, W. 1997, MNRAS, 289, 525
 Barthel, P. D. 1989, ApJ, 336, 606
 Best, P. N., Longair, M. S., & Roettgering, J. H. A. 1997, MNRAS, 292, 758
 Best, P. N., Kauffmann, G., Heckman, T. M., et al. 2005, MNRAS, 362, 25
 Blandford, R. D., & Payne, D. G. 1982, MNRAS, 199, 883
 Blundell, K. M., Rawlings, S., Eales, S. A., Taylor, G. B., & Bradley, A. D. 1998, MNRAS, 295, 265
 Blundell, K. M., Rawlings, S., & Willott, C. J. 1999, AJ, 117, 677
 Broderick, J. W., De Breuck, C., Hunstead, R. W., & Seymour, N. 2007, MNRAS, 375, 1059
 Cai, Z., Nan, R., Schilizzi, R. T., et al. 2002, A&A, 381, 401
 Carilli, C. L., Owen, F. N., & Harris, D. E. 1994, AJ, 107, 480
 Carilli, C. L., Roettgering, H. J. A., van Ojik, R., Miley, G. K., & van Breugel, W. J. M. 1997, ApJS, 109, 1
 Chambers, K. C., Miley, G. K., van Breugel, W. J. M., et al. 1996, ApJS, 106, 247
 Cimatti, A., di Serego-Alighieri, S., Fosbury, R. A. E., Salvati, M., & Taylor, D. 1993, MNRAS, 264, 421
 Cleary, K., Lawrence, C. R., Marshall, J. A., Hao, L., & Meier, D. 2007, ApJ, 660, 117
 Corbin, M. R., Charlot, S., De Young, D. S., Owen, F., & Dunlop, J. S. 1998, ApJ, 496, 803
 De Breuck, C., van Breugel, W., Röttgering, H. J. A., & Miley, G. 2000, A&AS, 143, 303
 De Breuck, C., van Breugel, W., Röttgering, H., et al. 2001, AJ, 121, 1241
 De Breuck, C., Seymour, N., Stern, D., et al. 2010, ApJ, 725, 36
 di Serego Alighieri, S., Fosbury, R. A. E., Tadhunter, C. N., & Quinn, P. J. 1989, Nature, 341, 307
 di Serego Alighieri, S., Cimatti, A., & Fosbury, R. A. E. 1993, ApJ, 404, 584
 Dullemond, C. P., & van Bemmelen, I. M. 2005, A&A, 436, 47
 Fazio, G. G., Hora, J. L., Allen, L. E., et al. 2004, ApJS, 154, 10
 Ferrarese, L., & Merritt, D. 2000, ApJ, 539, L9
 Fioc, M., & Rocca-Volmerange, B. 1997, A&A, 326, 950
 Fitzpatrick, E. L. 1999, PASP, 111, 63
 Fomalont, E. B., Kellermann, K. I., Partridge, R. B., Windhorst, R. A., & Richards, E. A. 2002, AJ, 123, 2402
 Fritz, J., Franceschini, A., & Hatziminaoglou, E. 2006, MNRAS, 366, 767

- Giovannini, G., Feretti, L., Gregorini, L., & Parma, P. 1988, A&A, 199, 73
- Granato, G. L., & Danese, L. 1994, MNRAS, 268, 235
- Haas, M., Klaas, U., Müller, S. A. H., et al. 2003, A&A, 402, 87
- Haas, M., Willner, S. P., Heymann, F., et al. 2008, ApJ, 688, 122
- Hines, D. C. 1994, Ph.D. Thesis, Texas University
- Hoekstra, H., Barthel, P. D., & Hes, R. 1997, A&A, 319, 757
- Hönig, S. F., Beckert, T., Ohnaka, K., & Weigelt, G. 2006, A&A, 452, 459
- Houck, J. R., Roellig, T. L., van Cleve, J., et al. 2004, ApJS, 154, 18
- Humphrey, A., Villar-Martín, M., Vernet, J., et al. 2008, MNRAS, 383, 11
- Ibar, E., & Lira, P. 2007, A&A, 466, 531
- Kapahi, V. K. & Saikia, D. J. 1982, J. Astrophys. Astron., 3, 465
- Kapahi, V. K., Athreya, R. M., van Breugel, W., McCarthy, P. J., & Subrahmanya, C. R. 1998, ApJS, 118, 275
- Kishimoto, M., Hönig, S. F., Antonucci, R., et al. 2011, A&A, 536, A78
- Krolik, J. H., & Begelman, M. C. 1988, ApJ, 329, 702
- Laing, R. A., Parma, P., de Ruiter, H. R., & Fantí, R. 1999, MNRAS, 306, 513
- Law-Green, J. D. B., Eales, S. A., Leahy, J. P., Rawlings, S., & Lacy, M. 1995a, MNRAS, 277, 995
- Law-Green, J. D. B., Leahy, J. P., Alexander, P., et al. 1995b, MNRAS, 274, 939
- Leipski, C., Haas, M., Willner, S. P., et al. 2010, ApJ, 717, 766
- Matthews, T. A., Morgan, W. W., & Schmidt, M. 1964, ApJ, 140, 35
- McCarthy, P. J., van Breugel, W., Spinrad, H., & Djorgovski, S. 1987, ApJ, 321, L29
- McCarthy, P. J., Spinrad, H., Dickinson, M., et al. 1990, ApJ, 365, 487
- McCarthy, P. J., van Breugel, W., & Kapahi, V. K. 1991, ApJ, 371, 478
- McLure, R. J., Jarvis, M. J., Targett, T. A., Dunlop, J. S., & Best, P. N. 2006, MNRAS, 368, 1395
- Mulchaey, J. S., Myshotzky, R. F., & Weaver, K. A. 1992, ApJ, 390, L69
- Mullin, L. M., & Hardcastle, M. J. 2009, MNRAS, 398, 1989
- Nenkova, M., Ivezić, Ž., & Elitzur, M. 2002, ApJ, 570, L9
- Nenkova, M., Sirocky, M. M., Ivezić, Ž., & Elitzur, M. 2008, ApJ, 685, 147
- Nesvadba, N. P. H., Lehnert, M. D., De Breuck, C., Gilbert, A. M., & van Breugel, W. 2008, A&A, 491, 407
- Nesvadba, N. P. H., De Breuck, C., Lehnert, M. D., et al. 2011, A&A, 525, A43
- Ogle, P. M., Cohen, M. H., Miller, J. S., et al. 1999, ApJS, 125, 1
- Pentericci, L., Van Reeve, W., Carilli, C. L., Röttgering, H. J. A., & Miley, G. K. 2000, A&AS, 145, 121
- Pentericci, L., McCarthy, P. J., Röttgering, H. J. A., et al. 2001, ApJS, 135, 63
- Pérez-Torres, M.-A., & De Breuck, C. 2005, MNRAS, 363, L41
- Pier, E. A., & Krolik, J. H. 1992, ApJ, 401, 99
- Pier, E. A., & Krolik, J. H. 1993, ApJ, 418, 673
- Ramos Almeida, C., Levenson, N. A., Rodríguez Espinosa, J. M., et al. 2009, ApJ, 702, 1127
- Rees, M. J. 1984, ARA&A, 22, 471
- Reuland, M., van Breugel, W., Röttgering, H., et al. 2003, ApJ, 592, 755
- Richards, G. T., Lacy, M., Storrie-Lombardi, L. J., et al. 2006, ApJS, 166, 470
- Rieke, G. H., Young, E. T., Engelbracht, C. W., et al. 2004, ApJS, 154, 25
- Rigby, E. E., Snellen, I. A. G., & Best, P. N. 2007, MNRAS, 380, 1449
- Rowan-Robinson, M. 1995, MNRAS, 272, 737
- Sanders, D. B., Soifer, B. T., Elias, J. H., et al. 1988, ApJ, 325, 74
- Schartmann, M., Meisenheimer, K., Camenzind, M., Wolf, S., & Henning, T. 2005, A&A, 437, 861
- Scheuer, P. A. G., & Readhead, A. C. S. 1979, Nature, 277, 182
- Seymour, N., Stern, D., De Breuck, C., et al. 2007, ApJS, 171, 353
- Seymour, N., Ogle, P., De Breuck, C., et al. 2008, ApJ, 681, L1
- Seymour, N., Altieri, B., De Breuck, C., et al. 2012, ApJ, 755, 146
- Smail, I., Swinbank, A. M., Ivison, R. J., & Ibar, E. 2011, MNRAS, 414, L95
- Spinrad, H., Marr, J., Aguilar, L., & Djorgovski, S. 1985, PASP, 97, 932
- Stalewski, M., Fritz, J., Baes, M., Nakos, T., & Popović, L. Č. 2012, MNRAS, 420, 2756
- Tran, H. D., Miller, J. S., & Kay, L. E. 1992, ApJ, 397, 452
- van Bemmell, I. M., & Dullemond, C. P. 2003, A&A, 404, 1
- van Breugel, W. J. M., Stanford, S. A., Spinrad, H., Stern, D., & Graham, J. R. 1998, ApJ, 502, 614
- van der Wolk, G., Barthel, P. D., Peletier, R. F., & Pel, J. W. 2010, A&A, 511, A64
- van Ojik, R., Roettgering, H. J. A., Carilli, C. L., et al. 1996, A&A, 313, 25
- Vernet, J., Fosbury, R. A. E., Villar-Martín, M., et al. 2001, A&A, 366, 7
- Villar-Martín, M., Vernet, J., di Serego Alighieri, S., et al. 2003, MNRAS, 346, 273
- Werner, M. W., Roellig, T. L., Low, F. J., et al. 2004, ApJS, 154, 1
- White, R. L., Becker, R. H., Helfand, D. J., & Gregg, M. D. 1997, ApJ, 475, 479
- Willott, C. J., Rawlings, S., Blundell, K. M., & Lacy, M. 2000, MNRAS, 316, 449

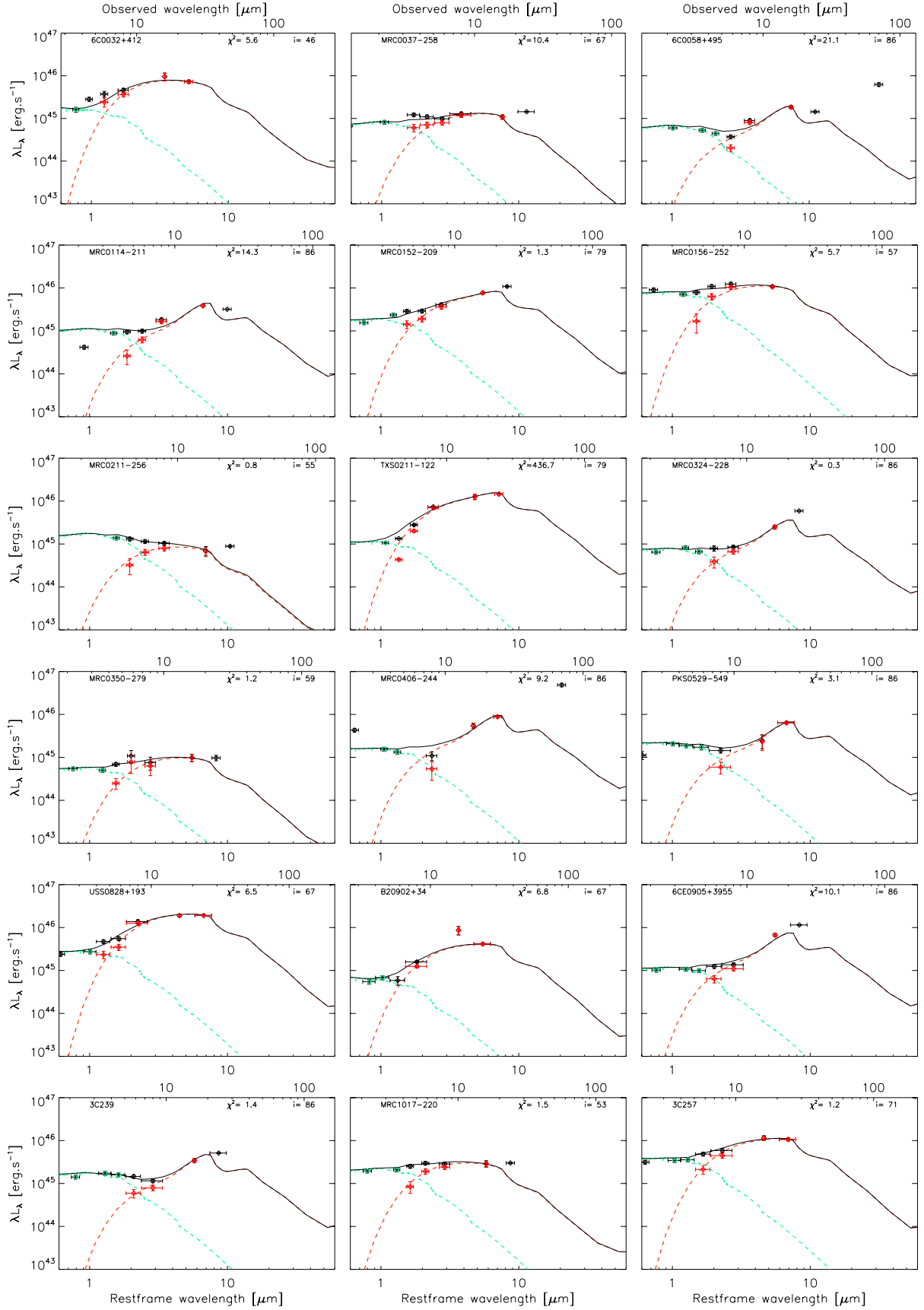


Fig. 11. Mid-IR SEDs for the sHzRG sample. Black points: photometric data. Green points: measurements used to normalise the contribution from an old stellar population. Red points: results after subtraction of the stellar contribution. Dashed green line: model stellar emission. Dashed red line: best-fitting torus model. Full black line: sum of stellar and torus models.

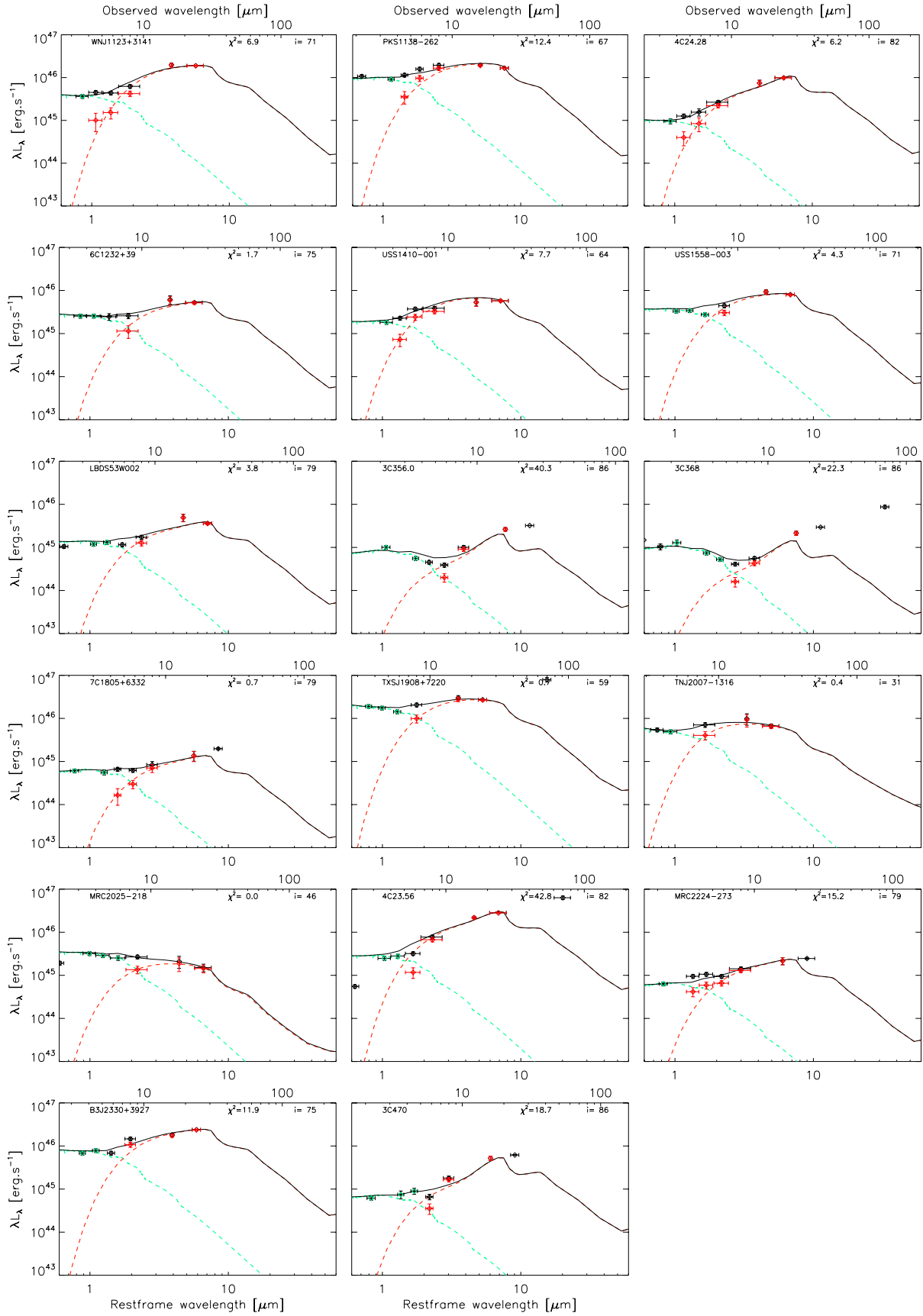


Fig. 11. continued.

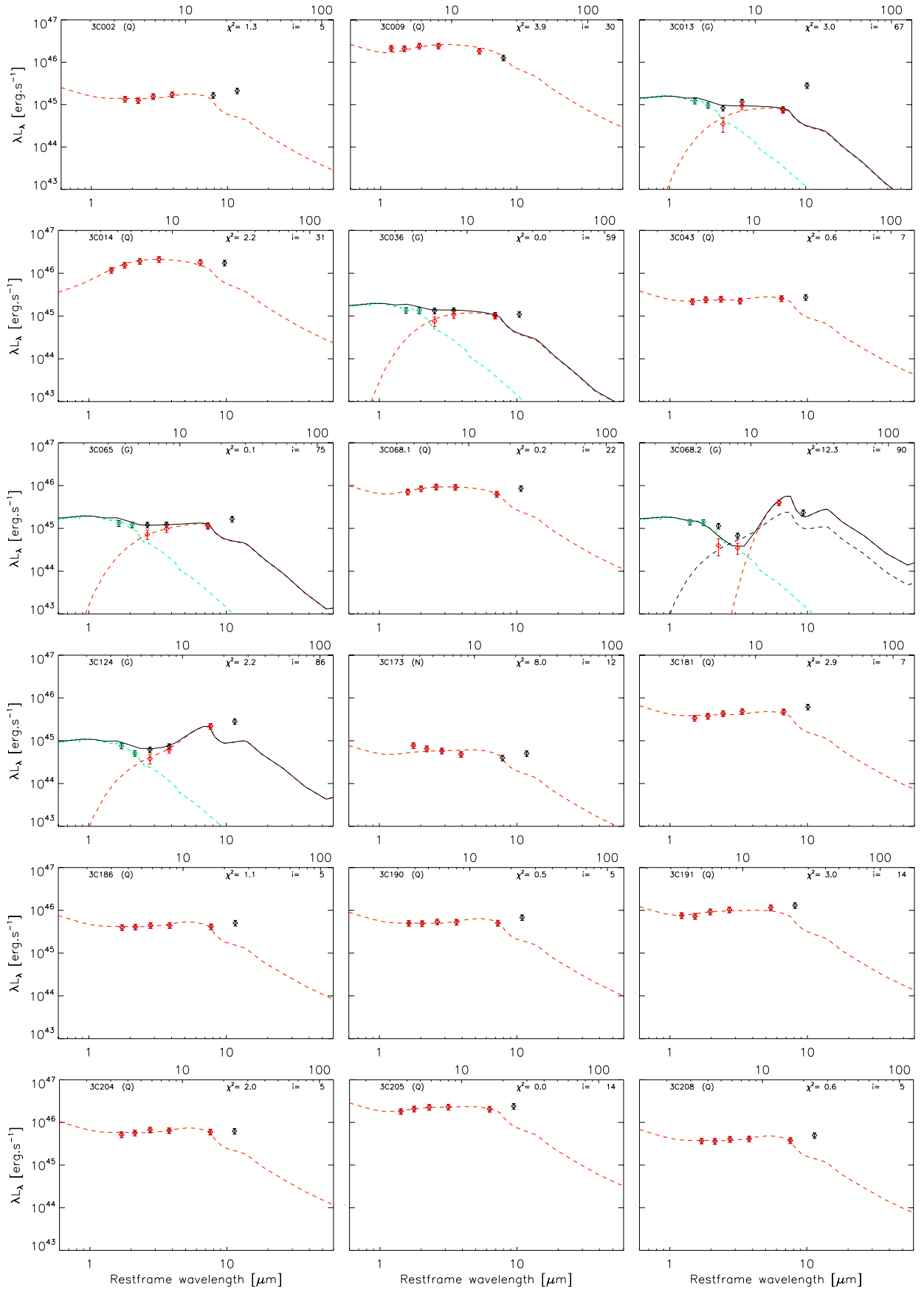


Fig. 12. Mid-IR SEDs for the s3CR sample. The symbols are the same than in Fig. 11.

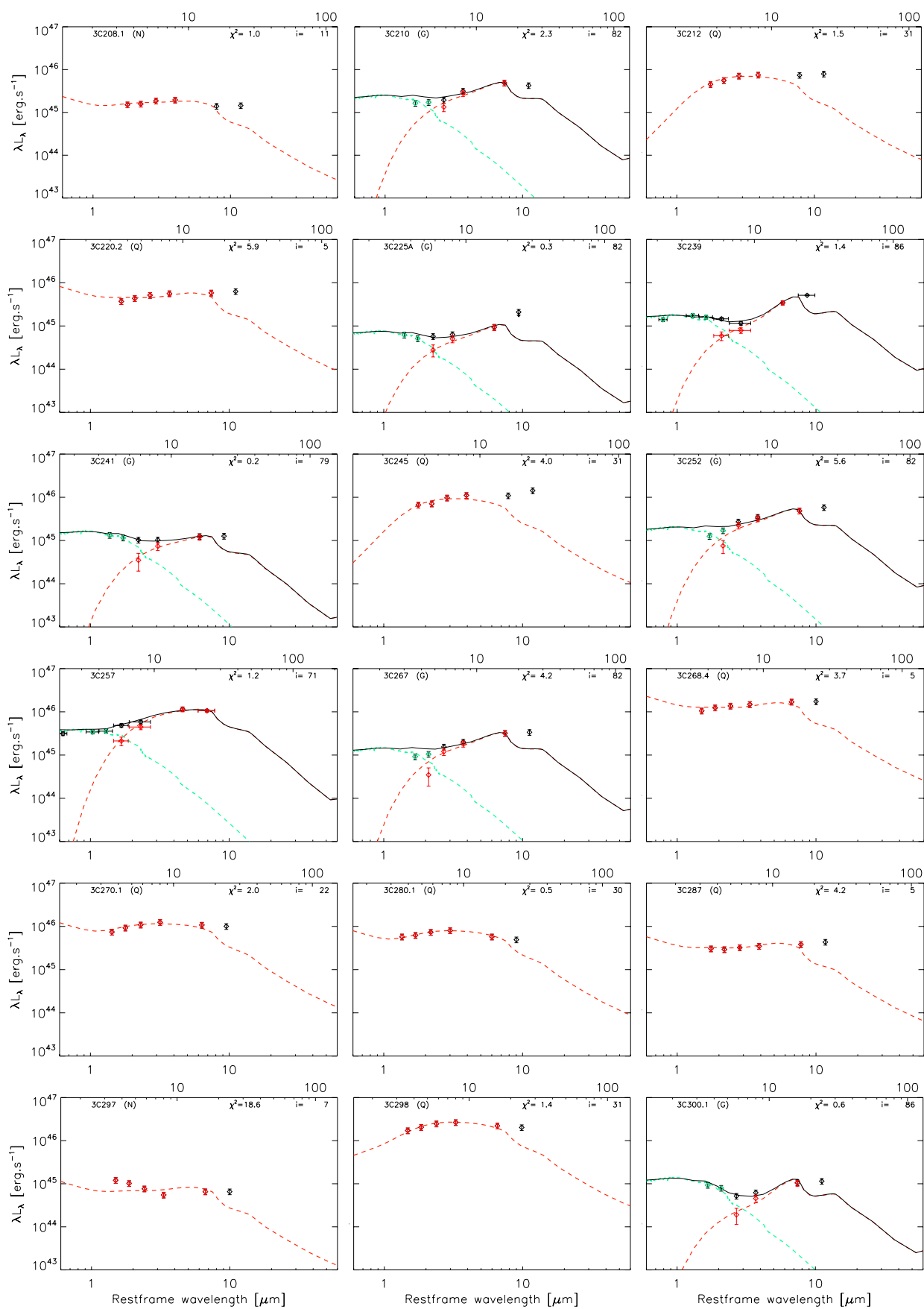


Fig. 12. continued.

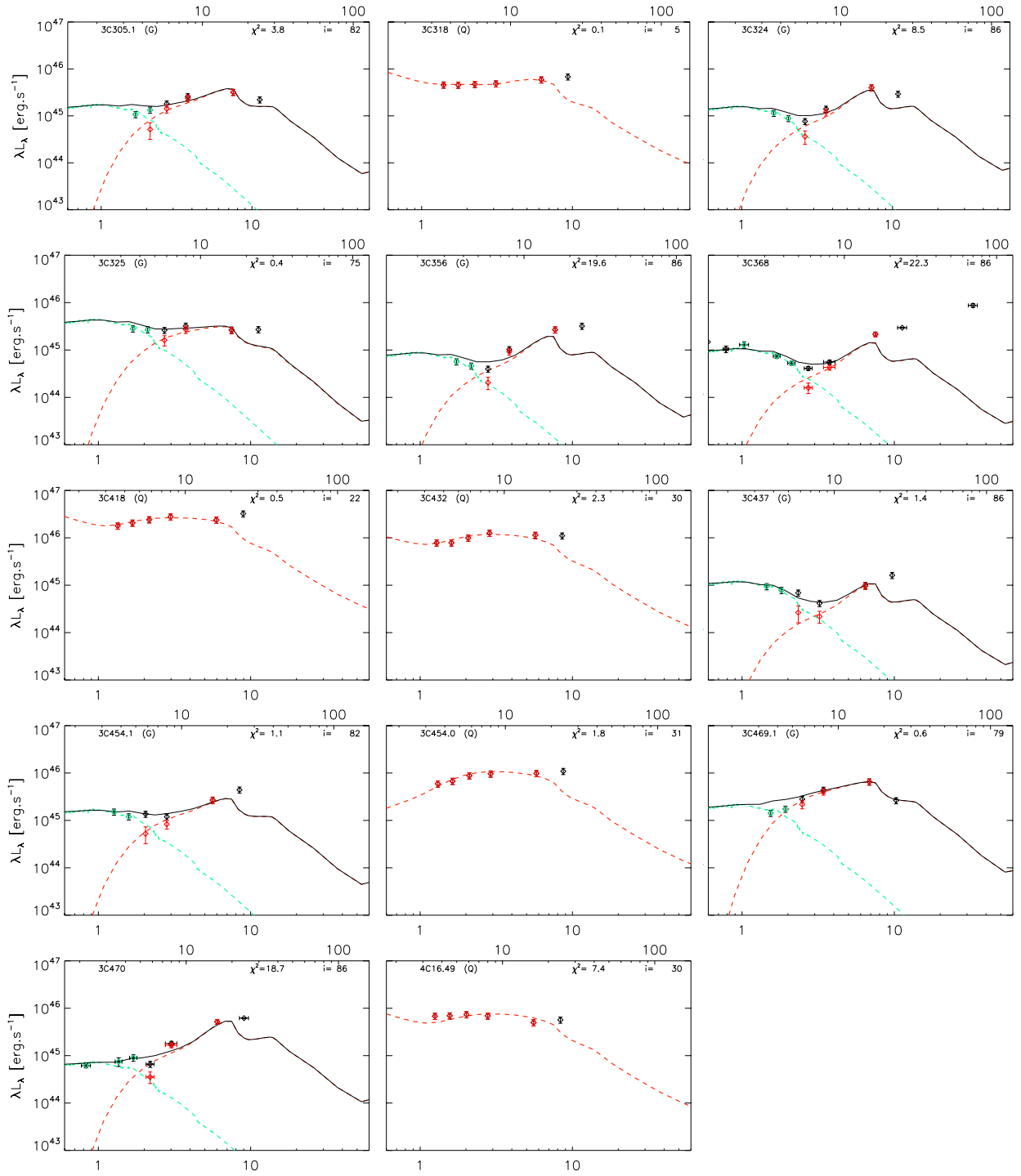


Fig. 12. continued.

Table 1. Radio data for the SHzRG sample from the literature and core dominance calculated.

| Name | z | $\log P_{\text{extended}}^{500\text{MHz}}$ [W Hz ⁻¹] | $S_{\text{core}}^{8.4\text{GHz}}$ [mJy] | $\alpha_{4.8}^{8.4}$ core | R | Morph | References |
|----------------------|-------|---|--|---------------------------|-----------|-------|---|
| 6C0032+412 | 3.670 | 28.75 | 0.25 | ... | 0.00020 | T | Blundell et al. (1998) |
| MRC0037-258 | 1.100 | 27.72 | 1.74 | 0.9 | 0.0012 | T | De Breuck et al. (2010); Kapahi et al. (1998) |
| 6C0058+495 | 1.173 | 27.33 | <0.00055 | ... | <0.00085* | D | Blundell et al. (1998) |
| MRC0114-211 | 1.410 | 28.66 | 1.60 | ... | 0.00018 | T | De Breuck et al. (2010); Kapahi et al. (1998) |
| TNJ0121+1320 | 3.516 | 28.49 | ... | ... | ... | D | De Breuck et al. (2000) |
| 6C0132+330 | 1.710 | 27.64 | 1.63 | 0.1 | 0.0027 | T | De Breuck et al. (2010) |
| 6C0140+326 | 4.413 | 28.73 | ... | ... | ... | D | Blundell et al. (1998) |
| MRC0152-209 | 1.920 | 28.20 | <0.00008 | ... | <5.3e-05* | D | Pentericci et al. (2000) |
| MRC0156-252 | 2.016 | 28.46 | 6.58 | -0.7 | 0.0026 | T | Carilli et al. (1997) |
| TNJ0205+2242 | 3.506 | 28.46 | 0.10 | -0.6 | 0.00013* | T | De Breuck et al. (2000) |
| MRC0211-256 | 1.300 | 27.78 | ... | ... | ... | S | De Breuck et al. (2000) |
| TXS0211-122 | 2.340 | 28.48 | 1.23 | -1.0 | 0.00073 | T | Carilli et al. (1997) |
| 3C65 | 1.176 | 28.63 | 0.52 | -0.2 | 4.3e-05 | T | Carilli et al. (1997); Corbin et al. (1998) |
| MRC0251-273 | 3.160 | 28.54 | 1.35 | -1.6 | 0.0020 | T | De Breuck et al. (2010); Kapahi et al. (1998) |
| MRC0316-257 | 3.130 | 28.95 | 0.28 | -0.6 | 9.0e-05* | T | McCarthy et al. (1991); Athreya et al. (1997) |
| MRC0324-228 | 1.894 | 28.49 | <0.00080 | ... | <0.00026 | T | De Breuck et al. (2010); McCarthy et al. (1991) |
| MRC0350-279 | 1.900 | 28.25 | 0.19 | ... | 0.00011* | T | De Breuck et al. (2010); Kapahi et al. (1998) |
| MRC0406-244 | 2.427 | 29.03 | 1.59 | -0.8 | 0.00027 | T | Carilli et al. (1997) |
| 4C60.07 | 3.788 | 29.20 | 0.21 | -1.7 | 0.00012 | T | Carilli et al. (1997) |
| PKS0529-549 | 2.575 | 29.16 | ... | ... | ... | D | Broderick et al. (2007) |
| WNJ0617+5012 | 3.153 | 28.02 | ... | ... | ... | D | De Breuck et al. (2000) |
| 4C41.17 | 3.792 | 29.18 | 0.27 | -0.2 | 5.9e-05 | T | Carilli et al. (1994) |
| WNJ0747+3654 | 2.992 | 28.14 | ... | ... | ... | S | De Breuck et al. (2000) |
| 6CE0820+3642 | 1.860 | 28.28 | 0.29 | -1.2 | 0.00016 | T | De Breuck et al. (2010); Law-Green et al. (1995b) |
| 5C7.269 | 2.218 | 27.82 | ... | ... | ... | D | De Breuck et al. (2010) |
| USS0828+193 | 2.572 | 28.44 | 2.81 | -0.7 | 0.0020 | T | Carilli et al. (1997) |
| 6CE0901+3551 | 1.910 | 28.19 | 0.14 | ... | 9.4e-05 | T | De Breuck et al. (2010) |
| B20902+34 | 3.395 | 28.78 | 8.90 | -0.1 | 0.0037 | T | Carilli et al. (1994) |
| 6CE0905+3955 | 1.883 | 28.17 | 0.33 | ... | 0.00022 | T | Law-Green et al. (1995a) |
| TNJ0924-2201 | 5.195 | 29.51 | ... | ... | ... | D | De Breuck et al. (2000) |
| 6C0930+389 | 2.395 | 28.41 | 0.29 | -0.8 | 0.00020 | T | Pentericci et al. (2000) |
| USS0943-242 | 2.923 | 28.62 | <0.00008 | ... | <5.3e-05* | D | Carilli et al. (1997) |
| 3C 239 | 1.781 | 29.00 | 0.44 | ... | 3.9e-05 | T | Best et al. (1997) |
| MG1019+0534 | 2.765 | 28.57 | 2.02 | -1.0 | 0.0015 | T | Pentericci et al. (2000) |
| MRC1017-220 | 1.768 | 27.94 | ... | ... | ... | S | Pentericci et al. (2000) |
| WNJ1115+5016 | 2.540 | 27.82 | ... | ... | ... | D | De Breuck et al. (2000) |
| 3C 257 | 2.474 | 29.16 | <0.00090 | ... | <0.00012* | D | van Breugel et al. (1998) |
| WNJ1123+3141 | 3.217 | 28.51 | 0.93 | ... | 0.00098 | T | White et al. (1997) |
| PKS1138-262 | 2.156 | 29.07 | 1.98 | -1.3 | 0.00027 | T | Carilli et al. (1997) |
| 3C 266 | 1.275 | 28.54 | <0.00018 | ... | <2.1e-05 | D | Best et al. (1997) |
| 6C1232+39 | 3.220 | 28.93 | 0.35 | -0.2 | 0.00010 | T | Carilli et al. (1997) |
| USS1243+036 | 3.570 | 29.23 | 0.70 | -1.0 | 0.00020 | T | van Ojik et al. (1996) |
| TNJ1338-1942 | 4.110 | 28.71 | 0.16 | -1.0 | 0.00021 | T | Pentericci et al. (2000) |
| 4C24.28 | 2.879 | 29.05 | 0.51 | -0.6 | 0.00011 | T | Carilli et al. (1997) |
| 3C 294 | 1.786 | 28.96 | ... | ... | ... | T | McCarthy et al. (1990) |
| USS1410-001 | 2.363 | 28.41 | 2.27 | -0.7 | 0.0015 | T | Carilli et al. (1997) |
| 8C1435+635 | 4.250 | 29.40 | 1.31 | -1.3 | 0.00049 | T | Carilli et al. (1997) |
| USS1558-003 | 2.527 | 28.82 | 0.97 | -0.1 | 0.00022 | T | Pentericci et al. (2000) |
| USS1707+105 | 2.349 | 28.63 | ... | ... | ... | D | Pentericci et al. (2001) |
| LBDS53W002 | 2.393 | 27.78 | ... | ... | ... | S | Fomalont et al. (2002) |
| LBDS53W091 | 1.552 | 27.04 | ... | ... | ... | D | Rigby et al. (2007) |
| 3C 356 | 1.079 | 28.35 | 0.22 | ... | 2.7e-05 | T | Best et al. (1997) |
| 7C1751+6809 | 1.540 | 27.46 | ... | ... | ... | D | De Breuck et al. (2000) |
| 7C1756+6520 | 1.416 | 27.40 | ... | ... | ... | D | Rigby et al. (2007) |
| 3C 368 | 1.132 | 28.52 | 0.16 | -0.5 | 1.5e-05 | T | Best et al. (1997) |
| 7C1805+6332 | 1.840 | 27.78 | 0.15 | -1.2 | 0.00025 | T | De Breuck et al. (2010) |
| 4C40.36 | 2.265 | 28.79 | <0.00008 | ... | <2.0e-05 | D | Carilli et al. (1997) |
| TXSJ1908+7220 | 3.530 | 29.12 | 4.80 | -1.3 | 0.0021 | T | Pentericci et al. (2000) |
| WNJ1911+6342 | 3.590 | 28.14 | ... | ... | ... | S | De Breuck et al. (2000) |
| TNJ2007-1316 | 3.840 | 29.13 | 1.60 | ... | 0.00060 | T | De Breuck et al. (2010) |
| MRC2025-218 | 2.630 | 28.74 | 0.38 | -0.9 | 0.00016 | T | Carilli et al. (1997) |
| MRC2048-272 | 2.060 | 28.72 | <0.00008 | ... | <1.9e-05 | D | Pentericci et al. (2000) |
| MRC2104-242 | 2.491 | 28.84 | 0.19 | -1.6 | 7.2e-05 | T | Pentericci et al. (2000) |
| 4C23.56 | 2.483 | 28.93 | 4.95 | -0.9 | 0.0012 | T | Carilli et al. (1997) |
| MG2144+1928 | 3.592 | 29.08 | <0.00008 | ... | <2.9e-05* | D | Carilli et al. (1997) |

Table 1. continued.

| Name | z | $\log P_{\text{extended}}^{500\text{MHz}}$ [W Hz ⁻¹] | $S_{\text{core}}^{8.4\text{GHz}}$ [mJy] | $\alpha_{4.8}^{8.4}$ core | R | Morph | References |
|---------------------|-------|---|--|---------------------------|---------|-------|--|
| USS2202+128 | 2.706 | 28.54 | 0.14 | -2.5 | 0.00020 | T | Carilli et al. (1997) |
| MRC2224-273 | 1.679 | 27.52 | ... | ... | ... | S | Pentericci et al. (2000) |
| B3J2330+3927 | 3.086 | 28.33 | 3.98 | -0.1 | 0.0040 | T | Pérez-Torres & De Breuck (2005) |
| 4C28.58 | 2.891 | 28.91 | 0.70 | -0.2 | 0.00017 | T | Cai et al. (2002) ; Chambers et al. (1996) |
| 3C 470 | 1.653 | 28.79 | 1.20 | ... | 0.00014 | T | Best et al. (1997) |

Notes. ^(*) Mark the core flux recalculated in this paper, see Sect. 2.2. The letters S, D and T refer to the morphology of the radio source, with 1, 2 or 3 identified components, respectively. Names in bold are the sSHzRG sample.

Table 2. 3CR sample, *Spitzer* observations.

| Name | Type | z | 3.6 μm [μJy] | 4.5 μm [μJy] | 5.8 μm [μJy] | 8 μm [μJy] | 16 μm [μJy] | 24 μm [μJy] |
|-----------------|------|------|---|---|---|---------------------------------------|--|--|
| 3C 002 | Q | 1.04 | 283 \pm 42 | 330 \pm 50 | 530 \pm 80 | 809 \pm 121 | 1550 \pm 233 | 2970 \pm 446 |
| 3C 009 | Q | 2.01 | 884 \pm 133 | 1080 \pm 162 | 1590 \pm 239 | 2220 \pm 333 | 3330 \pm 500 | 3470 \pm 520 |
| 3C 013 | G | 1.35 | 133 \pm 20 | 133 \pm 20 | 147 \pm 22 | 283 \pm 42 | 375 \pm 56 | 2060 \pm 309 |
| 3C 014 | Q | 1.47 | 1040 \pm 156 | 1710 \pm 257 | 2740 \pm 411 | 4150 \pm 623 | 7070 \pm 1061 | 10300 \pm 1545 |
| 3C 036 | G | 1.30 | 163 \pm 24 | 205 \pm 31 | 256 \pm 38 | 360 \pm 54 | 560 \pm 84 | 874 \pm 131 |
| 3C 043 | Q | 1.47 | 193 \pm 29 | 270 \pm 41 | 356 \pm 53 | 445 \pm 67 | 1010 \pm 152 | 1610 \pm 242 |
| 3C 065 | G | 1.18 | 202 \pm 30 | 233 \pm 35 | 299 \pm 45 | 418 \pm 63 | 798 \pm 120 | 1700 \pm 255 |
| 3C 068.1 | Q | 1.24 | 967 \pm 145 | 1430 \pm 215 | 2040 \pm 306 | 2780 \pm 417 | 3800 \pm 570 | 7760 \pm 1164 |
| 3C 068.2 | G | 1.58 | 105 \pm 16 | 129 \pm 19 | 137 \pm 21 | 112 \pm 17 | 1340 \pm 201 | 1170 \pm 176 |
| 3C 119 | G | 1.02 | 802 \pm 120 | 878 \pm 132 | 1280 \pm 192 | 1850 \pm 278 | 4820 \pm 723 | 8260 \pm 1239 |
| 3C 124 | G | 1.08 | 144 \pm 22 | 120 \pm 18 | 188 \pm 28 | 310 \pm 47 | 1840 \pm 276 | 3560 \pm 534 |
| 3C 173 | N | 1.03 | 163 \pm 24 | 172 \pm 26 | 197 \pm 30 | 227 \pm 34 | 374 \pm 56 | 710 \pm 107 |
| 3C 181 | Q | 1.38 | 348 \pm 52 | 485 \pm 73 | 722 \pm 108 | 1110 \pm 167 | 2180 \pm 327 | 4260 \pm 639 |
| 3C 186 | Q | 1.06 | 791 \pm 119 | 1020 \pm 153 | 1410 \pm 212 | 1960 \pm 294 | 3660 \pm 549 | 6660 \pm 999 |
| 3C 190 | Q | 1.20 | 739 \pm 111 | 908 \pm 136 | 1290 \pm 194 | 1740 \pm 261 | 3310 \pm 497 | 6690 \pm 1004 |
| 3C 191 | Q | 1.96 | 333 \pm 50 | 399 \pm 60 | 655 \pm 98 | 1010 \pm 152 | 2270 \pm 341 | 3810 \pm 572 |
| 3C 194 | G | 1.78 | 201 \pm 30 | 176 \pm 26 | 164 \pm 25 | 208 \pm 31 | 509 \pm 76 | 885 \pm 133 |
| 3C 204 | Q | 1.11 | 917 \pm 138 | 1250 \pm 188 | 1920 \pm 288 | 2540 \pm 381 | 4730 \pm 710 | 7360 \pm 1104 |
| 3C 205 | Q | 1.53 | 1460 \pm 219 | 2080 \pm 312 | 2920 \pm 438 | 4090 \pm 614 | 7320 \pm 1098 | 12800 \pm 1920 |
| 3C 208 | Q | 1.11 | 660 \pm 99 | 803 \pm 120 | 1160 \pm 174 | 1620 \pm 243 | 2980 \pm 447 | 5870 \pm 881 |
| 3C 208.1 | N | 1.02 | 331 \pm 50 | 430 \pm 65 | 656 \pm 98 | 954 \pm 143 | 1360 \pm 204 | 2110 \pm 317 |
| 3C 210 | G | 1.17 | 256 \pm 38 | 336 \pm 50 | 489 \pm 73 | 1090 \pm 164 | 3410 \pm 512 | 4430 \pm 665 |
| 3C 212 | Q | 1.05 | 925 \pm 139 | 1430 \pm 215 | 2340 \pm 351 | 3400 \pm 510 | 6710 \pm 1007 | 10800 \pm 1620 |
| 3C 220.2 | Q | 1.16 | 592 \pm 89 | 870 \pm 131 | 1330 \pm 200 | 2000 \pm 300 | 4150 \pm 623 | 6720 \pm 1008 |
| 3C 222 | G | 1.34 | 83 \pm 12 | 91 \pm 14 | 73 \pm 11 | 65 \pm 10 | 331 \pm 50 | 229 \pm 34 |
| 3C 225A | G | 1.56 | 47 \pm 7 | 49 \pm 7 | 71 \pm 11 | 108 \pm 16 | 321 \pm 48 | <1070 |
| 3C 230 | G | 1.49 | 1040 \pm 156 | 672 \pm 101 | 438 \pm 66 | 317 \pm 48 | 1150 \pm 173 | 1560 \pm 234 |
| 3C 238 | G | 1.40 | 65 \pm 10 | 77 \pm 12 | 84 \pm 12 | <92 | <283 | 266 \pm 40 |
| 3C 239 | G | 1.78 | 96 \pm 14 | 111 \pm 17 | 130 \pm 20 | 142 \pm 21 | 651 \pm 98 | 1450 \pm 218 |
| 3C 241 | G | 1.62 | 92 \pm 14 | 101 \pm 15 | 116 \pm 17 | 161 \pm 24 | 389 \pm 58 | 591 \pm 89 |
| 3C 245 | Q | 1.03 | 1420 \pm 213 | 1900 \pm 285 | 3350 \pm 503 | 5270 \pm 790 | 10400 \pm 1560 | 20400 \pm 3060 |
| 3C 249 | G | 1.55 | 54 \pm 8 | 52 \pm 8 | 42 \pm 6 | 47 \pm 7 | 194 \pm 29 | <516 |
| 3C 250 | G | 1.26 | 61 \pm 9 | 59 \pm 9 | 46 \pm 7 | 29 \pm 4 | 162 \pm 24 | <147 |
| 3C 252 | G | 1.10 | 225 \pm 34 | 382 \pm 57 | 787 \pm 118 | 1390 \pm 209 | 3900 \pm 585 | 7000 \pm 1050 |
| 3C 255 | G | 1.36 | 85 \pm 13 | 86 \pm 13 | 57 \pm 9 | 22 \pm 3 | <116 | <241 |
| 3C 256 | G | 1.82 | 34 \pm 5 | 37 \pm 6 | 43 \pm 7 | 75 \pm 11 | 743 \pm 111 | 1900 \pm 285 |
| 3C 257 | G | 2.47 | 85 \pm 13 | 111 \pm 17 | 194 \pm 29 | 322 \pm 48 | ... | 1360 \pm 204 |
| 3C 266 | G | 1.27 | 68 \pm 10 | 73 \pm 11 | 45 \pm 7 | 102 \pm 15 | 370 \pm 56 | 980 \pm 147 |
| 3C 267 | G | 1.14 | 153 \pm 23 | 218 \pm 33 | 414 \pm 62 | 739 \pm 111 | 2370 \pm 356 | 3730 \pm 560 |
| 3C 268.4 | Q | 1.40 | 1060 \pm 159 | 1560 \pm 234 | 2220 \pm 333 | 3330 \pm 500 | 7580 \pm 1137 | 11600 \pm 1740 |
| 3C 270.1 | Q | 1.52 | 606 \pm 91 | 944 \pm 142 | 1430 \pm 214 | 2260 \pm 339 | 3910 \pm 587 | 5470 \pm 821 |
| 3C 280.1 | Q | 1.66 | 378 \pm 57 | 512 \pm 77 | 777 \pm 116 | 1170 \pm 176 | 1680 \pm 252 | 2160 \pm 324 |
| 3C 287 | Q | 1.05 | 613 \pm 92 | 735 \pm 110 | 1050 \pm 157 | 1560 \pm 234 | 3430 \pm 515 | 5820 \pm 873 |
| 3C 294 | G | 1.79 | <93 | <103 | 68 \pm 10 | 67 \pm 10 | ... | 348 \pm 52 |
| 3C 297 | N | 1.41 | 119 \pm 18 | 126 \pm 19 | 122 \pm 18 | 121 \pm 18 | <288 | 432 \pm 65 |
| 3C 298 | Q | 1.44 | 1600 \pm 240 | 2390 \pm 359 | 3710 \pm 556 | 5510 \pm 827 | 9160 \pm 1374 | 12600 \pm 1890 |
| 3C300.1 | G | 1.16 | 148 \pm 22 | 158 \pm 24 | 133 \pm 20 | 220 \pm 33 | 751 \pm 113 | 1220 \pm 183 |
| 3C 305.1 | G | 1.13 | 181 \pm 27 | 282 \pm 42 | 495 \pm 74 | 972 \pm 146 | 2410 \pm 362 | 2490 \pm 374 |
| 3C 318 | Q | 1.57 | 343 \pm 51 | 427 \pm 64 | 571 \pm 86 | 806 \pm 121 | 1960 \pm 294 | 3400 \pm 510 |
| 3C 322 | G | 1.68 | 128 \pm 19 | 135 \pm 20 | 94 \pm 14 | 120 \pm 18 | 411 \pm 62 | 804 \pm 121 |
| 3C 324 | G | 1.21 | 165 \pm 25 | 160 \pm 24 | 178 \pm 27 | 450 \pm 68 | 2580 \pm 387 | 2820 \pm 423 |
| 3C 325 | G | 1.13 | 472 \pm 71 | 565 \pm 85 | 708 \pm 106 | 1200 \pm 180 | 1990 \pm 299 | 3030 \pm 455 |
| 3C 326.1 | G | 1.83 | 29 \pm 4 | 34 \pm 5 | 26 \pm 4 | 72 \pm 11 | 829 \pm 124 | 1430 \pm 215 |
| 3C 356 | G | 1.08 | 108 \pm 16 | 110 \pm 16 | 122 \pm 18 | 434 \pm 65 | 2270 \pm 341 | 4060 \pm 609 |
| 3C 368 | G | 1.13 | 126 \pm 19 | 112 \pm 17 | 112 \pm 17 | 210 \pm 32 | 1370 \pm 206 | 3250 \pm 488 |
| 3C 418 | Q | 1.69 | 1130 \pm 170 | 1630 \pm 245 | 2470 \pm 371 | 3900 \pm 585 | 6680 \pm 1002 | 13600 \pm 2040 |
| 3C 432 | Q | 1.80 | 420 \pm 63 | 526 \pm 79 | 857 \pm 129 | 1490 \pm 224 | 2710 \pm 407 | 3940 \pm 591 |
| 3C 437 | G | 1.48 | 82 \pm 12 | 85 \pm 13 | 97 \pm 15 | 80 \pm 12 | 384 \pm 58 | 941 \pm 141 |
| 3C 454.1 | G | 1.84 | 77 \pm 12 | 76 \pm 11 | 112 \pm 17 | 135 \pm 20 | 612 \pm 92 | 1500 \pm 225 |
| 3C 454.0 | Q | 1.76 | 339 \pm 51 | 481 \pm 72 | 811 \pm 122 | 1220 \pm 183 | 2490 \pm 374 | 4150 \pm 623 |
| 3C 469.1 | G | 1.34 | 160 \pm 24 | 244 \pm 37 | 509 \pm 76 | 1090 \pm 164 | 3270 \pm 491 | 1970 \pm 296 |
| 3C 470 | G | 1.65 | 50 \pm 7 | 75 \pm 11 | 72 \pm 11 | 266 \pm 40 | 1510 \pm 227 | 2650 \pm 398 |
| 4C 13.66 | G | 1.45 | 24 \pm 4 | 24 \pm 4 | 21 \pm 3 | 18 \pm 3 | <260 | 276 \pm 41 |
| 4C 16.49 | Q | 1.88 | 329 \pm 49 | 420 \pm 63 | 573 \pm 86 | 743 \pm 111 | 1070 \pm 161 | 1830 \pm 275 |

Notes. Q = quasars, G = radio galaxies, N = undefined, Names in bold correspond to the s3CR sample.

Table 6. Results for the s3CR sample, from Sects. 4.3 and 4.4.

| Name | Type | A_v | i [°] | $\log \nu_{\nu(5\ \mu\text{m})}^{\text{AGN}}$ [W] |
|----------|------|-------|------------|--|
| 3C 002 | Q | -1.5 | 5 | 38.25 |
| 3C 009 | Q | -3.1 | 30 | 39.36 |
| 3C 013 | G | 6.2 | 67 | 37.92 |
| 3C 014 | Q | -1.5 | 31 | 39.27 |
| 3C 036 | G | 1.5 | 59 | 38.07 |
| 3C 043 | Q | -3.1 | 7 | 38.45 |
| 3C 065 | G | 6.2 | 75 | 38.08 |
| 3C 068.1 | Q | -4.7 | 22 | 38.93 |
| 3C 068.2 | G | 68.2 | 89 | 38.35 |
| 3C 124 | G | 38.8 | 86 | 38.09 |
| 3C 173 | N | -10.8 | 12 | 37.79 |
| 3C 181 | Q | -1.5 | 7 | 38.68 |
| 3C 186 | Q | -3.1 | 5 | 38.73 |
| 3C 190 | Q | -4.7 | 5 | 38.81 |
| 3C 191 | Q | -1.5 | 14 | 39.00 |
| 3C 204 | Q | -3.1 | 5 | 38.87 |
| 3C 205 | Q | -3.1 | 14 | 39.37 |
| 3C 208 | Q | -3.1 | 5 | 38.68 |
| 3C 208.1 | N | -1.5 | 11 | 38.26 |
| 3C 210 | G | 21.7 | 82 | 38.56 |
| 3C 212 | Q | 0.0 | 31 | 38.79 |
| 3C 220.2 | Q | 0.0 | 5 | 38.76 |
| 3C 225A | G | 15.5 | 82 | 37.89 |
| 3C 239 | G | 27.9 | 86 | 38.33 |
| 3C 241 | G | 13.9 | 79 | 38.03 |
| 3C 245 | Q | 1.5 | 31 | 38.92 |
| 3C 252 | G | 18.6 | 82 | 38.59 |
| 3C 257 | G | 6.2 | 67 | 38.96 |
| 3C 267 | G | 20.1 | 82 | 38.38 |
| 3C 268.4 | Q | -1.5 | 5 | 39.21 |
| 3C 270.1 | Q | -1.5 | 22 | 39.02 |
| 3C 280.1 | Q | -3.1 | 30 | 38.84 |
| 3C 287 | Q | -1.5 | 5 | 38.61 |
| 3C 297 | N | -10.8 | 7 | 37.92 |
| 3C 298 | Q | -1.5 | 31 | 39.37 |
| 3C 300.1 | G | 29.4 | 86 | 37.86 |
| 3C 305.1 | G | 17.0 | 82 | 38.44 |
| 3C 318 | Q | -3.1 | 5 | 38.77 |
| 3C 324 | G | 41.8 | 86 | 38.30 |
| 3C 325 | G | 6.2 | 75 | 38.46 |
| 3C 356 | G | 48.0 | 86 | 38.05 |
| 3C 368 | G | 31.0 | 86 | 38.01 |
| 3C 418 | Q | -1.5 | 22 | 39.39 |
| 3C 432 | Q | -1.5 | 30 | 39.01 |
| 3C 437 | G | 38.8 | 86 | 37.79 |
| 3C 454.1 | G | 23.2 | 82 | 38.32 |
| 3C 454.0 | Q | -1.5 | 31 | 38.97 |
| 3C 469.1 | G | 15.5 | 79 | 38.75 |
| 3C 470 | G | 37.2 | 86 | 38.39 |
| 4C 16.49 | Q | -4.7 | 30 | 38.82 |

Notes. Results for the s3CR sample. Types: Q = quasar, G = radio galaxy and N = unidentified.

3.4.1 Résumé de l'article

3.4.1.1 Échantillon

Dans cet article on utilise deux échantillons d'AGN ayant une émission radio. Le premier échantillon provient de l'échantillon SHzRG, présenté dans le chapitre précédent. Pour être en mesure de comparer ces AGN de type 2, on ajoute un échantillon d'AGN de type 1 et 2 provenant de du catalogue 3CR, ayant également des données *Spitzer* pour effectuer une décomposition de l'infrarouge moyen et des données radio pour calculer le "core dominance". Ce "core dominance" est le ratio entre l'émission du coeur radio à 20 GHz et l'émission radio totale à 500 MHz, les deux fréquences étant définies dans le référentiel au repos.

3.4.1.2 Ajustement

On se concentre dans un premier temps sur les données *Spitzer*. On utilise ici deux méthodes pour décomposer la SED. Les deux méthodes consistent en l'ajustement de deux "templates" sur les données. La première utilise une méthode empirique alors que la seconde utilise un modèle de tore complet avec une prédiction de l'émission par transfert radiatif. Dans les deux cas, on utilise un "template" de galaxie elliptique provenant du code d'évolution PÉGASE.2 (Fioc & Rocca-Volmerange, 1997). Celui-ci est ajusté sur les données à plus courte longueur d'onde, i.e. les données IRAC. Ensuite, après soustraction de cette composante stellaire, on ajuste la contribution AGN sur les données résiduelles. Pour la première méthode, on sait que la différence entre type 1 et 2 d'AGN est une question d'extinction sur la ligne de visée. On utilise donc un spectre infrarouge moyen d'un quasar typique obtenu par l'observation de quasars dans le SDSS (Richards et al., 2006). On obtient ainsi la valeur d'extinction A_V nécessaire pour reproduire les données. Dans la seconde méthode, on ajuste directement le modèle de tore sur les mêmes données résiduelles. Après le choix de la géométrie la plus représentative grâce à la statistique de notre échantillon et les observations à d'autres longueurs d'onde (rayons-X), on obtient une inclinaison i pour chaque AGN.

3.4.1.3 Résultats

Dans un premier temps, on compare l'extinction en fonction du "core dominance" (Figure 4 de l'article). Le point important est le manque de sources dans le coin supérieur droit de la figure. Ainsi, On n'observe pas d'objets ayant un "core dominance" important ET une extinction importante. Ceci est déjà une première confirmation de la distribution équatoriale de la poussière autour de l'AGN. De plus, un résultat similaire a déjà été obtenu par Cleary et al. (2007) avec l'émission/absorption à $9.7 \mu\text{m}$ des silicates. On répète ensuite le même exercice avec l'inclinaison obtenue dans la seconde méthode. Une fois encore, on ne détecte aucune source à faible inclinaison avec un fort "core dominance". Utilisant le test de Spearman, on trouve par ailleurs une corrélation significative entre le "core dominance" et l'inclinaison (probabilité de $>99\%$). Ceci confirme une orientation

orthogonale des jets avec le tore de poussière, apportant une preuve supplémentaire en faveur du modèle d'unification des AGN (Antonucci & Miller, 1985).

3.4.1.4 Discussion

On cherche ici à tester la robustesse des résultats précédents. On compare dans un premier temps, la différence entre la distribution d'extinction trouvée dans notre première approche (empirique), avec l'inclinaison ajustée par notre seconde approche (modèle de tore). Un accord très satisfaisant apparaît entre les deux méthodes (c.f. figure 9 de l'article). Cependant, il apparaît que l'ajustement pour les objets de type 1 est moins fiable que pour celui des type 2. En effet, pour les objets de type 1, l'observateur a une vue directe sur la partie centrale de l'AGN, donc peu (ou pas) de poussière est présente sur la ligne de visée. Ainsi, la méthode s'appuyant sur cette extinction provoquée par la poussière devient moins robuste. On notera tout de même que les objets de type 1 apparaissent comme étant incliné $0 < i < 45^\circ$, ce qui est tout à fait acceptable. Pour finir, on peut calculer une limite sur la vitesse d'éjection des particules par l'AGN grâce à une hypothèse simple de jets symétriques. En utilisant uniquement les objets de type 2 (les AGN de type 1 étant moins fiable), on peut définir une limite inférieure sur le facteur de Lorentz $\Gamma > 1.3$. Ce facteur correspond à une accélération d'environ 60% de la vitesse de la lumière.

3.4.2 Conclusion et Perspectives

Les principales conclusions de cet article sont :

- Les jets et le tore apparaissent comme perpendiculaires, conformément à la prédiction du modèle d'unification des AGN.
- Les observations jusqu'à $9 \mu\text{m}$, peuvent être reproduite par un tore compact, et plutôt de la forme d'un "donut" que sous la forme d'un disque.
- Un résultat direct de cet inclinaison, mesurée par deux moyens indépendants, est une contrainte sur le facteur de Lorentz, mesurant la vitesse du jet. On a calculé une limite inférieure $\Gamma > 1.3$, correspondant à des particules voyageant à plus de 60% de la vitesse de la lumière.
- cette méthode, particulièrement efficace avec les AGN de type 2, fonctionne cependant moins bien sur les AGN de type 1.

On voit ici que l'émission radio, fonctionnant pour calculer l'inclinaison d'une source, ne permet pas une quantification précise de cette orientation. Cependant, cette émission radio peut fournir un indice précieux de l'état d'inclinaison du système, dans les cas où les données infrarouge sont de piètre qualité. En effet, cette technique permet tout de même de différencier clairement les systèmes fortement inclinés, moyennement inclinés proche de la limite de l'angle d'ouverture du tore, et avec une vue directe sur la partie centrale. De plus, le très bon accord entre la modélisation par la méthode empirique et le

modèle, permet d'avoir une idée de l'inclinaison dans l'infrarouge avec un nombre réduit de paramètres libres (seulement deux).

On souhaiterait augmenter la statistique, en particulier pour les AGN de type 1, et utiliser un modèle de tore plus complet pour une meilleure caractérisation de l'orientation dans l'infrarouge des AGN de type 1. L'augmentation de cette statistique, difficile à l'époque de la rédaction de l'article, est devenue maintenant et dans un futur proche beaucoup plus aisée. En effet, la mission spatiale *WISE*, ayant effectuée un scan complet du ciel dans 4 bandes dans l'IR (3.6, 4.5, 12, 22 μm) permet de multiplier le nombre de sources par un facteur important. Côté radio, la mission SKA, va également apporter une couverture importante du ciel dans le domaine radio, avec des sensibilités et résolutions inégalées. Ainsi, en utilisant ces relevés, et en prenant également les sources à plus faible redshift ($z < 1$), on pourra obtenir une meilleure caractérisation des différents régimes de puissance radio, d'inclinaison, de géométrie de tore et de contraintes sur le facteur de Lorentz. Ceci devrait conduire à de nouvelles contraintes sur la physique d'accrétion-éjection des AGN.

- Chapitre 4 -

Formation d'étoiles et AGN dans les SEDs de l'UV au submm

§ 4.1 INTRODUCTION

Les radio galaxies puissantes à haut redshift sont parmi les objets les plus intéressants dans la quête de compréhension de l'évolution des galaxies. En effet, ces objets présentent des propriétés intéressantes pour répondre à une partie des questions concernant la formation et l'évolution des galaxies qui sont maintenant les enjeux de la cosmologie observationnelle (Miley & De Breuck, 2008, pour une review). Non seulement les radio galaxies sont associées à des galaxies elliptiques au centre des amas dans l'Univers local (Matthews et al., 1964), mais les études menées à plus haut redshift semblent confirmer cette préférence pour les radio galaxies d'être associées à des sphéroides (e.g. Chambers et al., 1996; van Breugel et al., 1998; Pentericci et al., 1999, 2001) et dans des environnements denses, possiblement identifiables comme les progéniteurs des amas observés dans l'Univers local (Venemans et al., 2002; Miley et al., 2006; Hatch et al., 2011; Galametz et al., 2012; Mayo et al., 2012; Wylezalek et al., 2013a). La découverte de la forte corrélation des radio galaxies dans le diagramme K - z (e.g. Lilly & Longair, 1984; Best et al., 1998b) suggère qu'elles sont associées à des galaxies massives. Une première estimation de la masse dans ce diagramme est calculée avec PÉGASE.2 (Rocca-Volmerange et al., 2004) et confirme que ces galaxies sont extrêmement massives, de l'ordre de $10^{11-12} M_{\odot}$. Ce résultat est ensuite confirmé par la mesure du plateau de la vieille population stellaire, dans le référentiel de la galaxie grâce aux observations *Spitzer* (Seymour et al., 2007; De Breuck et al., 2010).

Les radio galaxies sont aussi la cible de nombreuses études visant à caractériser leur AGN. On peut citer par exemple des études sur l'ionisation du gaz environnant (Villar-Martín et al., 2006; Humphrey et al., 2008). Ou encore des études sur l'interaction entre les jets radio et le milieu interstellaire (Nesvadba et al., 2008) pour mesurer l'énergie injectée et tester les hypothèses de "quenching/trigging". Les radio galaxies se sont révélées pour être de formidables émetteurs dans l'infrarouge moyen, suggérant une ac-

tivité prononcée de l'AGN (Ogle et al., 2006; Dicken et al., 2008; De Breuck et al., 2010; Rawlings et al., 2013). Les radio galaxies sont également détectées dans le domaine submillimétrique, suggérant une intense activité de formation d'étoiles (Archibald et al., 2001; Reuland et al., 2004). Des études à meilleure résolution montrent que ces systèmes apparaissent perturbés à différentes longueur d'onde (e.g. Ivison et al., 2012) suggérant un phénomène de fusion pour expliquer l'intense formation d'étoiles observées. L'importante quantité de gaz moléculaire observé ($>10^{11} M_{\odot}$, e.g. Ivison et al., 2012; Emonts et al., 2013) indique également que de grands réservoirs sont disponibles dans ces systèmes pour soutenir une formation d'étoiles importantes. La présence de l'AGN dans les radio galaxies semble également avoir un impact direct sur ce gaz moléculaire, provoquant une hausse de température (par rayons X ou mécaniquement par les jets radio) comparé à des systèmes où l'AGN est moins actif.

Le lancement du satellite *Herschel* a permis la complétion de la SED infrarouge (70-500 μm). L'échantillon HeRGÉ, présenté dans le chapitre 2 est la sélection des plus puissantes radio galaxies observées durant ces trois dernières décennies, pour répondre à la problématique de l'évolution des galaxies massives (e.g. De Breuck et al., 2002; Seymour et al., 2007). On a pu voir également qu'elles sont de puissants émetteurs en infrarouge, la plupart étant dans le domaine ULIRG (chapitre 2, Ivison et al., 2012; Seymour et al., 2012; Drouart et al., in prep.).

Afin de pouvoir interpréter les données, des modèles capables de prédire l'émission en fonction de paramètres essentiels sont nécessaires. Pour la partie stellaire, l'IMF et l'histoire de formation d'étoiles apparaissent des critères fondamentaux de la croissance des galaxies. L'AGN, par son émission variable du domaine des rayons X jusqu'au domaine radio, présente un véritable challenge de modélisation où aucun modèle n'est capable de reproduire la totalité de son émission. Cependant, grâce au développement des observations dans l'infrarouge, de nombreux modèles ont vu le jour et présentent maintenant des solutions intéressantes si l'on se concentre sur le domaine optique et infrarouge (e.g. Granato & Danese, 1994; Nenkova et al., 2008, , tableau 3.1).

L'objectif de l'étude de cette partie du manuscrit est la véritable dissection de l'émission des radio galaxies, afin d'accéder aux paramètres physiques de ces différents constituants. Quelques prémices, plus focalisés ont permis déjà de mettre à jour de nombreuses propriétés stellaires des radio galaxies dans l'optique et le proche infrarouge (e.g. Rush et al., 1997; Vernet et al., 2001; Rocca-Volmerange et al., 2004; Tadhunter et al., 2005; Villar-Martín et al., 2006; Kuiper et al., 2010) et dans l'infrarouge (e.g. Reuland et al., 2004; Leipski et al., 2010; Ivison et al., 2012; Seymour et al., 2012).

Ce chapitre s'organise comme suit : on présente dans un premier temps les résultats obtenus sur deux galaxies en section 4.2. La section 4.3 présente l'échantillon ARPÈGE, une sélection des radio galaxies dont la SED est détectée par *Herschel*. La section 4.4 présente le modèle d'AGN et le modèle PÉGASE. On définit la bibliothèque de "templates" AGN et PÉGASE qui vont être utilisés dans la procédure d'ajustement en section 4.5. La section 4.6 présente les résultats de l'ajustement sur l'échantillon ARPÈGE. On présente finalement un début d'interprétation de ces nouveaux résultats en terme d'évolution des galaxies massives et une discussion sur les résultats en section 4.7. Les

conclusions et les perspectives constituent la dernière section.

§ 4.2 STARBURST AND OLD STELLAR POPULATIONS IN THE $z=3.8$ RADIO GALAXIES 4C 41.17 AND TN J2007-1316, ROCCA-VOLMERANGE, DROUART ET AL., 2013, MNRAS

L'étude des populations stellaires dans les radio galaxies lointaines a commence dans un premier temps avec l'étude avec une seule bande, la bande K , puis s'est progressivement étendue vers l'infrarouge. On résume dans les prochaines sections, les travaux déjà effectués par le passé avec PÉGASE.2, puis l'émission de la poussière, introduite dans PÉGASE.3.

4.2.1 Evolution des radio galaxies avec PÉGASE.2

Le code PÉGASE.2 permet de modéliser l'émission d'une galaxie fixant un scénario d'évolution. Une description plus complète est présentée en section 4.4. On mentionnera ici deux points importants : (i) dans PÉGASE.2, la SED comprend une extinction par la poussière mais pas son émission (ii) la SED n'est modélisée que dans le domaine UV-proche IR.

La première étude des radio galaxies avec évolution est représenté par le diagramme $K-z$ (Rocca-Volmerange et al., 2004, , figure 4.1). Cette étude ne se base que sur l'émission dans une seule bande, la bande K . Cette bande est particulièrement intéressante car elle permet de tracer l'émission stellaire jusqu'à grand redshift ceci en tenant compte du décalage spectral induit par l'éloignement des sources. Le principal résultat de cette approche est la découverte que les radio galaxies sont parmi les galaxies les plus massives à tous redshifts et qu'elles sont préférentiellement associées à des galaxies elliptiques.

On mentionne ici des travaux plus récents sur la détermination de la masse par les données *Spitzer*. Cette étude utilise le domaine de longueur d'onde couvert par *Spitzer* ($3.6-24 \mu\text{m}$) pour observer le pic d'émission des étoiles de masses faibles et intermédiaires (constituant la majorité de la masse d'une galaxie). Ce pic normalement à $1-3 \mu\text{m}$ est ici décalé dans les bandes IRAC dû au redshift. Cette étude (Seymour et al., 2007), confirme les radio galaxies comme étant des galaxies massives. Une mise à jour des données MIPS (De Breuck et al., 2010) révèle cependant que ce domaine $1-3 \mu\text{m}$ peut être contaminé par l'émission de poussière chaude (Figure 4.54). Il est donc indispensable de caractériser les mécanismes de chauffage de la poussière pour étudier au mieux les populations stellaires contenues dans les radio galaxies.

4.2.2 Extension de la SED avec PÉGASE.3

Tirant partie des données *HST*, *Spitzer*, *Herschel* et submm il est possible maintenant d'étudier la SED des galaxies depuis l'UV jusqu'au submm. Simultanément, le développement du code PÉGASE.3 (Fioc et al., in prep.) permet de modéliser la SED de galaxies suivant les types morphologiques de Hubble. La 3e version de ce code calcule l'émission de la poussière par transfert radiatif en fonction de l'émission stellaire,

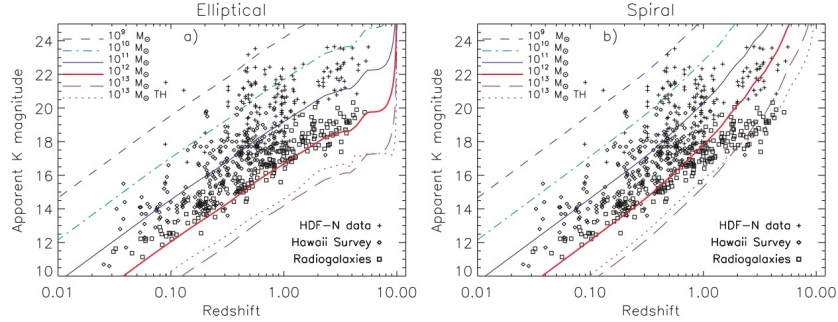


Figure 4.1 – Diagrammes $K-z$. Les galaxies provenant du relevé HDF-N (“+” noirs), ainsi que le relevé Hawaii (diamants noirs) sont tracées conjointement avec les radio galaxies (carrés noirs, *De Breuck et al., 2002*). Les courbes pleines représentent un modèle de galaxie modélisé par PEGASE.2 (sans émission de poussière, de l’UV au proche infra-rouge, *Fioc & Rocca-Volmerange, 1997*, et section 4.4) pour plusieurs masses stellaires. À gauche : les courbes pleines représentent des galaxies elliptiques de différentes masses. À droite : les courbes pleines représentent des galaxies spirales de différentes masses. On notera spécialement la courbe rouge qui représente une galaxie elliptique de $10^{12} M_{\odot}$ dans la figure de gauche. Figure tirée de *Rocca-Volmerange et al. (2004)*.

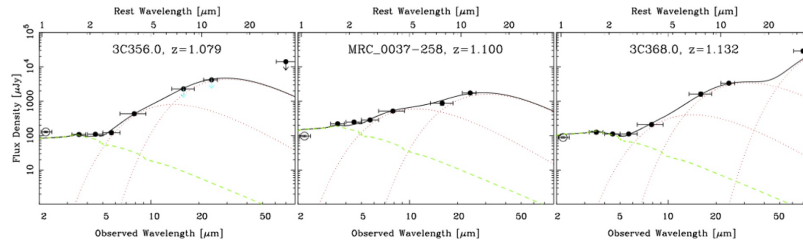


Figure 4.2 – Exemple de décomposition des données Spitzer en une composante elliptique (en vert) et une série de corps noir à différentes température pour 3 radio galaxies. Figure tirée de *De Breuck et al. (2010)*.

calculée en fonction de l'évolution en métaux et de l'âge de la population (c.f. section 4.4).

Grâce aux données polarimétriques, on a pu dans un premier temps, isoler deux radio galaxies à $z \sim 3.8$, ayant une faible contribution AGN dans l'UV (faible polarisation) et dans l'infrarouge moyen afin de se focaliser sur l'émission stellaire. Cette étude a donné lieu à une publication (Rocca-Volmerange et al., 2013). Elle est présentée ici comme introduction au travail plus général sur la décomposition présentée dans la suite de ce chapitre.

Il ressort de cette étude que le spectre des radio galaxies nécessitent deux composantes stellaires pour être reproduit, une population évoluée et une jeune. Des deux galaxies examinées, la population évoluée s'avère être de type "early-type" c'est à dire formée rapidement à grand redshift. Le scénario elliptique du code PÉGASE semble représenter de façon adéquate cette composante évoluée et sera donc préférentiellement utilisé dans la suite de ce chapitre.

Starburst and old stellar populations in the $z \simeq 3.8$ radio galaxies 4C 41.17 and TN J2007–1316

B. Rocca-Volmerange,^{1,4*} G. Drouart,^{1,2} C. De Breuck,² J. Vernet,² N. Seymour,³
D. Wylezalek,² M. Lehnert,¹ N. Nesvadba⁵ and M. Fioc¹

¹Institut d'Astrophysique de Paris, Université Pierre et Marie Curie/CNRS, 98 bis Bd Arago, F-75014 Paris, France

²European Southern Observatory, Karl-Schwarzschild Strasse, D-85748 Garching bei München, Germany

³AE (CSIRO Astronomy & Space Science), PO Box 76, Epping, NSW 1710, Australia

⁴Université Paris-SUD, F-91405 Orsay Cedex, France

⁵Institut d'Astrophysique Spatiale, Bat. 301, F-91405 Orsay Cedex, France

Accepted 2012 November 14. Received 2012 November 5; in original form 2012 August 10

ABSTRACT

Using the new evolutionary code PÉGASE.3, we undertook an evolutionary spectral synthesis of the optical–IR–submm spectral energy distribution of two distant ($z = 3.8$) radio galaxies, 4C 41.17 and TN J2007–1316. These two radio galaxies were selected from the HeRGÉ (Herschel Radio Galaxies Evolution) Project in particular for their faint active galactic nucleus contribution and because they show evidence of a large stellar contribution to their bolometric luminosity. PÉGASE.3 coherently models the reprocessing of the stellar luminosity to dust emission, allowing us to build UV to IR–submm spectral energy distribution libraries that can then be used to fit spectral energy distributions in the observer's frame. Our principal conclusion is that a single stellar population is insufficient to fit the spectral energy distribution of either radio galaxy. Our best fits are a sum of two evolving stellar populations – a recent starburst plus an old population – plus the thermal emission from an active galactic nucleus (which provides a good fit to the mid-IR emission). The two stellar components are: (i) a massive ($\simeq 10^{11} M_{\odot}$) starburst $\simeq 30$ Myr after formation, which is required simultaneously to fit the far-IR *Herschel* to submm data and the optical data; and (ii) an older massive ($\simeq 10^{11-12} M_{\odot}$) early-type galaxy population, $\simeq 1.0$ Gyr old, which is required principally to fit the mid-IR *Spitzer*/IRAC data. A young population alone is insufficient because an evolved giant star population produces a 1- μm rest-frame peak that is observed in the IRAC photometry. This discovery confirms that many of the stellar populations in high-redshift radio galaxies were formed by massive starbursts in the early Universe. Gas-rich mergers and/or jet–cloud interactions are favoured for triggering the intense star formation necessary to explain the properties of the spectral energy distributions. The discovery of similar characteristics in two distant radio galaxies suggests that multiple stellar populations, one old and one young, may be a generic feature of the luminous infrared radio galaxy population.

Key words: galaxies: evolution – galaxies: active – galaxies: stellar content.

1 INTRODUCTION

Large-scale cosmological simulations offer the prospect of constraining theories of galaxy formation and probing the appropriateness of cosmological parameters. However, various problems arise with hydrodynamical and N -body simulations when fitting observations. The reason for these difficulties is that there are many

physical processes and time-scales that are not well understood, for example the appropriate initial conditions for the models, the detailed structure of dark matter haloes, the time-scale over which mass is accumulated into the halo and onto the galaxy, the details of star formation, the relative roles of major and minor mergers and their importance over cosmic time, the effect of the density of the galactic environment, and the impact of stellar and active galactic nucleus (AGN) feedback. Radio galaxies are known to be massive elliptical types that formed in the early Universe (van Breugel et al. 1998; Pentericci et al. 2001; Zirm, Dickinson & Dey 2003; Lacy

* E-mail: rocca@iap.fr

et al. 2011). The puzzling Hubble K - z diagram, which is bounded on the bright side principally by powerful radio galaxies (Lilly & Longair 1984; De Breuck et al. 2002a) allowed us to identify in the co-moving rest-frame the population of elliptical galaxies, which are young but already massive ($10^{12} M_{\odot}$), out to high redshifts ($z = 4$; Rocca-Volmerange et al. 2004).

On the other hand, the mid-IR, far-IR and submm emissions from distant radio galaxies have been interpreted as starbursts initiated mainly by major mergers (De Breuck et al. 2010; Ivison et al. 2008, 2012; Engel et al. 2010; Seymour et al. 2010, 2012). These dichotomous results – the old population from the Hubble K - z diagram and the young population from the need for high rates of star formation in radio galaxies – imply that it is necessary to simultaneously follow the passive evolution of the galaxy as well as that of the ongoing starburst to explain the overall spectral energy distribution (SED). This requires a refined spectrophotometric model, such as our new version of PÉGASE. The code PÉGASE.3 offers the possibility to interpret observations in the observer’s frame by using UV-to-submm synthetic libraries built for a wide range of ages. The template SEDs take into account the local $z = 0$ templates corrected for evolution of the stellar population (e-correction) and for redshift (k-correction). In the present paper we tackle a precise, heretofore still debated key issue, namely whether the most distant galaxies, including radio galaxies, are pure starbursts initiated by ongoing mergers or are forming stars continuously on time-scales longer than that generally appropriate for mergers. In radio galaxies, there is also the additional difficulty of the thermal emission from the AGN (perhaps a torus) and scattered light from the AGN, which both contribute to the overall SED, especially in the mid-IR and UV respectively (see Drouart et al. 2012).

We chose two radio galaxies, 4C 41.17 and TN J2007–1316, both at $z = 3.8$, because of their small AGN contribution to the overall SED. We applied the following two selection criteria. (i) There should be a relatively faint scattered light contribution in the rest-frame UV as determined from polarimetric measurements. Polarimetric measurements are the only way to ensure that the continuum is mostly of stellar origin. Indeed, these two galaxies are the only cases for which a clear signature of photospheric absorption lines has been detected (Dey et al. 1997). (ii) There should be a faint contribution of the AGN in the rest-frame 8–12 μm range of the SED. To fit the SED, one and two stellar components are successively tried from an automatic procedure that minimizes the χ^2 . We focus on the main properties (type, mass, age and star formation history) of the two stellar populations.

In Section 2, we present the observations of the two radio galaxies for which we have built the continuous optical–IR–submm SEDs after correcting for instrumental effects (differing apertures, flux calibrations, etc.). PÉGASE.3 and the fitting method are described in Section 3. Section 4 presents the best-fitting results of SEDs in the observer’s frame, obtained using two evolved stellar populations plus a simple AGN model. Finally, we provide some thoughts on the implications of these results in Section 5, and present our conclusions in the final section. The adopted cosmological parameters are $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_M = 0.3$, $\Omega_{\Lambda} = 0.7$.

2 OBSERVATIONS

The two radio galaxies 4C 41.17 ($z \simeq 3.80$) and TN J2007–1316 ($z \simeq 3.84$) are part of a sample of ultra-steep-spectrum (USS) radio sources ($\alpha < -1.3$; $S_{\nu} \propto \nu^{\alpha}$) designed specifically to increase the probability of discovering distant, $z > 3$, radio galaxies (De Breuck et al. 2000). The two targets were specifically selected be-

cause of their relatively low level of AGN activity in the rest-frame UV/optical and their strong photospheric and dust signatures, seen respectively in their optical continuum emission and in the cold dust-grain-dominated far-IR emission. The *Spitzer* High Redshift Radio Galaxies (SHzRG) sample, to which these two galaxies also belong, was augmented with K -band photometry Seymour et al. (2007, 2008). Most of the complementary optical and submm photometry and data reduction procedures have been described previously (De Breuck et al. 2010). In addition, both galaxies have recently been observed by *Herschel* with the PACS (100- and 160- μm) and SPIRE (250-, 350- and 500- μm) instruments (see also for 4C 41.17, Wylezalek et al. 2012) and are part of the the HeRGÉ (Herschel Radio Galaxy Evolution) Project (Seymour et al. 2012). Optical to submm SEDs, sampling the rest-frame photospheric (UV/optical/near-IR) stellar emission to emission from cold grains (far-IR), are carefully built, paying special attention to aperture effects, flux calibration and flux transmission of the filters used for the observations, and removing the contribution to the fluxes from strong emission lines. For the two galaxies the synchrotron emission is considered as negligible in the wavelength domain analysed, owing to the steep radio spectra of the cores.

2.1 The radio galaxy 4C 41.17

The radio galaxy 4C 41.17 is the archetype of distant radio galaxies ($z = 3.800 \pm 0.003$; Chambers, Miley & van Breugel 1990). A detailed multi-frequency radio analysis with the VLA and MERLIN shows that the radio structure is associated with high-resolution optical imaging *HST* data (see Carilli, Owen & Harris 1994; Miley et al. 1992). The galaxy is detected with a good signal-to-noise ratio and is spatially resolved at the 0.1-arcsec *HST* resolution. Based on both the C III] to C IV line ratio and the strength of the C IV line, Bicknell et al. (2000) suggested that there is an interaction of the high-powered jet with a dense cloud in the halo of 4C 41.17. Such an interaction leads, through high-speed shocks ($\sim 1000 \text{ km s}^{-1}$), to the strong compression of some of the gas, inducing star formation. The bright, spatially extended rest-frame UV continuum emission from this galaxy, aligned with the radio axis, is unpolarized ($P_{2\sigma} < 2.4$ per cent) and shows tell-tale stellar absorption features indicative of ongoing star formation (Dey et al. 1997). Two massive ($M_{\text{dyn}} = 6 \times 10^{10} M_{\odot}$) components have been identified from CO ($J = 4-3$) observations with the IRAM interferometer and interpreted as evidence of mergers (De Breuck et al. 2005). However, the CO ($J = 1-0$) emission line is not detected, and the lower limits obtained are typical of molecular gas in starbursts (Papadopoulos et al. 2005). To complete the broad wavelength coverage of the SED of 4C 41.17, we use the total of the flux from 4C 41.17 within a 6-arcsec field in the K_s -band, which is basically free of strong optical emission lines Graham et al. (1994). For the submm emission we use the results from the JCMT (Dunlop et al. 1994) and IRAM (Chini & Kruegel 1994).

The velocity and dispersion fields were mapped with the integral field spectrograph TIGER/CFHT (Adam et al. 1997) with a 0.61-arcsec spatial sampling. Radial velocities are essentially negative, as the velocity field shows bow shocks with high velocity dispersions. Perpendicular to the main radio axis, a south-west extension of velocity of -600 km s^{-1} and a velocity dispersion of 2000 km s^{-1} are visible. Table 1 contains the photometry data we used to construct the SED of 4C 41.17. The upper limits and data not used by the fitting procedure are also provided for completeness and are also shown in subsequent figures.

Table 1. Photometric data (in red in Figs 3 and 4) of the radio galaxy 4C41.17, including new *Herschel*/SPIRE and PACS observations [$\alpha(J2000) = 06^{\text{h}}50^{\text{m}}52.^{\text{s}}098$, $\delta(J2000) = +41^{\circ}30'30.''53$]. Complementary data (lower rows, in green in Figs 3 and 4) are not used for fits, but are provided for completeness.

| Filter(λ_c μm) | FWMH | $F_\nu \pm \Delta_\nu$ (μJy) | Aperture | Ref. |
|-------------------------------------|------|---|------------------|----------|
| <i>HST</i> _F702W(0.7) | 0.15 | 5.0 ± 0.4 | $5 \times 5''^2$ | <i>a</i> |
| <i>KPNO</i> _T (0.9) | 0.22 | 4.5 ± 2.6 | $15''$ | <i>b</i> |
| <i>NIRC</i> _J (1.25) | 0.29 | 5.6 ± 1.1 | $2''$ | <i>c</i> |
| <i>NIRC</i> _{Ks} (2.15) | 0.33 | 13.6 ± 2.8 | $8.0''$ | <i>j</i> |
| IRAC1(3.6) | 0.74 | 23.4 ± 2.4 | $12''$ | <i>d</i> |
| IRAC2(4.5) | 1.0 | 27.5 ± 2.8 | $12''$ | <i>d</i> |
| IRAC3(5.8) | 1.4 | 35.6 ± 3.7 | $12''$ | <i>d</i> |
| IRAC4(8.0) | 2.8 | 36.5 ± 3.5 | $12''$ | <i>d</i> |
| PACS(170.) | 80 | $16.2 \pm 6.7 (+3)$ | Tot | <i>e</i> |
| SPIRE(250.) | 100 | $35.8 \pm 3.5 (+3)$ | Tot | <i>e</i> |
| SPIRE(350.) | 150 | $43.1 \pm 3.7 (+3)$ | Tot | <i>e</i> |
| SPIRE(500.) | 200 | $38.0 \pm 4.5 (+3)$ | Tot | <i>e</i> |
| UKT14(800.) | – | $17.4 \pm 3.1 (+3)$ | Tot | <i>h</i> |
| SCUBA(850.) | – | $12.1 \pm 0.9 (+3)$ | Tot | <i>g</i> |
| IRAM(1200.) | – | $4.4 \pm 0.4 (+3)$ | Tot | <i>f</i> |
| IRAM(1300.) | – | $2.5 \pm 0.4 (+3)$ | Tot | <i>i</i> |
| IRS(16) | – | Upper limit | Tot | <i>d</i> |
| MIPS(24) | 6.6 | $3.7 \pm 0.4 (+2)$ | Tot | <i>d</i> |
| PACS(70) | 35 | Upper limit | Tot | <i>e</i> |

a: Miley et al. (1992) *f*: Greve et al. (2007)
b: Chambers et al. (1990) *g*: Archibald et al. (2001)
c: van Breugel et al. (1998) *h*: Dunlop et al. (1994)
d: De Breuck et al. (2010) *i*: Chini & Kruegel (1994)
e: This paper, see also Wylezalek et al. (2012)
j: Graham et al. (1994)

Tot: galaxy photometry is totally measured within the instrument aperture.

2.2 The radio galaxy TN J2007–1316, $z = 3.84$

TN J2007–1316 (or WN J2007–1316) is also an USS radio source selected from the 365-MHz TEXAS survey (Douglas et al. 1996) and the NVSS survey (Condon et al. 1998). It was also detected in the 352-MHz WISH survey and is part of the USS sample (De Breuck et al. 2002b). Spectropolarimetry of TN J2007–1316 was obtained with FORS1 on the VLT on three nights from 2002 May 6 to 8 (Fig. 1). For these observations, the 300V grism was used with a 1-arcsec-wide slit oriented north–south and a resolution of $\sim 10 \text{ \AA}$ (full width at half-maximum, FWHM). Conditions were photometric, with seeing between 0.5 and 0.9 arcsec. During each night, four equal-length exposures were taken using four different orientations of the half-wave plate (0° , 45° , 22.5° , 67.5°). The total integration time was 27 600 s. The initial data reduction followed standard procedures in the NOAO *IRAF* package. Because the object is relatively faint in the single 35- or 40-min exposures (each split into o- and e-rays), we needed to pay particular attention to extracting the same physical apertures in each of the individual spectra. We therefore first constructed the total 2D o- and e-ray spectra, and defined $1 \times 2.4 \text{ arcsec}^2$ wide apertures from these spectra. We then used the apertures and traces of these spectra to extract the 12 o-ray and 12 e-ray spectra, using the same linear dispersion ($2.645 \text{ \AA pix}^{-1}$) in order to calculate the polarization in equally sized spectral bins. Finally, we combined these spectra using the median to construct the eight spectra needed to calculate the polarization vector. We followed the procedures of Vernet et al. (2001) to calculate the polarization percentage and position angle. We checked the polarization angle offset between the half-wave plate coordinates and sky coordinates against values obtained for the polarized standard stars

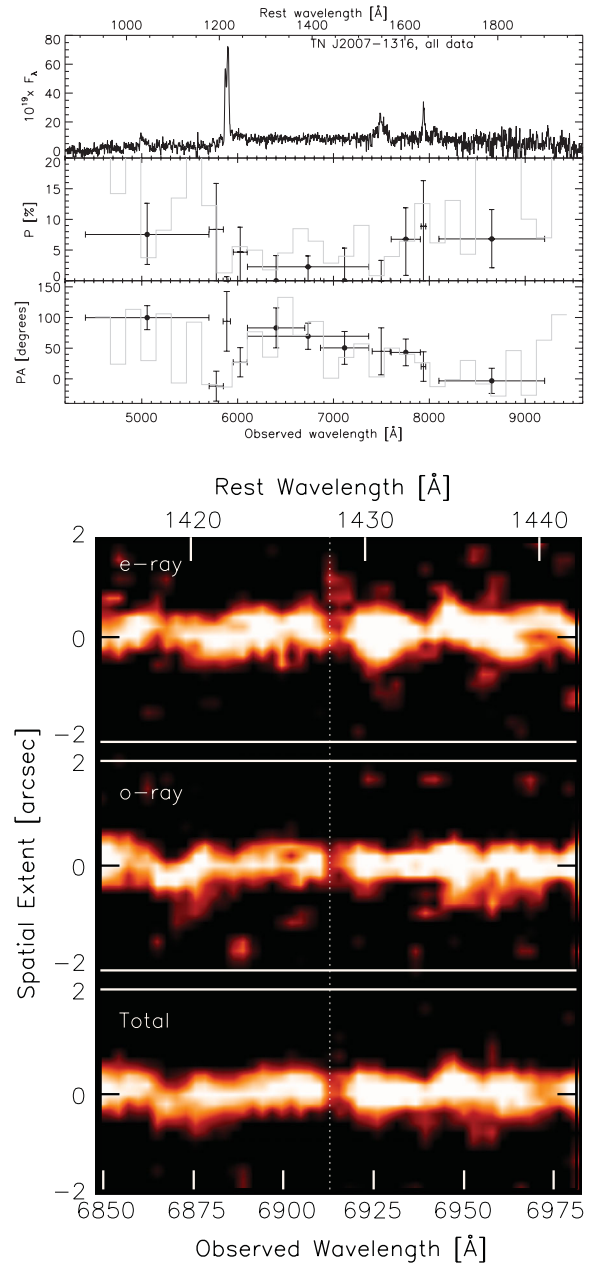


Figure 1. VLT spectropolarimetry of TN J2007–1316. The top panel is divided into three parts: the upper shows the total intensity spectrum, the middle plot is the percentage polarization, and the bottom plot is the polarization angle, as a function of observed wavelength. Continuum bins are denoted by dots. Vertical error bars denote 1σ uncertainties. The grey histograms show the data with a 150- \AA binning. The bottom panel is the 2D spectrogram, showing evidence of stellar signatures.

Vela 1 and Hiltner 652: our values are within 1° of the published values, and the polarization percentage is within 0.1 per cent. Table 2 provides the results and data source references.

3 THE EVOLUTIONARY CODE PEGASE.3

The new version of PEGASE.3 (Fioc, Rocca-Volmerange & Dwek, in preparation) predicts the evolution of the stellar continuum, of the metal and dust content, and the consequent attenuation and re-emission of the UV/optical continuum by dust in a self-consistent manner. With this new version, PEGASE.3, updated from PEGASE.2

Table 2. Photometric data of the radio galaxy TN J2007–1316 (in red in Fig. 5), $\alpha(J2000) = 20^{\text{h}}07^{\text{m}}53.^{\text{s}}23$, $\delta(J2000) = -13^{\circ}16'43.''6$. Complementary data (bottom lines) are not used for fits, but are given for completeness. The continuum polarization percentage is accurate to within 0.1 per cent.

| Filter(λ_c (μm)) | FWHM | $F_\nu \pm \Delta_\nu$ (μJy) | Aperture | Ref. |
|--|------|---|-----------|----------|
| R(0.65) | 0.06 | 2.1 ± 0.4 | $2.0''^2$ | <i>a</i> |
| CFHT _r (0.9) | 0.22 | 2.6 ± 0.15 | $2.0''^2$ | <i>a</i> |
| ISAAC _H (1.65) | 0.3 | 9.6 ± 1.0 | Tot | <i>a</i> |
| UKIRT _K (2.2) | 0.3 | 28.4 ± 1.9 | $2.0''^2$ | <i>d</i> |
| IRAC1(3.6) | 0.74 | 46.6 ± 4.8 | Tot | <i>a</i> |
| IRAC2(4.5) | 1.0 | 52.7 ± 5.7 | Tot | <i>a</i> |
| SPIRE(250.) | 100. | 13.8 ± 6.1 (+3) | Tot | <i>a</i> |
| SPIRE(350.) | 150. | 16.5 ± 6.4 (+3) | Tot | <i>a</i> |
| SPIRE(500.) | 200. | 7.6 ± 3.3 (+3) | Tot | <i>a</i> |
| SCUBA(850.) | – | 5.8 ± 1.5 (+3) | Tot | <i>b</i> |
| IRAC3(5.8) | 1.4 | Upper limit | Tot | <i>a</i> |
| IRAC4(8.0) | 2.8 | 135.1 ± 16.9 | Tot | <i>a</i> |
| IRS (16.0) | 6.0 | $378.0 \pm 113.$ | Tot | <i>c</i> |
| MIPS1 (24.) | 6.6 | 385.0 ± 40.00 | Tot | <i>c</i> |
| PACS(105) | 40. | Upper limit | Tot | <i>a</i> |
| PACS(170) | 80. | Upper limit | Tot | <i>a</i> |

a: This paper

b: Reuland et al. (2004)

c: De Breuck et al. (2010)

d: Bornancini et al. (2007)

(www2.iap.fr/pegase; Fioc & Rocca-Volmerange, 1997, 1999b), synthetic SEDs are continuously created from the far-UV to the submm wavelengths at all ages. We built evolutionary scenarios that are consistent with the observed SEDs (and colours) of the full range of Hubble types at $z = 0$. For convenience, we refer to these SEDs by their best fit of morphological Hubble type at $z = 0$, with the understanding that they, by definition, represent the SEDs of galaxies representative of their respective Hubble types in the local Universe.

In PEGASE.3, the chemical enrichment history is computed in a one-zone model, following the evolution of helium and, most importantly, of metals such as O, Ne, Mg, Si, S, Ca, C, Fe and N. We used the yields from Marigo (2001) for low- and intermediate-mass stars; those of Woosley & Weaver (1995) or Portinari, Chiosi & Bressan (1998) for high-mass stars; and model W7 of Thielemann, Nomoto & Yokoi (1986) for Type Ia supernovae (see details in Fioc et al. in preparation). We assumed that dust formed in circumstellar environments (Dwek 1998): in the stellar winds of asymptotic giant branch (AGB) and Wolf–Rayet stars, only carbon dust is produced if the C/O ratio is larger than 1, and only silicate dust otherwise; in supernovae, as CO is unlikely to form, both carbonaceous and silicate grains may form, but with a lower efficiency than in other sources of dust. To compute the dust emission, we distinguish between two components: star-forming H II regions and the diffuse interstellar medium (ISM). Monte Carlo simulations of radiative transfer are computed, including scattering by dust grains, for geometries typical of discs (exponential profiles for both stars and dust) and elliptical galaxies (King profiles). The path-lengths of photons before escape, absorption, or scattering are obtained from the method of virtual interactions (Városi & Dwek 1999). The attenuation is calculated for a grid of optical depths, albedos and asymmetry parameters, and the value at each wavelength is then interpolated on this grid. For each grain type and size, the probability distribution of temperatures is derived following the procedure

detailed in Guhathakurta & Draine (1989); that is, with stochastic heating but assuming the continuous cooling of grains.

To model a medium of higher gas density than the classical ISM we consider that the optical depth depends simultaneously on the column density N_{HI} and the current metallicity (see Guiderdoni & Rocca-Volmerange 1987). Following the formalism of Dwek (1998) based on the respective fractions owing to scattering κ_{sca} and to extinction κ_{abs} , the effective optical depth is

$$\tau_{\text{eff}} = 1.4 (\kappa_{\text{abs}} + \kappa_{\text{sca}}) K N_{\text{HI}} I_{\text{ISM}} (Z_{\text{C}} + Z_{\text{Si}}) m_{\text{H}}.$$

In the case of denser absorbing/scattering media, the column density is multiplied by a factor K , where $N_{\text{HI}} I_{\text{ISM}} = 6.8 \times 10^{21}$ atoms cm^{-2} measured by mass units of carbon and silicon in the interstellar medium of our Galaxy.

3.1 PEGASE.3 libraries by galaxy types

Fig. 2 shows an example of the synthetic templates for a S0-type galaxy at various ages as computed by the code PEGASE.3. Various synthetic libraries of the evolution of SEDs from 0 to 20 Gyr are constructed to simulate the evolution of instantaneous starbursts and of various galaxy types: elliptical (E), lenticular (S0), spiral (Sa, Sb, Sbc, Sc, Sd) and Magellanic irregular (Im) galaxies. Each star formation scenario is defined predominantly by a set of four parameters: star formation law, infall time-scale, epoch of galactic winds for

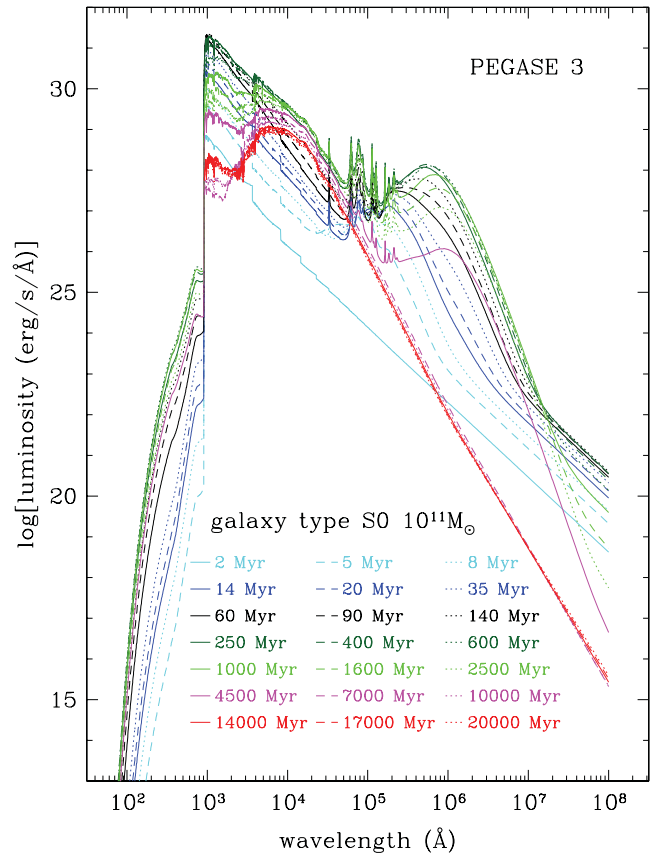


Figure 2. An example of SED templates for a $10^{11} M_{\odot}$ S0-type galaxy at various stages of evolution as computed with PEGASE.3. The 1- μm peak of giant stars appears at ages ≥ 1 Gyr. Input parameters are: star formation rate $= 2 \times 10^{-3} \times$ current gas mass per Myr; an infall time-scale of 100 Myr; galactic winds ejecting gas and dust at 5 Gyr; a Kroupa IMF; and a spheroidal extinction model (see text for details).

early types, and stellar initial mass function (see PÉGASe.2 readme on www.iap.fr/pegase). The parameter set of each type (Table 1; Le Borgne & Rocca-Volmerange 2002; Fioc & Rocca-Volmerange 1997) is chosen to predict $z = 0$ SEDs and colours comparable by type to local observations (Fioc et al. 1997). The robustness of the adopted scenarios is also checked on distant galaxies from the UV to the near-IR Rocca-Volmerange et al. (2004), on faint galaxy surveys analysed by spectral type in the mid-IR (Rocca-Volmerange et al. 2007) and the UV–optical–near-IR (Fioc & Rocca-Volmerange 1999a), and for photometric redshift prediction at high redshift ($z = 4$), which shows good agreement with redshifts obtained spectroscopically (Le Borgne & Rocca-Volmerange 2002).

Instantaneous starbursts are defined such that stars are formed over a period of 1 Myr. Then they passively evolve to the phase at which their far-IR emission is dominated by the circumstellar emission of asymptotic giant branch stars and supernovae (the post-burst phase). The code computes by transfer this IR emission based on the efficiency at which the UV and optical photons are absorbed. In addition to the SEDs according to type, the mass and age of the stellar populations are further outputs from the fitting procedure.

Starburst libraries are computed for a variety of stellar initial mass functions (IMFs). For all scenarios, the IMF was taken as the Kroupa, Tout & Gilmore (1993) IMF, after checking that other classical IMFs did not significantly change our predicted colours and template SEDs. Star formation is initiated at a redshift that we denote as z_{for} (redshift of formation), which we have taken as 10 when cosmic time slowly varies while redshifts increase. While this would imply that the best fits of local SEDs with star formation laws by types correspond to an age of 13 Gyr (adjusted to lower redshift for irregulars, 9 Gyr) for local $z = 0$ galaxies, this should not be taken as the average age of the stellar population, as this is only when the star formation is initiated and not when the bulk of the stellar population forms (this depends on many factors in the models). Changing z_{for} from $z = 10$ to $z = 20$ or 30 will only vary typical ages of local templates by a small amount (≤ 0.4 Gyr) and thus result in only inconsequential variations in the SEDs.

3.2 Methodology

An automatic procedure, which uses χ^2 minimization, searches for the best fit of observations with one or the sum of two spectral templates from the set of synthetic libraries (starburst + a variety of SEDs based on best fits of local galaxies with a range of Hubble types). For high-redshift galaxies, we work with template SEDs at redshift z in the observer’s frame, by using $z = 0$ SEDs, which fit the SEDs and colours of local galaxies, corrected for cosmological expansion (redshift k-correction) and evolution (age e-correction) using the cosmic time– z relation. For photometry through various filters, apparent magnitudes m_{λ}^i of galaxy type i , for filter λ , age t and redshift z , are computed by

$$m_{\lambda}^i(t, z) = M_{\lambda}^i(t_0, 0) + (m - M)_{\text{bol}} + k_{\lambda}^i(z, t) + e_{\lambda}^i(z, t)$$

(see Rocca-Volmerange & Guiderdoni 1988 for details), where $M_{\lambda}^i(t_0, 0)$ is the local absolute magnitude for type i , $(m - M)_{\text{bol}}$ is the distance modulus and $k_{\lambda}^i(z, t)$, and $e_{\lambda}^i(z, t)$ are the expansion and evolution corrections, computed from PÉGASe.3 synthetic templates.

4 RESULTS OF THE SED FITTING

Because the two $z=3.8$ radio galaxies are selected for their small AGN contribution to the UV/optical portion of their SEDs, as evidenced by their low level of polarization, simple models of the

thermal emission from the AGNs are sufficient for this analysis. The mid-IR SEDs provide an upper limit to the AGN component. We modelled the AGN emission of 4C 41.17 with a blackbody at $T = 600$ K and of TN J2007–1316 with the torus c model of Pier & Krolik (1992) and Krolik & Begelman (1988; see Drouart et al. 2012 for details). A more robust statistical analysis of the contribution of the AGNs in radio galaxies will be conducted for the whole of the HeRGÉ sample. For the two radio galaxies studied here, the range of plausible AGN thermal continuum models has only a minor impact on the results of our stellar SED modelling and will not be discussed further.

4.1 Single-component model fits to the SEDs

Fig. 3 (left) shows the best fits of the observed 4C 41.17 SED with one single burst of star formation with a duration of 1 Myr that is passively evolving for 25 Myr and also a single-component spiral-like evolutionary scenario with an age of 1.6 Gyr. The starburst evolutionary scenario fits the optical and far-IR (*Herschel*) data well but fails to fit the region of the rest-frame $0.4\text{--}2\ \mu\text{m}$ (K_s and IRAC/*Spitzer*) SED. The optical peak is due to stellar photospheric emission, and the far-IR/submm peak is due to a fraction of the N_{Lyc} photons absorbed by cold grains within environments of recent star formation. While the starburst episode is consistent with a substantial portion of the SED (see also Seymour et al. 2012, for the infrared data for PKS 1138–262), having to let it evolve for ~ 25 Myr suggests that the far-IR peak results from dust produced in and heated by supernovae and AGB stars while the optical (UV-redshifted) emission is due to the photospheres of recently formed massive stars. The AGN component, modelled as a blackbody with a temperature of 600 K, is compatible with the data. The starburst mass, consistent with the best fit of the SED, is $2.7 \times 10^{11} M_{\odot}$. In the case of instantaneous starburst, the average stellar metallicity (Z_*) corresponds to the gas metallicity when stars were formed (null for a primitive cloud). For low values of (Z_*), the far-IR emission is dominated by the self-gas-enrichment of the starburst, measured by the parameter $Z_{\text{C+Si}}$ which measure abundances of carbon and silicon. The important point is that from the K_s and IRAC/*Spitzer* photometry, no matter what the exact starburst parameters adopted are, the mid-IR emission is not well fitted.

On the other hand, a model with an older stellar population, such as an early-type spiral Sa scenario with an age of 1.6 Gyr and a stellar mass M_* of $3.7 \times 10^{11} M_{\odot}$, fits the optical, near-IR and *Spitzer*/IRAC data rather well but does not fit the far-IR emission (Fig. 3 right). We note, because it is important evidence for the existence of an older population in both radio galaxies, that the SED of an older population shows a peak at $\sim 1\ \mu\text{m}$, which is clearly observed. However, despite the obvious advantages to both models in fitting the SED, it is clear that neither single-component model provides even an adequate fit to the overall SED.

4.2 Two-component model fits to the SEDs

Because the one-component fits are inadequate but each individually has features that uniquely fit important regions of the overall SEDs, it seems logical to attempt two-component fits that realize the advantages of each single-component model. To this end, we fit two components, one representing a recent burst of star formation, and the other a passively evolving episode of past star formation (of course constrained by the age of the Universe at $z \sim 3.8$). The best-fit scenario for the radio galaxy 4C 41.17 (Fig. 4) is the sum of

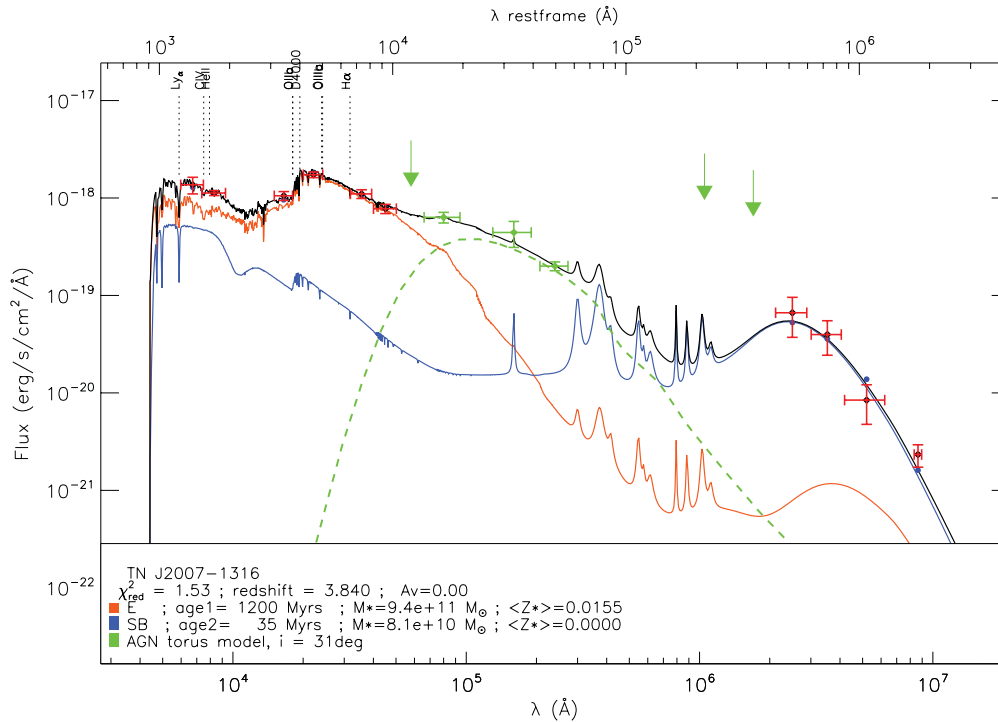


Figure 5. The multi-wavelength SED of TN J2007–1316 (dots with red error bars), including the most recent Herschel data, is fitted (reduced $\chi^2 = 1.53$) by the sum (black line) of an old (1.2-Gyr) elliptical galaxy (orange line) plus a starburst of 35 Myr (blue line) from a dense ($10 \times$ standard NH_{ISM}) medium. The AGN model is the torus c model from Pier & Krolik (1992). Data points shown in green are not included in stellar fits. Vertical dotted lines mark the locations of prominent emission lines in the SED. No intergalactic extinction ($A_V = 0$) is taken into account in the models.

Table 3. Characteristics of the young post-burst at $z = 3.8$: age, stellar mass M_* , initial star formation rate, bolometric luminosity L_{bol} , dust/bolometric luminosity ratio, carbon+silicon $Z_{\text{C+Si}}$ mass fraction, column density factor $K(\text{NHI}) = K \times \text{NH}_{\text{ISM}}$, and number of Type II supernovae.

| Post-burst | Age (Myr) | M_* ($10^{11} M_{\odot}$) | SFR_{init} ($10^5 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) | L_{bol} ($10^{46} \text{ erg s}^{-1}$) | $L_{\text{dust}}/L_{\text{bol}}$ | $Z_{\text{C+Si}}$ | $K(\text{NHI})$ | n_{SNII} (10^7 Myr^{-1}) |
|------------------|-----------|-------------------------------|---|---|----------------------------------|-------------------|-----------------|---|
| in 4C 41.17 | 30 | 2.2 | 2.6 | 8.0 | 0.96 | 0.026 | 10 | 7.1 |
| in TN J2007–1316 | 35 | 0.8 | 0.1 | 0.3 | 0.97 | 0.025 | 10 | 0.3 |

The results on the stellar components derived from the best fit for TN J2007–1316 (Fig. 5) are generally similar to those for 4C 41.17, namely there is the need for a young starburst and an older stellar population similar to that of a local massive galaxy evolved by a redshift of 3.8. Specifically, the fit requires a starburst of very low metallicity evolved for 35 Myr with a total stellar mass of $M_* = 8.1 \times 10^{10} M_{\odot}$ and a second component consistent with that of an evolved massive early-type galaxy observed at an age of 1.2 Gyr (after z_{for}) with an average stellar metallicity ($\langle Z_* \rangle = 1.5 \times 10^{-2}$) and a significant stellar mass ($M_* = 9.4 \times 10^{11} M_{\odot}$).

4.2.1 A massive post-burst in distant radio galaxies

For the two $z = 3.8$ radio galaxies, the fact that they fit simultaneously the optical ($\approx 1500 \text{ \AA}$ rest-frame) and crucially the far-IR SED provided by the *Herschel*/submm data suggests that both galaxies underwent a massive starburst several tens of Myr ago (a post-burst). The modelling of the far-IR emission depends on the metal enrichment of carbon and silicon, $Z_{\text{C+Si}}$, while the observed UV–optical emission is dependent on the amount of absorbed photospheric emission intrinsic to the young stellar population. The

main characteristics of the fitted young post-burst scenario are summarized in Table 3. The best fit is a result of having to balance the far-IR and optical luminosities and spectral shapes, measured by the reduced χ^2_{red} minimum. A younger age increases the number of Lyman continuum photons but decreases the metal-enrichment, favouring the direct photospheric emission relative to dust emission. Older ages have the opposite effect. Because of this dependence, the starburst mass and age are well constrained and unique. All other parameters of Table 3 ($Z_{\text{C+Si}}$ metallicity, supernova number, high density value) are not free parameters, but are derived from chemical evolution. We recall that the mean metallicity of stars ($\langle Z_* \rangle$), as indicated in the legends, only traces the gas metallicity when stars were formed. In the case of starbursts, this parameter is the initial gas metallicity and remains constant with age while gas metallicity evolves and is, largely dominated at an age of 30 Myr by the intrinsic gas enrichment arising from the passive evolution of the starburst scenario.

For the radio galaxy 4C 41.17 (Fig. 4 and Table 3) the new *Herschel*/submm observations are well modelled by the cold-grain emission of the highly massive and metal-enriched ($Z_{\text{C+Si}} = 0.026$) stellar environments. This post-burst population was triggered

30 Myr earlier in a starburst with a duration of 1 Myr (instantaneous) and a star formation rate of $2.6 \times 10^5 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (current stellar mass corrected for already dead stars at an age of 30 Myr). The rapid evolution of the most massive stars (a few 10^7 yr) means that they have already evolved to supernovae and AGB stars when the post-burst is observed, enriching the interstellar medium. This implies that supernova explosions ($n_{\text{SNII}} = 7.1 \times 10^7$ by Myr) and AGB stars with circumstellar envelopes are dominant. A dense medium with high column density (a factor $K = 10 \times$ the column density measured in the Galactic ISM, NH_{ISM}) is required by the far-IR data, implying 10^{22-23} atoms cm^{-2} . Such column densities have been found in radio galaxies (Mullaney et al. 2010). This post-burst in the far-IR dominates the total luminosity (96 per cent). In the radio galaxy TN J2007–1316 (Fig. 5 and Table 3), the starburst age is 35 Myr with a mass of $8.1 \times 10^{10} M_{\odot}$ and an initial metallicity of zero, probably a primitive cloud. This suggests that most of the necessary metal enrichment to explain the far-IR emission ($Z_{\text{C+Si}} = 0.025$) is attributable to self-enrichment of the young stellar population.

4.2.2 The importance of the 1- μm peak

Figs 4 and 5 show the typical energy distribution of an old stellar population in the K band and through *Spitzer*/IRAC filters (from the 4000- \AA discontinuity to the typical 1- μm peak in the rest-frame). The evolution of early-type galaxies is characterized by a short ($\simeq 1$ Gyr) intense star formation episode. This old population is seen in both targets, perhaps suggesting that it is a generic feature of radio galaxies. For both radio galaxies, this component has an age that is a significant fraction of the Hubble time at $z = 3.8$. We recall that we have characterized the ages as the time from the formation redshift z_{for} , which for 4C 41.17 and TN J2007–1316 is roughly 0.7 and 1.2 Gyr, respectively. However, acceptable fits allow for a range of age of at least a factor of 2 around these nominal values. We also note that the bulk of the stars in this old population formed more recently than the times listed. This peak in the SED arising from evolved giant stars only evolves slowly and has been identified at all redshifts. This result supports our analysis of the Hubble K -band diagram (Rocca-Volmerange et al. 2004), predicting already massive and old galaxies at $z \geq 4$. Table 4 presents the characteristics of the evolved old component. Stellar masses are $2 \times 10^{11} M_{\odot}$ for 4C 41.17 and $\sim 10^{12} M_{\odot}$ for TN J2007–1316. These masses are higher than that of the young starburst mass and perhaps suggest previous episodes of merging at earlier epochs, compatible with some galaxy formation models (Lackner et al. 2012). The contribution of the AGN to MIPS/*Spitzer* data, modelled by a simple blackbody law at $T_{\text{eff}} = 600$ K as shown in Fig. 4 (dashed green line), and by a more sophisticated torus c-model (adapted from Pier & Krolik 1992, by G. Drouart) for the radio galaxy TN J2007–1316 (Fig. 5, dashed green line), does not change our conclusions: for these two radio galaxies, the AGN emission is not significant in the near-IR domain at $z = 3.8$.

5 DISCUSSION

The SEDs of the $z = 3.8$ radio galaxies 4C 41.17 and TN J2007–1316 are analysed with two stellar (young and old) components and an AGN model. The evolutionary spectral synthesis used to fit the data is based on a variety of template libraries, including instantaneous starbursts and evolutionary scenarios designed to fit the SEDs of local Hubble-type galaxies. Each scenario is characterized by a star formation time-scale: ~ 1 Myr for the instantaneous starburst, and ~ 1 Gyr for ellipticals to ~ 10 Gyr for spirals (see Rocca-Volmerange et al. 2004). In the case of gas-dependent star formation laws, star formation time-scales are regulated by the accretion and galaxy-scale outflows of gas. One template library is built for each scenario. For starbursts, various standard IMFs are modelled in these template libraries. Because in evolutionary models such as PÉGASE.3 IMFs are all normalized to $1 M_{\odot}$ and held fixed throughout the evolution, changing the IMF does have an effect on the relative rate of metal-enrichment and the dust fraction, but has only a minor effect on the best-fit results of the SED. Although only weakly constrained, all of our best fits favour a Kroupa et al. (1993) IMF. The most robust determinations from our fitting analysis are the relative ages and total stellar mass of each best-fit scenario. For the two galaxies, our results suggest that the shape of the SEDs arises from a vigorous recent starburst superimposed on a relatively evolved population whose formation was initiated at early epochs ($z_{\text{for}} \geq 10$; but this is not when the bulk of the stellar population was formed, only when the star formation was initiated within the context of the scenarios used to model the SEDs). For the young starburst component, our results suggest an age of ~ 30 Myr with a stellar mass of $\simeq 10^{11} M_{\odot}$. The two peaks seen respectively in the optical and in the far-IR/*Herschel* are the data that constrain this fitted component the most. This is because of the time-scale for dust production in the post-burst AGB and SN populations. Of much lower precision is the age of the older component, which is mainly constrained by the peak in the rest-frame at 1 μm owing to slowly evolving giant stars. This slow evolution means that a wide variety of ages could in principle fit the data roughly equally well, but all best-fit models suggest relatively old ages (hundreds of Myr). The best fits are that of an S0 galaxy with an age of 700 Myr for 4C 41.17 and an elliptical galaxy scenario with an age of 1200 Myr for TNJ 2007–1316. Both are early-types with a ~ 1 -Gyr time-scale and masses of $\simeq 10^{11-12} M_{\odot}$. To check the sensitivity of the 4C 41.17 results to ages of models, we tested the relative variations in χ^2 for different models. We maintain an instantaneous starburst as the first component. Replacing the second component by another starburst of 1 Myr duration induces a χ^2 variation of 10 per cent and an age reduction of 80 per cent with deeper Balmer lines. Replacing the second component by a later-type (Sa) scenario with a star formation scale of a few Gyrs induces a χ^2 variation of 5 per cent and an age increase of 120 per cent.

For TN J2007–1316, no scenario other than that of ellipticals is acceptable within a χ^2 variation of 400 per cent. We also tested (Fig. 6) a second component of an early-type model experiencing

Table 4. Characteristics of the old-star population at $z = 3.8$: age, stellar mass M_* , current star formation rate, bolometric luminosity, dust/bolometric luminosity ratio, carbon+silicon dust mass fraction, numbers of Type Ia and Type II supernovae.

| Early-type | Age (Gyr) | M_* ($10^{11} M_{\odot}$) | $\text{SFR}_{\text{current}}$ ($M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) | L_{bol} ($10^{45} \text{ ergs s}^{-1}$) | $L_{\text{dust}}/L_{\text{bol}}$ | $Z_{\text{C+Si}}$ | n_{SNIa} (10^5 Myr^{-1}) | n_{SNII} (10^5 Myr^{-1}) |
|-----------------|--------------|----------------------------------|--|---|----------------------------------|-------------------|--|--|
| 4C 41.17 | 0.7 | 2.0 | 243 | 8.2 | 0.522 | 0.026 | 0.8 | 19.2 |
| TN J2007 – 1316 | 1.2 | 9.4 | 77 | 10.0 | 0.096 | 0.023 | 3.8 | 6.7 |

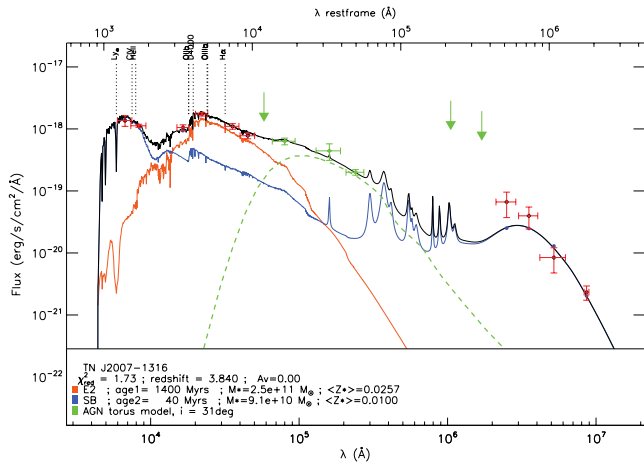


Figure 6. Best fit (reduced $\chi^2 = 0.98$) of the multi-wavelength SED of TN J2007–1316 (dots with red error bars) with the sum (black line) of a 18-Myr starburst (blue line) plus an early-type galaxy (1.4 Gyr) after an episode of galactic winds (orange line) (by ejecting gas and dust, they stop any further star formation). Masses and ages vary by ≤ 50 percent compared with the results of Fig. 5.

galactic winds at early epochs (at an age of 1 Gyr). The 1- μm peak is then better fitted to IRAC data at an age of 1.4 Gyr and summed with a younger (40-Gyr) starburst. For the two populations, ages do not vary by more than 50 percent.

In summary for these two powerful radio galaxies, a young post-burst and an evolved component with a short time-scale (~ 1 Gyr) are the best solutions. The time-scale for both the increase in the metallicity with time and the relative fraction of dust in the ISM that produced the far-IR emission are calculated in a self-consistent manner based on stellar yields and the production of dust by stars. The relatively poor time resolution in fitting the broad-band continuum with stellar synthesis models for high-redshift galaxies does not allow us to discuss anything but simple evolutionary models (not, for example, successive short bursts, which would look more like continuous star formation in the models). Long star formation time-scales result in two cumulative effects: increasing metal and dust fractions, and a simultaneous decrease in the photospheric emission of massive stars. Because of these effects, the parameter range that simultaneously fits both the rest-frame optical and infrared portion of the SEDs is relatively narrow. That is why it is important to perform this analysis on multiple sources: if they give consistent results, this means that the general characteristics of the best fits are likely to be robust.

The general conclusions we can make are that the masses are probably in the range $10^{10-11} M_{\odot}$ for recent starbursts and $10^{11-12} M_{\odot}$ for the early-type evolutionary scenarios used to fit the data. Starbursts and evolved galaxies have mass ratios of 1:1 to 1:10 typical of major mergers, so that any mass interchange will not significantly affect results. Moreover, all mergers are gas-rich, inducing an efficient star formation.

5.1 Star formation in 4C41.17

What is triggering such intense star formation in distant radio galaxies? One of the most striking features of these distant SEDs is the double peak of starburst activity, in the far-IR *Herschel* from dust, and in the optical from star photospheres. The instantaneous starburst model evolves to an age of ~ 30 Myr, probably dominated by supernovae and AGB stars. The huge stellar mass, $\simeq 2.2 \cdot 10^{11} M_{\odot}$,

Table 5. Starburst/old population ratios.

| Radio galaxy | Age | Stellar mass | SNII number | K |
|-----------------|---------|--------------|-------------|------|
| 4C 41.17 | 30:700 | 2.2:2.0 | 71:1.9 | 10:1 |
| TNJ 2007 – 1316 | 35:1200 | 8:94 | 30:6.7 | 10:1 |

corresponds to a rapid metal-enrichment from a non-primitive cloud ($Z_* = 5 \times 10^{-4}$). The emission is issued from a gas of high density, characterized by the factor $K = 10$, describing an ISM 10 times denser than the classical ISM.

A model has already been proposed for 4C 41.17, a template of the so-called alignment effect (Chambers et al. 1990; Miley et al. 1992). Based on the jet–cloud interaction inducing star formation by shocks, suggested by many authors from 1980 onwards, it was revisited by Bicknell et al. (2000) in the light of *HST* and radio emission-line data (Dey et al. 1997; van Breugel et al. 1998). The authors agree on a set of parameters: a baryonic mass of $\sim 8 \times 10^{10} M_{\odot}$, a star formation time-scale of a few Myr, a dynamic radio galaxy age of ~ 30 Myr, and a high density of $\sim 1\text{--}10 \text{ cm}^{-3}$. All these values are compatible with our stellar population model, favouring the jet–cloud interaction model for triggering star formation at high redshifts. Another favourable argument for this scenario, at a much lower rate, is the star formation by jet–cloud interaction discovered in the core of NGC 1068 with the high angular resolution of NaCo/VLT (Exposito et al. 2011).

The dense medium measured by a column density factor $K = 10$, meaning $10^{22-23} \text{ atoms cm}^{-2}$, only seen in the starburst component requires justification. A better spatial resolution associated with a more refined 3D spectroscopy with the new generation of instruments (MUSE/VLT) will solve the location of star formation activity and the feedback measurement.

The coincidence of the short time-scales of both starburst and jet interaction implies a similar causal origin. In that case, the post-burst we are seeing at work is only an episode of an active merger process. Many other arguments would favour massive gas-rich mergers at high redshifts. The discovery of huge CO components (De Breuck et al. 2005; Engel et al. 2010; Ivison et al. 2010) provide evidence of major mergers in powerful distant radio galaxies. Another convincing remark in favour of gas-rich mergers is that to form such huge stellar masses in short episodes requires large volumes of gas at high densities, significantly larger than the narrow volumes concerned by the jet–cloud interaction. Table 5 gives the characteristics of the intervening masses, with mass ratios typical of major mergers of young and old components of various metallicity, occasionally of primitive gas, implying the existence of several star generations through merger processes.

5.2 The old early-type stellar population

Local early-type galaxies are generally not luminous in the far-IR (Xilouris et al. 2004), which has been interpreted to be the result of galactic winds driven by the evolved populations (Type I supernovae; Mathews & Baker 1971). The other possible mechanism for driving winds is the mechanical and radiative energy from intense starbursts. For example, in the local archetypal starburst galaxy M82, galactic winds were recently studied with *Herschel*/PACS by (Contursi et al. 2012). The authors propose that cold clouds are entrained in the galaxy disc outflow. At high redshifts, star formation activity is intense enough at the earliest epochs to induce intense winds, which may also entrain the molecular and neutral atomic

hydrogen, driving it out of the galaxy. This assumption will possibly be statistically analysed on the entire HeRGÉ sample.

The new important result is the emergence in the mid-IR (optical rest-frame) of an (already evolved) stellar component, which is seen through a specific window (IRAC filters). The age and huge stellar mass of this old population is calibrated on the SEDs of two selected radio galaxies, in particular when galactic winds are imposed. At an age of ~ 1 Gyr, the evolved stellar population is giant stars, creating the well-known peak at $1 \mu\text{m}$ (rest-frame; Fig. 2). All these results favour the presence of very massive early-type galaxies initiated at early epochs $z_{\text{for}} > 10$, which must have grown very rapidly. Because of the insufficient time resolution, the declining continuous star formation laws, as used in PÉGASE.3 and other codes, could also be considered as a series of successive starbursts with intensities declining with time. From this point of view, which is also consistent with the data, the hierarchical assembly history of the most massive ($\sim 8 \times 10^{12} M_{\odot}$) haloes in a $\sim 3\text{-Gpc}^3$ volume as proposed in Li et al. (2007) to form populations of $z = 6$ quasars would be compatible with our results.

5.3 The link with radio-quiet massive galaxies

The discovery of these $z = 3.8$ old stellar components in powerful radio galaxies with a superposed starburst in a high-density medium warrants a comparison with radio-quiet early-type high- z galaxies. These radio quiet galaxies have median stellar masses of $\sim 4 \times 10^{11} M_{\odot}$ at $z = 2.0\text{--}2.7$ (Kriek et al. 2006). Their mass estimates are probably underestimated, because observations were through the Gemini Ks filter, likely missing the dominant K -band stellar population redshifted in the Spitzer filters. However, the comparison with powerful radio galaxies is justified because their respective masses are of the same order. Moreover, deep and high-resolution images obtained with *HST*/NICMOS and /NIC2 and Keck (van Dokkum et al. 2008; Stockton et al. 2008) are associated with the presence of massive discs of old stars at high redshifts with remarkably small sizes (a median effective radius $r_{\text{eff}} = 0.9$ kpc). Cosmological surface brightness dimming has a strong impact on the perceived morphology of distant galaxies and probably explains generally why discs are basically undetectable at $z \geq 1.5$. The decrement due to dimming is of ~ 7 mag at redshift 3.8. Only the central disc and spheroidal components are of sufficiently high surface brightness to be detectable, even in deep images (Stockton et al. 2008).

If radio-load galaxies are a subpopulation of the massive radio-quiet galaxies that are undergoing an episode of vigorous star formation, it may well be that the powerful AGNs illuminate the surrounding gas and dust in the disc over larger scales than would not otherwise be visible on account of surface brightness dimming. Even the continuum emission would be affected owing to the scattering of the AGN continuum by dust. Moreover, in the population of radio-quiet massive galaxies, the stellar population does not have the massive young stellar component we have observed in IR-luminous powerful radio galaxies, and therefore would be less luminous in both the far-IR and in the optical, perhaps below the threshold of detectability. The massive evolved starburst in IR-luminous powerful radio galaxies contributes to the illumination of the disc over larger scales, giving values above the surface brightness threshold. Observing extended emission preferentially in radio galaxies confirms the coexistence of the radio and starburst activity in the short star-forming episode perhaps initiated by gas-rich mergers. Of course, the jet would also have an impact through its interaction with the surrounding gas, namely by compressing and heating it.

This shaping of the gas by the radio jet may also lead to stronger extended emission in both the emission lines and the continuum.

More knowledge on the kinematics and apparent morphology, which is strongly modified by distance effects, is also required for justifying the spheroidal structure of early-type galaxies. In the case of radio galaxies, all these properties have to be associated with the presence of a supermassive black hole. Future studies will focus on the luminosity relationship between AGNs and star formation activity of a larger sample of HeRGÉ galaxies.

6 CONCLUSIONS

From the PÉGASE.3 evolutionary spectral synthesis of two $z = 3.8$ radio galaxies, the SED fitting over a large wavelength range (UV/optical to far-IR/submm) identifies two distinct stellar components. The originality and specificity of the analysis is to work in the observer's frame by using robust local templates, corrected at high z for the expansion of the Universe (k -corrected) and for evolution owing to distance (e -corrected), following scenario libraries by types of the code PÉGASE.3. At any time, synthetic templates are continuously computed with coherent UV/optical stellar emission and dust absorption re-emitted in the far-IR. Instantaneous (1 Myr) starbursts and a variety of scenarios of the Hubble sequence, varying with star formation time-scales over 1–10 Gyr, are considered for building template libraries. Best SED fits are derived in the observer's frame by a χ^2 algorithmic procedure on a model incorporating two stellar components, plus a simple AGN model.

The main results are similar for the two galaxies at $z = 3.8$, as follows.

- (i) One single component is unable to explain the complete SED, whatever types and ages are considered.
- (ii) The sum of two stellar components gives the best SED fits, as detailed in the following points:
 - (a) A 1-Myr starburst, observed at an age of 30 Myr, forming a huge stellar mass $\sim 10^{11} M_{\odot}$ in a dense ($10 \times$ standard ISM) medium, dominant in the far-IR *Herschel* to submm and in the optical domains.
 - (b) The discovery in the K band to *Spitzer*/mid-IR domains ($1 \mu\text{m}$ rest-frame) of an already evolved (~ 1 Gyr at $z = 4$) population.
 - (iii) The evolved stellar component is compatible with an early-type galaxy (SO-elliptical) initiated at early epochs ($z_{\text{for}} \geq 10$), with possible galactic winds.
 - (iv) The mass of the evolved component is huge, $10^{11\text{--}12} M_{\odot}$ for the two galaxies at $z \simeq 4$.
 - (v) The possibility of a gas-rich merger (associated with a possible jet–cloud interaction) is favoured.

Over the longer term, we intend to include a more refined modelling of the AGN contribution to the overall SED in the PÉGASE.3 evolutionary synthesis models and to model the optical, *Herschel*/submm and *Spitzer* SED data of the HeRGÉ sample over its entire redshift range ($1 \leq z \leq 5$).

ACKNOWLEDGMENTS

This work was based on observations taken with the European Southern Observatory Very Large Telescope, Paranal, Chile, with program ID 069.B-0078. It is also based in part on observations made with *Herschel*, a European Space Agency Cornerstone Mission with significant participation by NASA.

We finally thank the referee Dr Alan Stockton for his helpful comments and suggestions, which aided us in clarifying our arguments.

REFERENCES

- Adam G., Rocca-Volmerange B., Gerard S., Ferruit P., Bacon R., 1997, *A&A*, 326, 501
- Archibald E., Dunlop J., Hughes D., Rawlings S., Eales S., Ivison R., 2001, *MNRAS*, 323, 417
- Bicknell G. V., Sutherland R. S., van Breugel W. J. M., Dopita M. A., Dey A., Miley G. K., 2000, *ApJ*, 540, 678
- Bornancini C. G., De Breuck C., de Vries W., Croft S., van Breugel W., Röttgering H., Minniti D., 2007, *MNRAS*, 378, 551
- Carilli C. L., Owen F. N., Harris D. E., 1994, *AJ*, 107, 480
- Chambers K. C., Miley G., van Breugel W. J., 1990, *ApJ*, 363, 21
- Chini R., Kruegel E., 1994, *A&A*, 288, L33
- Condon J. et al., 1998, *AJ*, 115, 1693
- Contursi A. et al., 2012, arXiv:1210.3496
- De Breuck C., van Breugel W., Röttgering H., Miley G., 2000, *A&A*, 143, 303
- De Breuck C., van Breugel W., Stanford S. A., Röttgering H., Miley G., Stern D., 2002a, *AJ*, 123, 637
- De Breuck C., Tang Y., de Bruyn A. G., Röttgering H., van Breugel W., 2002b, *A&A*, 394, 59
- De Breuck C., Downes D., Neri R., van Breugel W., Reuland M., Omont A., Ivison R., 2005, *A&A*, 430, L1
- De Breuck C. et al., 2010, *ApJ*, 725, 36
- Dey A., van Breugel W., Vacca W., Antonucci R., 1997, *ApJ*, 490, 698
- Douglas J. N., Bash F. N., Bozyan F. A., Torrence G. W., Wolfe C., 1996, *AJ*, 111, 1945
- Drouart G., De Breuck C., Vernet J., Laing R. A., Seymour N. et al., 2012, *A&A*, 548, 45
- Dunlop J. S., Hughes D. H., Rawlings S., Eales S. A., Ward M. J., 1994, *Nat*, 370, 347
- Dwek E., 1998, *ApJ*, 501, 643
- Engel H. et al., 2010, *ApJ*, 724, 233
- Exposito J., Gratadour D., Clénet Y., Rouan D., 2011, *A&A*, 533, 63
- Fioc M., Rocca-Volmerange B., 1997, *A&A*, 326, 950
- Fioc M., Rocca-Volmerange B., 1999a, *A&A*, 344, 393
- Fioc M., Rocca-Volmerange B., 1999b, arXiv:astro-ph/9912179
- Graham J. R. et al., 1994, *ApJ*, 420, L5
- Greve T. R., Stern D., Ivison R. J., De Breuck C., Kovács A. M., Bertoldi F., 2007, *MNRAS*, 382, 48
- Guhathakurta P., Draine B. T., 1989, *ApJ*, 345, 230
- Guideroni B., Rocca-Volmerange B., 1987, *A&A*, 186, 1
- Ivison R. J. et al., 2008, *Cat*, 83800199
- Ivison R. et al., 2010, *A&A*, 518, L31 (arXiv:1206.4046)
- Kriek M. et al., 2006, *ApJ*, 645, 44
- Krolik J. H., Begelman M. C., 1988, *ApJ*, 329, 702
- Kroupa P., Tout C. A., Gilmore G., 1993, *MNRAS*, 262, 545
- Lackner C. N., Cen R., Ostriker J. P., Joung M. R., 2012, *MNRAS*, 425, 641
- Lacy M., Petric A. O., Martı́nez-Sansigre A., Ridgway S. E., Sajina A., Urrutia T., Farrah D., 2011, *AJ*, 142, 196
- Le Borgne D., Rocca-Volmerange B., 2002, *A&A*, 386, 446
- Li Y. et al., 2007, *ApJ*, 665, 187
- Lilly S. J., Longair M. S., 1984, *MNRAS*, 211, 833
- Marigo P., 2001, *A&A*, 370, 194
- Mathews W. G., Baker J. C., 1971, *ApJ*, 170, 241
- Miley G. K., Chambers K. C., van Breugel W. J. M., Macchetto F., 1992, *ApJ*, 401, 69
- Mullaney J. R., Alexander D. M., Huynh M., Goulding A. D., Frayer D., 2010, *MNRAS*, 401, 995
- Papadopoulos P., Greve T. R., Ivison R. J., De Breuck C., 2005, *A&A*, 444, 813
- Pentericci L., McCarthy P. J., Röttgering H. J. A., Miley G. K., van Breugel W. J. M., Fosbury R., 2001, *ApJS*, 135, 63
- Pier E. A., Krolik J. H., 1992, *ApJ*, 401, 99
- Portinari L., Chiosi C., Bressan A., 1998, *A&A*, 334, 505
- Reuland M., Röttgering H. J. A., van Breugel W., De Breuck C., 2004, *MNRAS*, 353, 377
- Rocca-Volmerange B., Guiderdoni B., 1988, *A&AS*, 75, 93
- Rocca-Volmerange B., Le Borgne D., De Breuck C., Fioc M., Moy E., 2004, *A&A*, 415, 931
- Rocca-Volmerange B., de Lapparent V., Seymour N., Fioc M., 2007, *A&A*, 475, 801
- Seymour N. et al., 2007, *ApJS*, 171, 353
- Seymour N. et al., 2008, *ApJ*, 681, L1
- Seymour N., Symeonidis M., Page M. the HerMES consortium, 2010, arXiv:1012.5085
- Seymour N. et al., 2012, *ApJ*, 755, 146
- Stockton A., McGrath E., Canalizo G., Iye M., Maihara T., 2008, *ApJ*, 672, 146
- Thielemann F.-K., Nomoto K., Yokoi K., 1986, *A&A*, 158, 17
- van Breugel W. J. M., Stanford S. A., Spinrad H., Stern D., Graham J. R., 1998, *ApJ*, 502, 614
- van Dokkum P. G. et al., 2008, *ApJ*, 677, L5
- Városi F., Dwek E., 1999, *ApJ*, 523, 265
- Vernet J., Fosbury R. A. E., Villar-Martín M., Cohen M. H., Cimatti A., di Serego Alighieri S., Goodrich R. W., 2001, *A&A*, 366, 7
- Woosley S. E., Weaver T. A., 1995, *ApJS*, 101, 181
- Wylezalek D. et al., 2012, *MNRAS*, in press (arXiv:1210.6361)
- Xilouris E. M., Madden S. C., Galliano F., Vigroux L., Sauvage M., 2004, *A&A*, 416, 41
- Zirm A. W., Dickinson M., Dey A., 2003, *ApJ*, 585, 90

This paper has been typeset from a $\text{\TeX}/\text{\LaTeX}$ file prepared by the author.

§ 4.3 L'ÉCHANTILLON ARPÈGE

On s'intéresse ici à l'étude précise des différentes composantes présentes dans un sous-échantillon d'HeRGÉ, que l'on nommera ici ARPÈGE pour "Analysis of Radio galaxies with PÉGASE for Galaxy Evolution". De façon complémentaire à l'approche globale utilisée sur tout l'échantillon, on définit maintenant un sous-échantillon avec les meilleurs données infrarouges et submillimétriques. Cette sélection a toutefois un biais qu'il sera utile de garder à l'esprit tout au long de l'analyse. Ayant des détections *Herschel*, ces galaxies font partie des objets les plus brillants en infrarouge. De plus, on cherche des données en optique et infrarouge proche dans la littérature. L'existence de ces données est capitale pour apporter des contraintes sur l'âge des populations, notamment grâce à la discontinuité à 4000Å (c.f. section 2.1.3.3).

Le tableau 4.1 présente les sources retenues pour cette étude, ainsi que leurs principales caractéristiques, classées par ordre de redshift croissant. On reporte ensuite pour chaque source, dans le tableau de données, le filtre utilisé, l'ouverture, la contribution d'une raie en émission lorsque qu'elle est connue, le flux et son incertitude associée, ainsi que la référence.

Des données polarimétriques sont également disponibles pour une partie de l'échantillon ARPÈGE. Elles apportent ici une précieuse information à propos de la contamination éventuelle de la lumière de l'AGN réfléchi par la poussière. Utilisant des modèles tels que celui présenté dans [Manzini & di Serego Alighieri \(1996\)](#), on peut prédire une plage de contribution de l'AGN dans les données optiques et proche infrarouge.

On néglige ici partiellement l'émission du continu nébulaire. Celle provenant des étoiles est déjà implémentée dans le code PÉGASE.3. Quant à l'AGN, une partie est intégrée dans le modèle du tore de l'AGN, mais pas dans son cône d'ionisation. [Dickson et al. \(1995\)](#) ont trouvé que cette contribution pouvait être importante, en particulier dans l'UV.

Une estimation de ce continu nébulaire AGN est possible grâce au diagnostic des raies en émission HeII ou H β et un modèle de nébuleuse, supposant une grande profondeur optique, où les photons Lyman vont être absorbés et ré-émis plusieurs fois ([Osterbrock, 1989](#), approximation dite "case B",). Ce diagnostic révèle une contribution relativement faible, estimé au maximum à 15% ([Vernet et al., 2001](#); [Buchard, 2008](#)). Une addition de cette composante est prévue dans un futur proche car toutes les galaxies possèdent au moins un spectre pour une de ces deux raies. Elle est néanmoins considérée comme négligeable dans cette première approche.

Table 4.1 – *Tableau des 12 galaxies constituant le sous-échantillon ARPÈGE. Les coordonnées indiquées correspondent à la position du coeur radio. ^a déjà présenté dans Rocca-Volmerange et al. (2013)*

| Name | z | RA[J2000] | Dec[J2000] | Polarisation[%] | References |
|----------------------------|-------|---------------|---------------|--|--|
| 3C 368 | 1.132 | 18 :05 :06.37 | +11 :01 :33.1 | 7.6 ± 0.9 (V) 2.5 ± 1.2 (R) 10.1 ± 1.8 (V) 2.1 ± 0.6 (NF) | di Serego Alighieri et al. (1989) di Serego Alighieri et al. (1989) Scarrott et al. (1990) Scarrott et al. (1990) |
| 3C 470 | 1.653 | 23 :58 :36.00 | +44 :04 :45.0 | ... | |
| 6CE 0905+3955 | 1.883 | 09 :08 :16.90 | +39 :43 :26.0 | ... | |
| MRC 0324-228 | 1.894 | 03 :27 :04.54 | -22 :39 :42.1 | 6.5 ^{+3.8} _{-3.3} (R) | Buchard (2008) |
| PKS 1138-262 | 2.156 | 11 :40 :48.38 | -26 :29 :08.8 | ... | |
| MRC 0406-244 | 2.427 | 04 :08 :51.46 | -24 :18 :16.4 | 2.5 ^{+2.3} _{-2.5} (I) | Buchard (2008) |
| 4C 23.56 | 2.483 | 21 :07 :14.80 | +23 :31 :45.0 | 15.3 ± 2.0 (spec) | Cimatti et al. (1998) |
| MRC 2104-242 | 2.491 | 21 :06 :58.28 | -24 :05 :09.1 | ... | |
| USS 0828+193 | 2.572 | 08 :30 :53.42 | +19 :13 :15.7 | 18.2±3.0 (R) 4.8±3.4 (J) <5.6 (H) 11.2±4.8 (K) | Knopp & Chambers (1997a) Knopp & Chambers (1997a) Knopp & Chambers (1997a) Knopp & Chambers (1997a) |
| 4C 28.58 | 2.891 | 23 :51 :59.20 | +29 :10 :29.0 | ... | |
| 4C 41.17 ^a | 3.792 | 06 :50 :52.23 | +41 :30 :30.1 | <2.4 (spec) | Dey et al. (1995) |
| TN J2007-1316 ^a | 3.840 | 20 :07 :53.26 | -13 :16 :43.6 | ~ 3 (spec) | Rocca-Volmerange et al. (2013) |

4.3.1 Radio galaxie 3C 368

Cette radio galaxie à $z=1.13$ est la plus proche de l'échantillon ARPÈGE. Ce système a été étudié de façon intensive depuis l'optique au domaine radio (e.g. Best et al., 1997, 1998a; Zirm et al., 2003; Reuland et al., 2004; Leipski et al., 2010; Stacey et al., 2010, tableau 4.2).

On reporte les images *HST*, *Spitzer* et *Herschel* pour comparaison en figure 4.4 et 4.3. On peut voir clairement la dégradation de résolution avec l'augmentation de la longueur d'onde. On peut voir la présence d'étoiles dans les images, proches de la galaxie. Les données sont : soit choisies avec une petite ouverture avec la possibilité de perdre une partie du flux de la galaxie, soit avec une ouverture grande mais avec soustraction de l'émission l'étoile. Les étoiles peuvent être bien isolées dans les images optique et proche infrarouge. Dans le cas de l'infrarouge moyen, la contribution de celle-ci décroît, permettant donc de faire l'hypothèse que, malgré la diminution de résolution et donc du pouvoir de séparation de ces 2 objets, elle n'a qu'une contribution négligeable à plus grande longueur d'onde.

Cette galaxie présente une morphologie particulière. Dans l'image *HST* présentée en figure 4.3, on peut voir que deux composantes sont susceptibles d'être identifiées comme étant la radio galaxie. En passant dans l'infrarouge, on peut voir que le pic d'émission se décale vers le Nord. Comme il est suggéré dans Stockton et al. (1996), ceci laisse supposer que la galaxie est obscurcie dans l'optique par la poussière.

Cette galaxie possède de nombreuses mesures de polarimétrie, pas toujours cohérentes entre elles (di Serego Alighieri et al., 1989; Scarrott et al., 1990; Best et al., 1997), nécessitant un travail plus approfondi.

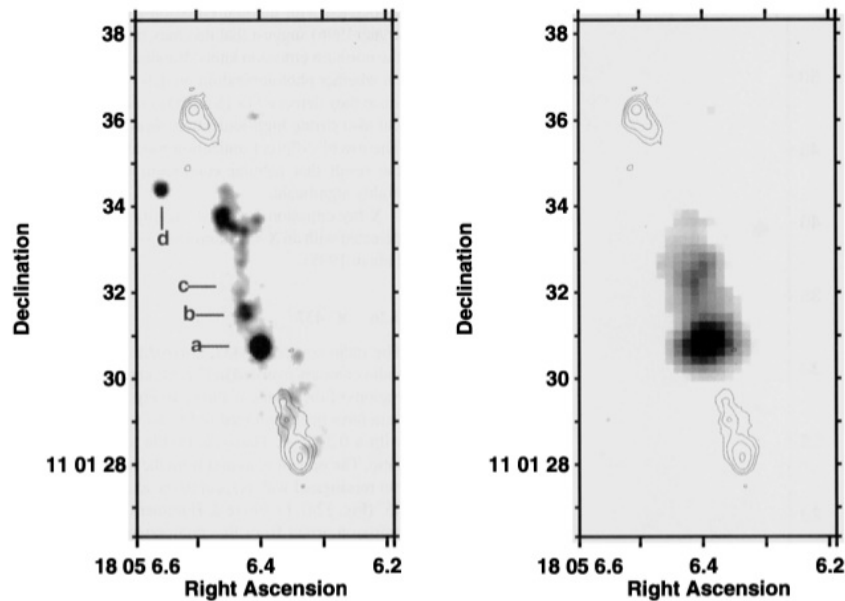


Figure 4.3 – À gauche : Somme des images F702W et F791W du HST de 3C 368 ($z=1.132$). À droite : Image en bande K provenant du UKIRT. Les contours radio proviennent de la bande à 8.4 GHz du VLA. Images tirées de [Best et al. \(1997\)](#). Les composantes a et d sont des étoiles. Les composantes b et c appartiennent à la galaxie (c.f. text).

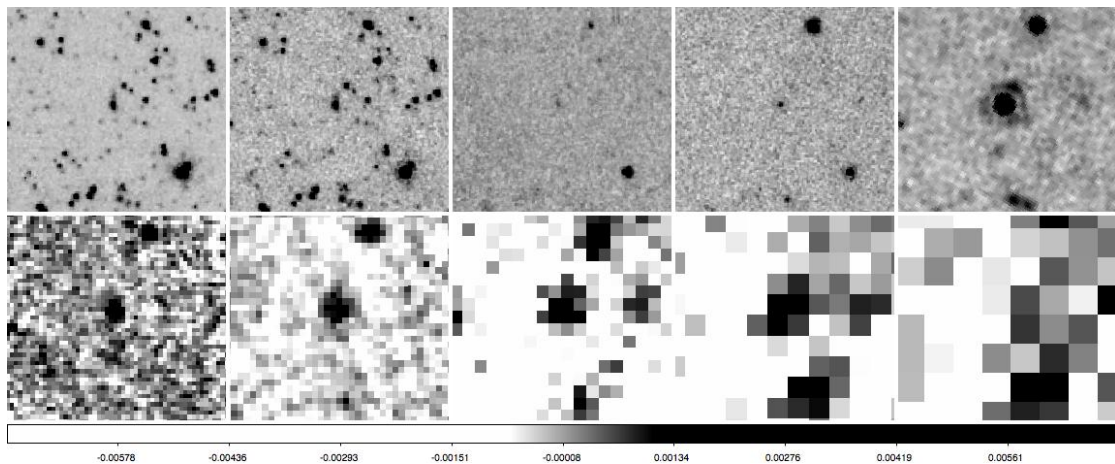


Figure 4.4 – Images Spitzer et Herschel de 3C 368 centrées sur la radio galaxie. 1^{ère} ligne, de gauche à droite : IRAC ($3.6 \mu\text{m}$), IRAC ($4.5 \mu\text{m}$), IRAC ($5.8 \mu\text{m}$), IRAC ($8 \mu\text{m}$), MIPS ($24 \mu\text{m}$). 2^e ligne, de gauche à droite : PACS ($70 \mu\text{m}$), PACS ($160 \mu\text{m}$), SPIRE ($250 \mu\text{m}$), SPIRE ($350 \mu\text{m}$), SPIRE ($500 \mu\text{m}$). Le Nord est en haut, l'Est à gauche, les images mesurent environ 2 arcmin de côté.

Table 4.2 – Tableau de données pour 3C 368 ($z=1.132$). λ_0 est la longueur d'onde centrale, Δ_λ la largeur à mi-hauteur (FWHM), "tot" dans la 3e colonne signifie que le flux provient d'une photométrie d'ouverture avec une correction d'ouverture incluse, comptant pour le flux total émis par la source, prenant en compte l'énergie perdue par le système optique du télescope. Cette correction étant dépendante de l'instrument et de la façon de réaliser la photométrie, nous reportons le lecteur à la référence indiquée pour plus de précisions. Les limites supérieures sont indiquées à 3σ .

| Filter | λ_0 [μm] | Δ_λ [μm] | Aperture [arcsec] | Line [%] | Flux [μJy] | ΔF [μJy] | References |
|-----------|----------------------------------|---------------------------------------|----------------------|-------------|----------------------------|----------------------------------|----------------------------|
| B(CFHT) | 0.45 | 0.06 | tot | - | 11.5 | 1.6 | Djorgovski et al. (1987) |
| R(CFHT) | 0.65 | 0.06 | tot | - | 17.2 | 2.5 | Djorgovski et al. (1987) |
| F702W | 0.68 | 0.075 | 9 | 24 | 21.7 | 2.1 | Best et al. (1997) |
| F791W | 0.78 | 0.061 | 9.0 | 38 | 28.0 | 2.7 | Best et al. (1997) |
| J(UKIRT) | 1.27 | 0.135 | 4.0 | 3 | 36.9 | 4.0 | Inskip et al. (2006) |
| H(UKIRT) | 1.67 | 0.13 | 4.0 | 2 | 71.6 | 9.1 | Inskip et al. (2006) |
| K(UKIRT) | 2.2 | 0.3 | 4.0 | 4 | 85.0 | 8.2 | Inskip et al. (2006) |
| IRAC1 | 3.6 | 0.37 | tot | - | 126 | 13.0 | De Breuck et al. (2010) |
| IRAC2 | 4.5 | 0.5 | tot | - | 112 | 11.0 | De Breuck et al. (2010) |
| IRAC3 | 5.8 | 0.7 | tot | - | 112 | 11.0 | De Breuck et al. (2010) |
| IRAC4 | 8.0 | 1.4 | tot | - | 210 | 21.0 | De Breuck et al. (2010) |
| IRS | 16.0 | - | tot | - | 1620 | 180 | De Breuck et al. (2010) |
| MIPS1 | 24.0 | 3.3 | tot | - | 3350 | 50.0 | De Breuck et al. (2010) |
| PACS 70 | 70 | 25 | tot | - | 32300 | 3500 | Drouart et al. (in prep.) |
| PACS 160 | 160 | 75 | tot | - | 52900 | 9100 | Drouart et al. (in prep.) |
| SPIRE 250 | 250 | 70 | tot | - | 35600 | 6200 | Drouart et al. (in prep.) |
| SPIRE 350 | 350 | 105 | tot | - | 19600 | 6500 | Drouart et al. (in prep.) |
| SCUBA 850 | 850 | - | tot | - | 4080 | 1080 | Archibald et al. (2001) |
| SPIRE 500 | 500 | 200 | tot | - | <19000.0 | ... | Drouart et al. (in prep.) |
| IRAM 1300 | 1300 | - | tot | - | <600.0 | ... | Meisenheimer et al. (2001) |

4.3.2 Radio galaxie 3C 470

Deuxième galaxie de l'échantillon à un redshift $z=1.65$. Comme une bonne partie des galaxies du catalogue 3C, cette galaxie bénéficie d'une excellente couverture spectrale grâce aux nombreuses campagnes d'observation menées.

Cette galaxie présente également deux composantes dans les images à haute résolution (figure 4.5). On remarque encore la présence d'étoiles relativement proches dans le champ, qui seront englobées avec le flux de la galaxie lors du calcul de la photométrie à plus grande longueur d'onde et plus faible résolution. Cependant, le même argument que pour 3C 368 peut être utilisé, ces étoiles ne contribuent pas de façon significative aux flux à grandes longueurs d'onde.

Cette galaxie semble présenter deux composantes (a et b) de par et d'autre des coordonnées du coeur radio. Cependant, contrairement à beaucoup de cas dans les radio galaxies, ces deux composantes ne sont pas alignées avec l'axe radio. De la même façon que 3C 368, la composante b , apparait peu dans l'image optique mais présente un pic dans la bande K . Dans les images *Spitzer* et *Herschel* (figure 4.6), il semble apparaitre que l'émission se décale vers le nord-ouest. Ce décalage semble correspondre à l'extension que l'on peut apercevoir dans l'image en bande K (figure 4.5).

Table 4.3 – *Tableau de données pour 3C 470 ($z=1.65$). Les colonnes sont les mêmes que dans le tableau 4.2.*

| Filter | λ_0 [μm] | Δ_λ [μm] | Aperture [arcsec] | Line [%] | Flux [μJy] | ΔF [μJy] | References |
|-----------|----------------------------------|---------------------------------------|----------------------|-------------|----------------------------|----------------------------------|---|
| F785LP | 0.87 | 0.14 | - | 15 | 4.71 | 1.8 | Best et al. (1997) |
| K(UKIRT) | 2.2 | 0.3 | 5.0 | - | 38.9 | 5.8 | Best et al. (1997) |
| K(UKIRT) | 2.2 | 0.3 | tot | - | 35.8 | 4.2 | Targett et al. (2011) |
| IRAC1 | 3.6 | 0.37 | tot | - | 49.5 | 10.4 | De Breuck et al. (2010) |
| IRAC2 | 4.5 | 0.5 | tot | - | 75.2 | 11.8 | De Breuck et al. (2010) |
| IRAC3 | 5.8 | 0.7 | tot | - | 70.9 | 10.4 | De Breuck et al. (2010) |
| IRAC4 | 8.0 | 1.4 | tot | - | 266 | 30.0 | De Breuck et al. (2010) |
| IRS | 16.0 | 6.0 | tot | - | 1540 | 180 | De Breuck et al. (2010) |
| MIPS1 | 24.0 | 3.3 | tot | - | 2750 | 40 | De Breuck et al. (2010) |
| PACS 70 | 70 | 25 | tot | - | 21600 | 3700 | Drouart et al. (in prep.) |
| PACS 160 | 160 | 75 | tot | - | 22500 | 7200 | Drouart et al. (in prep.) |
| SPIRE 250 | 250 | 70 | tot | - | 39200 | 5700 | Drouart et al. (in prep.) |
| SPIRE 350 | 350 | 105 | tot | - | 33500 | 6000 | Drouart et al. (in prep.) |
| SPIRE 500 | 500 | 200 | tot | - | 24900 | 6300 | Drouart et al. (in prep.) |
| SCUBA 850 | 850 | - | tot | - | <9300 | ... | Archibald et al. (2001) |

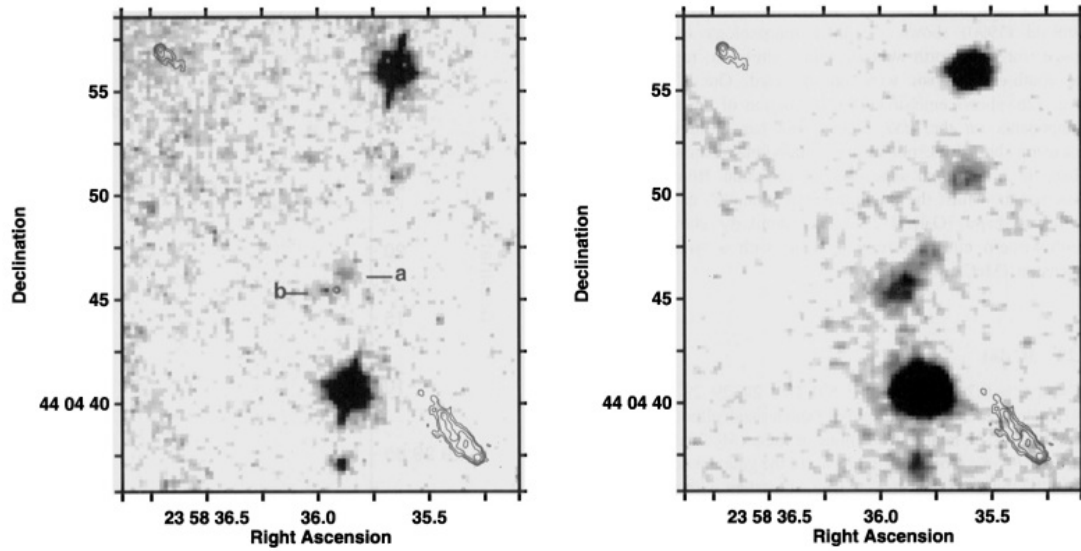


Figure 4.5 – À gauche : Somme des images $F785LPW$ du HST. À droite : Image en bande K provenant du UKIRT. Les contours radio proviennent de la bande à 8.4 GHz du VLA. Images tirées de [Best et al. \(1997\)](#).

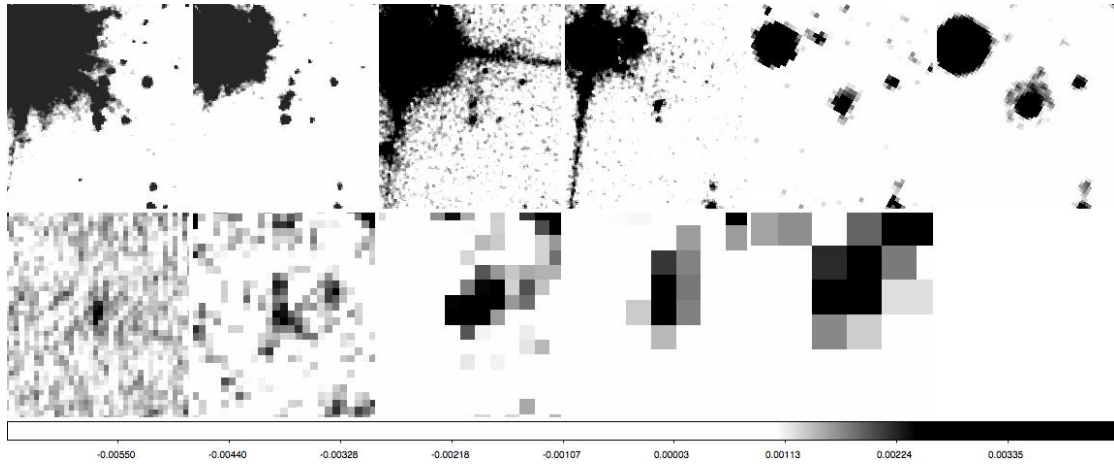


Figure 4.6 – Images *Spitzer* et *Herschel* de 3C 470 ($z=1.65$) centrées sur la radio galaxie. 1^{ère} ligne, de gauche à droite : IRAC ($3.6 \mu\text{m}$), IRAC ($4.5 \mu\text{m}$), IRAC ($5.8 \mu\text{m}$), IRAC ($8 \mu\text{m}$), IRS ($16 \mu\text{m}$), MIPS ($24 \mu\text{m}$). 2^e ligne, de gauche à droite : PACS ($70 \mu\text{m}$), PACS ($160 \mu\text{m}$), SPIRE ($250 \mu\text{m}$), SPIRE ($350 \mu\text{m}$), SPIRE ($500 \mu\text{m}$). Le Nord est en haut, l'Est à gauche, les images mesurent environ 1.3 arcmin de côté.

4.3.3 Radio galaxie 6CE 0905+3955

Cette galaxie est la seule de l'échantillon ARPÈGE à ne pas présenter de données optiques en imagerie, ou en haute résolution. La figure 4.7 présente l'image en bande K . Deux autres sources sont présentes à faible distance de la galaxie. On peut également les voir dans les bandes IRAC (3.6 μm), IRAC (4.5 μm) et une trace dans l'image MIPS (24 μm), dans l'anneau d'Airy au Nord, puis leur disparition dans la bande PACS (70 μm). Néanmoins, ces deux sources étant bien résolues et isolées, une séparation peut être effectuée à courte longueur d'onde.

Les flux calculés depuis différentes images en bande K concordent entre eux dans l'infrarouge. Ce dernier point donne une bonne robustesse aux données infrarouges à défaut de données optiques.

On présente les données retenues pour l'ajustement dans le tableau 4.4. On reporte un valeur de flux calculé dans l'optique obtenue par la mesure du continuum d'un spectre (cont. spec., tableau 4.4) provenant de Rawlings et al. (2001). Cette donnée étant moins fiable pour mesurer l'émission du continu d'une galaxie, notamment à cause d'une ouverture plus petite, n'est reporté qu'à titre de comparaison.

Table 4.4 – *Tableau de données pour 6CE 0905+3955 ($z=1.883$). Les colonnes sont les mêmes que dans le tableau 4.2.*

| Filter | λ_0 [μm] | Δ_λ [μm] | Aperture [arcsec] | Line [%] | Flux [μJy] | ΔF [μJy] | References |
|-------------|----------------------------------|---------------------------------------|----------------------|-------------|----------------------------|----------------------------------|---------------------------|
| K(UKIRT) | 2.2 | 0.3 | 5 | - | 26.5 | 4.5 | Law-Green et al. (1995) |
| Ks(HAWKI) | 2.155 | 0.33 | 4 | - | 26.5 | 4.5 | Eales et al. (1997) |
| IRAC1 | 3.6 | 0.74 | tot | - | 51.8 | 5.4 | De Breuck et al. (2010) |
| IRAC2 | 4.5 | 1.0 | tot | - | 60.1 | 6.2 | De Breuck et al. (2010) |
| IRAC3 | 5.8 | 1.4 | tot | - | 96.8 | 9.8 | De Breuck et al. (2010) |
| IRAC4 | 8.0 | 2.8 | tot | - | 146 | 14.0 | De Breuck et al. (2010) |
| IRS | 16.0 | 6.0 | tot | - | 1440 | 120 | De Breuck et al. (2010) |
| MIPS1 | 24 | 6.6 | tot | - | 3700 | 40.0 | De Breuck et al. (2010) |
| PACS 70 | 70 | 25 | tot | - | 34200 | 2800 | Drouart et al. (in prep.) |
| PACS 160 | 160 | 75 | tot | - | 59800 | 11200 | Drouart et al. (in prep.) |
| SPIRE 250 | 250 | 70 | tot | - | 38800 | 4900 | Drouart et al. (in prep.) |
| SPIRE 350 | 350 | 105 | tot | - | 30900 | 5400 | Drouart et al. (in prep.) |
| SCUBA 850 | 850 | - | tot | - | 3620 | 890 | Archibald et al. (2001) |
| cont. spec. | 0.62 | | - | no | 21.6 | 4.4 | Rawlings et al. (2001) |
| SPIRE 500 | 500 | 200 | tot | - | <16000 | ... | Drouart et al. (in prep.) |

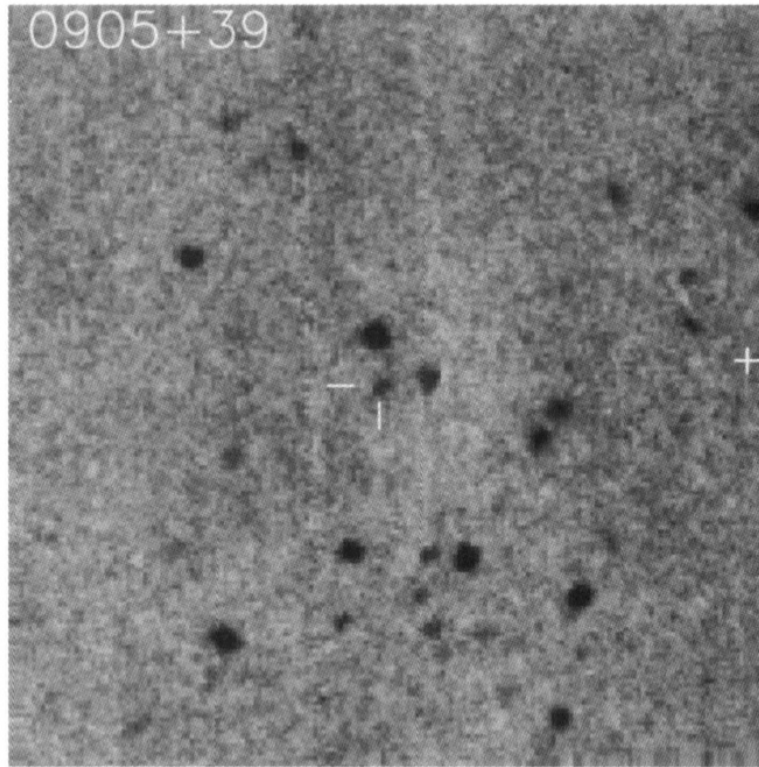


Figure 4.7 – Image en bande K tirée de [Eales et al. \(1997\)](#). L'image correspond à une taille de 89 arcsec de côté.

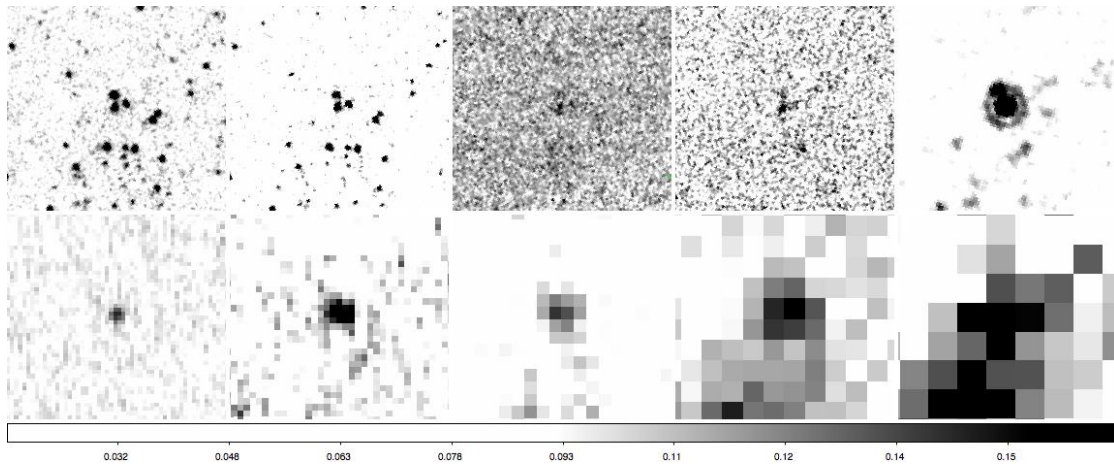


Figure 4.8 – Images Spitzer et Herschel de 6CE 0905+3955 ($z=1.883$) centrées sur la radio galaxie. 1^{ère} ligne, de gauche à droite : IRAC ($3.6 \mu\text{m}$), IRAC ($4.5 \mu\text{m}$), IRAC ($5.8 \mu\text{m}$), IRAC ($8 \mu\text{m}$), MIPS ($24 \mu\text{m}$). 2^e ligne, de gauche à droite : PACS ($70 \mu\text{m}$), PACS ($160 \mu\text{m}$), SPIRE ($250 \mu\text{m}$), SPIRE ($350 \mu\text{m}$), SPIRE ($500 \mu\text{m}$). Le Nord est en haut, l'Est à gauche, les images mesurent environ 2 arcmin de côté.

4.3.4 Radio galaxie MRC 0324-228

Cette galaxie ne possède qu'une image dans le domaine optique en bande *R*. De plus, cette image provient d'une observation polarimétrique (P=6.5%, tableau 4.1). La faible ouverture utilisée pour cette galaxie pose ici un problème de cohérence avec les données à plus grandes longueurs d'onde. En effet, cette galaxie présente 2 composantes à courte longueur d'onde (figure 4.9 et 4.10), qui vont être considérées comme une seule composante à plus grande longueur d'onde (effet de "blending") menant à une incohérence dans la valeur des flux. De plus, dû à un manque de résolution provenant des observations au sol, rien n'indique que ces deux composantes font partie du même système.

Table 4.5 – *Tableau de données pour MRC 0324-228 (1.894). Les colonnes sont les mêmes que dans le tableau 4.2.*

| Filter | λ_0 [μm] | Δ_λ [μm] | Aperture [arcsec] | Line [%] | Flux [μJy] | ΔF [μJy] | References |
|-----------|----------------------------------|---------------------------------------|----------------------|-------------|----------------------------|----------------------------------|---|
| R(Bessel) | 0.65 | 0.16 | 2.5 | - | 1.5 | 0.25 | Buchard (2008) |
| F165M | 1.64 | 0.2 | 4.0 | - | 10.5 | 1.1 | Pentericci et al. (2001) |
| IRAC1 | 3.6 | 0.37 | tot | - | 39.4 | 4.2 | De Breuck et al. (2010) |
| IRAC2 | 4.5 | 0.5 | tot | - | 39.7 | 4.3 | De Breuck et al. (2010) |
| IRAC3 | 5.8 | 0.7 | tot | - | 61.1 | 8.6 | De Breuck et al. (2010) |
| IRAC4 | 8.0 | 1.4 | tot | - | 89.9 | 9.9 | De Breuck et al. (2010) |
| IRS | 16.0 | 6.0 | tot | - | 530.0 | 54.0 | De Breuck et al. (2010) |
| MIPS1 | 24.0 | 3.3 | tot | - | 1880.0 | 35.0 | De Breuck et al. (2010) |
| PACS 160 | 160 | 75 | tot | - | 27900 | 5400 | Drouart et al. (in prep.) |
| SPIRE 250 | 250 | 70 | tot | - | 61800 | 6700 | Drouart et al. (in prep.) |
| SPIRE 350 | 350 | 105 | tot | - | 35500 | 5900 | Drouart et al. (in prep.) |
| SPIRE 500 | 500 | 200 | tot | - | 17500 | 7400 | Drouart et al. (in prep.) |
| LABOCA | 870 | 100 | tot | - | 9000 | 2000 | Drouart et al. (in prep.) |
| PACS 70 | 70 | 25 | tot | - | <9100 | ... | Drouart et al. (in prep.) |

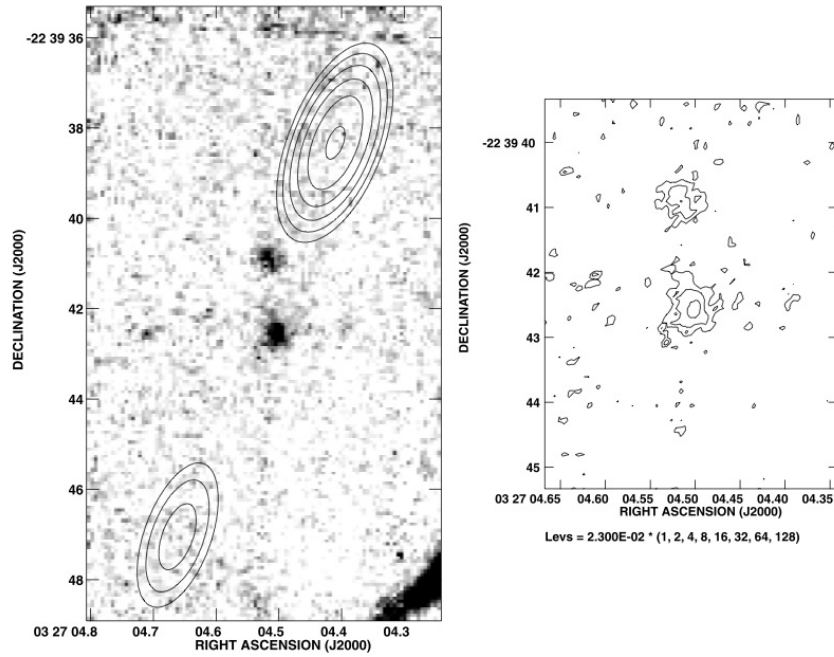


Figure 4.9 – À gauche : Image proche infrarouge HST de MRC 0324-228 (1.894) tirées de *Pentericci et al. (2001)*. À droite : même image qu'à droite mais en contours pour mieux révéler les deux possibles identifications de la galaxie. Les contours radio sont les observations VLA à 4.5 GHz.

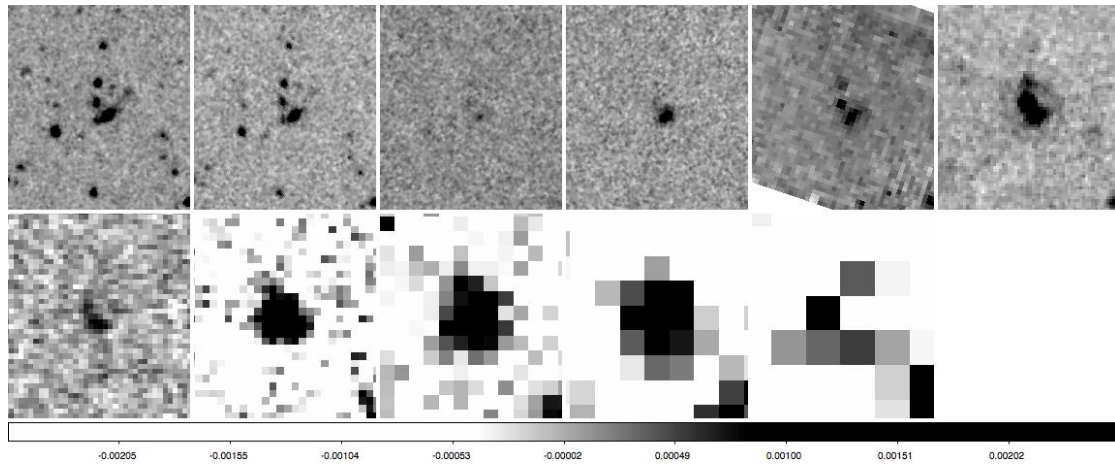


Figure 4.10 – Images Spitzer et Herschel de MRC 0324-228 (1.894) centrées sur la radio galaxie. 1^{ère} ligne, de gauche à droite : IRAC (3.6 μm), IRAC (4.5 μm), IRAC (5.8 μm), IRAC (8 μm), IRS (16 μm), MIPS (24 μm). 2^e ligne, de gauche à droite : PACS (70 μm), PACS (160 μm), SPIRE (250 μm), SPIRE (350 μm), SPIRE (500 μm). Le Nord est en haut, l'Est à gauche, les images mesurent environ 1.3 arcmin de côté.

4.3.5 Radio galaxie PKS 1138-262

Cette galaxie, un des systèmes les plus étudiés (Pentericci et al., 1998; Miley et al., 2006; Hatch et al., 2011; Kuiper et al., 2010; Seymour et al., 2012), est connue sous le nom de "Spiderweb galaxy" en raison de sa morphologie extrêmement particulière. Les images optiques montrent une radio galaxie centrale, complètement encerclée par de multiples composantes. L'image présentée en figure 4.11 illustre parfaitement ce point. Exceptés les objets F_1 et F_2 , toutes les sources sont considérées comme appartenant à la galaxie (Pentericci et al., 1998). Cette galaxie possède également un spectre IRS (Rawlings et al., 2013) qui sera reporté sur les ajustements présentés en section 4.6.

Table 4.6 – *Tableau de données pour PKS 1138-262 ($z=2.156$). (Priv.) pour "private communication". Les colonnes sont les mêmes que dans le tableau 4.2.*

| Filter | λ_0 [μm] | Δ_λ [μm] | Aperture [arcsec] | Line [%] | Flux [μJy] | ΔF [μJy] | References |
|-----------|----------------------------------|---------------------------------------|----------------------|-------------|----------------------------|----------------------------------|---------------------------|
| F475W | 0.48 | 0.14 | 4.0 | - | 7.66 | 0.8 | N. Hatch (Priv.) |
| F814W | 0.8 | 0.2 | 4.0 | - | 14.5 | 1.5 | N. Hatch (Priv.) |
| F110W | 1.1 | 0.52 | 4.0 | - | 29.4 | 3.0 | N. Hatch (Priv.) |
| F160W | 1.6 | 0.4 | 4.0 | - | 87.9 | 9.0 | N. Hatch (Priv.) |
| Ks(ISAAC) | 2.16 | 0.27 | 4.0 | - | 207 | 21.0 | N. Hatch (Priv.) |
| IRAC1 | 3.6 | 0.37 | tot | - | 318 | 32.0 | De Breuck et al. (2010) |
| IRAC2 | 4.5 | 0.5 | tot | - | 497 | 50.0 | De Breuck et al. (2010) |
| IRAC3 | 5.8 | 0.7 | tot | - | 887 | 89.0 | De Breuck et al. (2010) |
| IRAC4 | 8.0 | 1.4 | tot | - | 1500 | 150 | De Breuck et al. (2010) |
| IRS | 16.0 | 0.0 | tot | - | 3020 | 100 | De Breuck et al. (2010) |
| MIPS1 | 24.0 | 3.3 | tot | - | 3890 | 20 | De Breuck et al. (2010) |
| PACS 100 | 100 | 35 | tot | - | 25200 | 2200 | Drouart et al. (in prep.) |
| PACS 160 | 160 | 75 | tot | - | 40200 | 10200 | Drouart et al. (in prep.) |
| SPIRE 250 | 250 | 70 | tot | - | 40400 | 5900 | Drouart et al. (in prep.) |
| SPIRE 350 | 350 | 105 | tot | - | 33000 | 6100 | Drouart et al. (in prep.) |
| SPIRE 500 | 500 | 200 | tot | - | 28900 | 6700 | Drouart et al. (in prep.) |
| SCUBA 850 | 850 | 0.0 | tot | - | 12800 | 3600 | Reuland et al. (2004) |

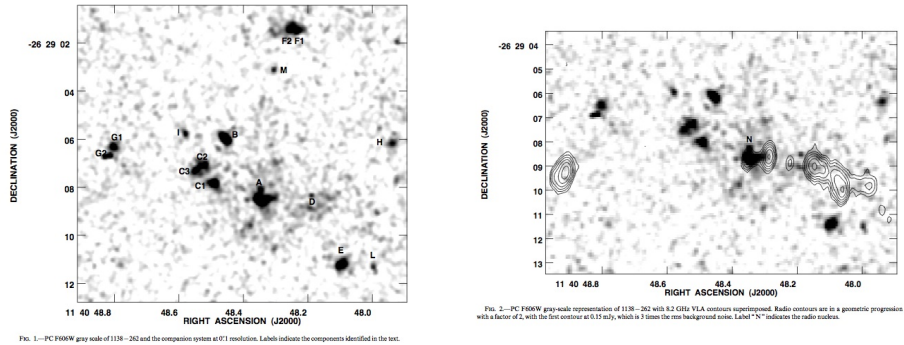


Figure 4.11 – Images *F606W* provenant du *HST* de *PKS 1138-262* ($z=2.156$) tirées de *Pentericci et al. (1998)*. À droite :, surimpression des contours radio à 8.2GHz.

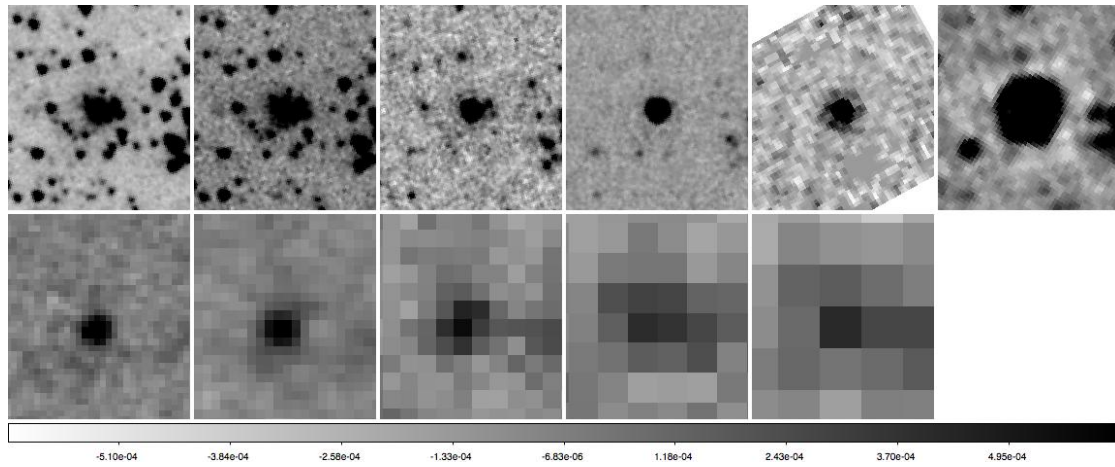


Figure 4.12 – Images *Spitzer* et *Herschel* de *PKS 1138-262* ($z=2.156$) centrées sur la radio galaxie. 1^{ère} ligne, de gauche à droite : *IRAC* (3.6 μm), *IRAC* (4.5 μm), *IRAC* (5.8 μm), *IRAC* (8 μm), *IRS* (16 μm), *MIPS* (24 μm). 2^e ligne, de gauche à droite : *PACS* (100 μm), *PACS* (160 μm), *SPIRE* (250 μm), *SPIRE* (350 μm), *SPIRE* (500 μm). Le Nord est en haut, l'Est à gauche, les images mesurent environ 1 arcmin de côté.

4.3.6 Radio galaxie MRC 0406-244

Cette galaxie à $z=2.43$ possède un excellent jeu de données. Dans l'optique et le proche infrarouge, le système a été étudié par [Rush et al. \(1997\)](#). Les données multi-longueurs d'onde montre également un halo Ly α très étendu pour cette galaxie, proche de la taille radio. Une fois encore, cette galaxie possède une morphologie très particulière, avec de nombreuses surdensités et compagnons (c.f. figure [4.13](#), [4.15](#) et [4.14](#)).

Table 4.7 – *Tableau de données pour MRC 0406-244 ($z=2.427$). Les colonnes sont les mêmes que dans le tableau [4.2](#).*

| Filter | λ_0 [μm] | Δ_λ [μm] | Aperture [arcsec] | Line [%] | Flux [μJy] | ΔF [μJy] | References |
|-----------|----------------------------------|---------------------------------------|----------------------|-------------|----------------------------|----------------------------------|---|
| F555W | 0.52 | 0.12 | 4.0 | - | 2.11 | 0.31 | Rush et al. (1997) |
| r(SDSS) | 0.62 | 0.14 | 4.0 | - | 2.73 | 0.4 | Rush et al. (1997) |
| I(BESS) | 0.79 | 0.14 | 4.0 | - | 6.6 | 1.0 | Rush et al. (1997) |
| J(NIRC) | 1.25 | 0.29 | 4.0 | - | 17.3 | 2.6 | Rush et al. (1997) |
| K(NIRC) | 2.2 | 0.3 | 4.0 | yes | 32.0 | 4.7 | Rush et al. (1997) |
| IRAC1 | 3.6 | 0.37 | tot | - | 40.4 | 4.3 | De Breuck et al. (2010) |
| IRAC2 | 4.5 | 0.5 | tot | - | 43.3 | 4.6 | De Breuck et al. (2010) |
| IRAC4 | 8.0 | 1.4 | tot | - | 63.5 | 14.5 | De Breuck et al. (2010) |
| IRS | 16.0 | 6.0 | tot | - | 637 | 86.0 | De Breuck et al. (2010) |
| MIPS1 | 24.0 | 3.3 | tot | - | 1540 | 40.0 | De Breuck et al. (2010) |
| PACS 160 | 160 | 75 | tot | - | 21500 | 7900 | Drouart et al. (in prep.) |
| SPIRE 250 | 250 | 70 | tot | - | 47600 | 5600 | Drouart et al. (in prep.) |
| SPIRE 350 | 350 | 105 | tot | - | 38700 | 5300 | Drouart et al. (in prep.) |
| SPIRE 500 | 500 | 200 | tot | - | 22800 | 5900 | Drouart et al. (in prep.) |
| LABOCA | 870. | 100 | tot | - | <17800 | ... | Drouart et al. (in prep.) |
| IRAC3 | 5.8 | 0.7 | tot | - | <77.4 | | De Breuck et al. (2010) |
| PACS 100 | 100 | 35 | tot | - | <12300 | | Drouart et al. (in prep.) |

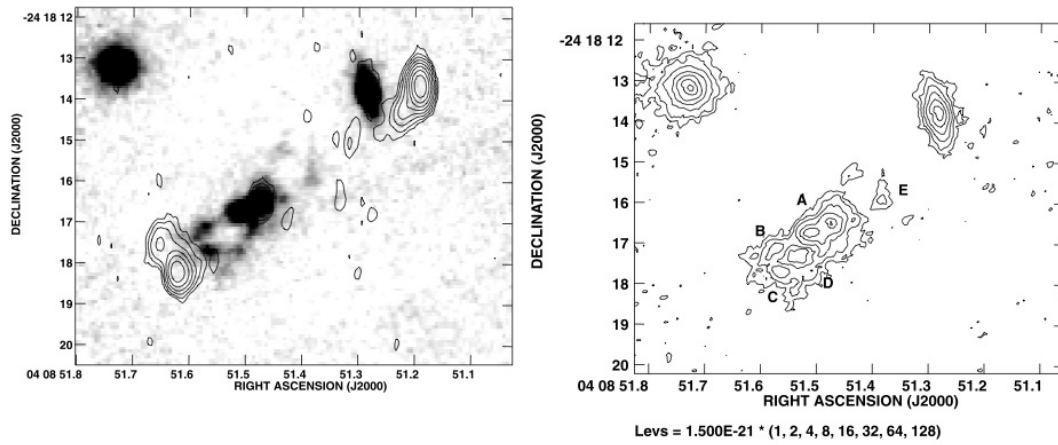


Figure 4.13 – À gauche : Image proche infrarouge HST de MRC 0406-244 ($z=2.427$) tirées de [Pentericci et al. \(2001\)](#). Les contours radio représentent l'émission à 8.4 GHz provenant du VLA. À droite : même image, mais en contours représentant l'émission du continu.

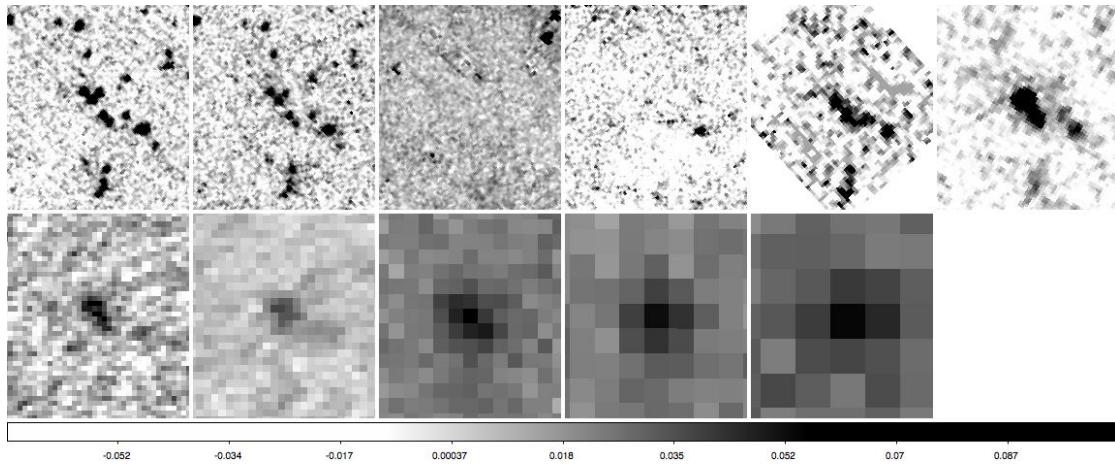


Figure 4.14 – Images Spitzer et Herschel de MRC 0406-244 ($z=2.427$) centrées sur la radio galaxie. 1^{ère} ligne, de gauche à droite : IRAC (3.6 μm), IRAC (4.5 μm), IRAC (5.8 μm), IRAC (8 μm), IRS (16 μm), MIPS (24 μm). 2^e ligne, de gauche à droite : PACS (100 μm), PACS (160 μm), SPIRE (250 μm), SPIRE (350 μm), SPIRE (500 μm). Le Nord est en haut, l'Est à gauche, les images mesurent environ 1 arcmin de côté.

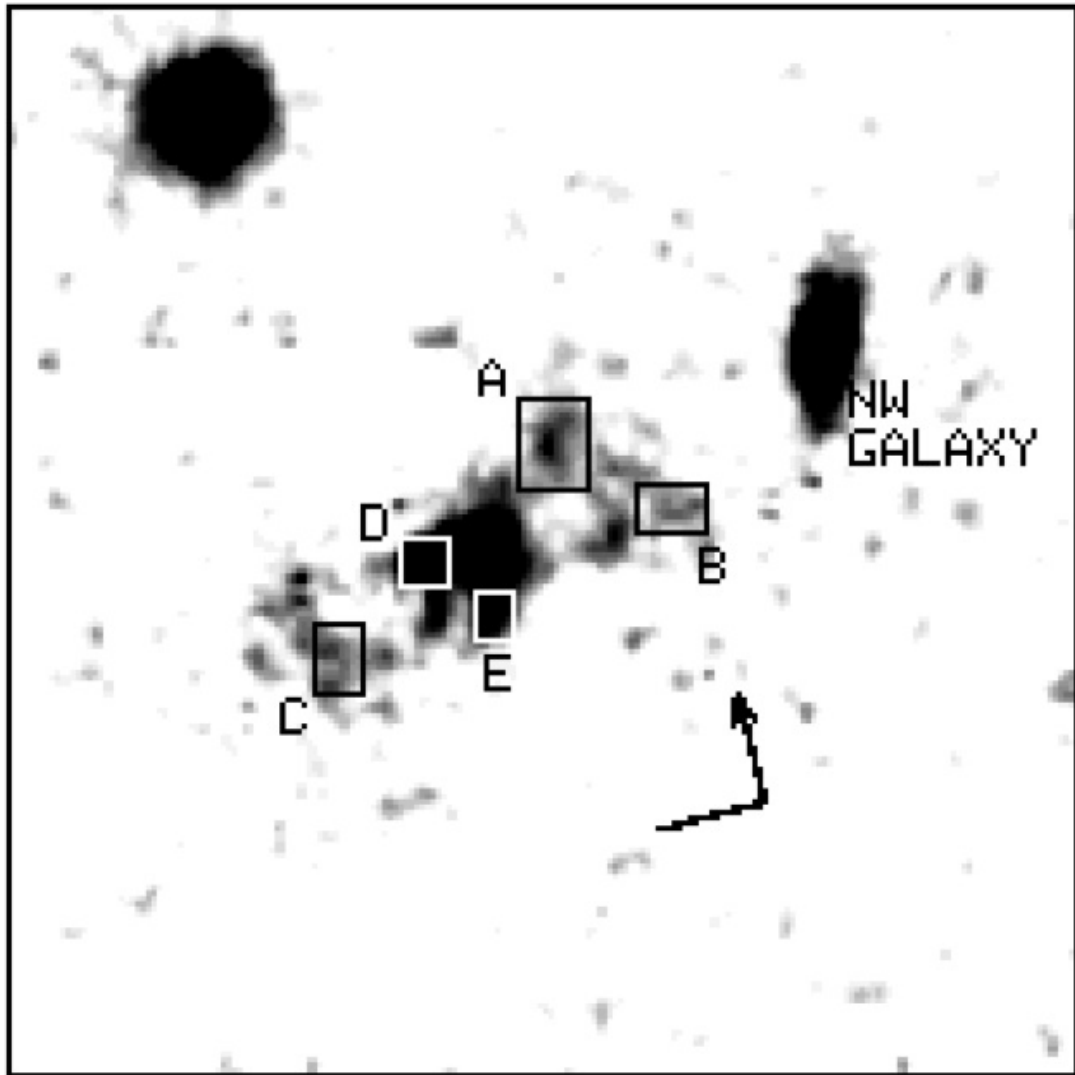


Figure 4.15 – Image HST F675W de MRC 0406-244 ($z=2.427$) tirées de [Rush et al. \(1997\)](#). Les flèches représentent le le Nord et l'Est et correspondent à une taille d'1 arcsec.

4.3.7 Radio galaxie 4C 23.56

Table 4.8 – *Tableau de données pour 4C 23.56 ($z=2.483$). (Priv.) pour "private communication". Les colonnes sont les mêmes que dans le tableau 4.2.*

| Filter | λ_0 [μm] | Δ_λ [μm] | Aperture [arcsec] | Line [%] | Flux [μJy] | ΔF [μJy] | References |
|-----------|----------------------------------|---------------------------------------|----------------------|-------------|----------------------------|----------------------------------|---------------------------|
| V(CFHT) | 0.55 | 0.05 | 3.0 | 25% | 2.06 | 0.05 | Knopp & Chambers (1997b) |
| I(Bessel) | 0.8 | 0.14 | 3.0 | - | 4.39 | 0.12 | Knopp & Chambers (1997b) |
| H(UKIRT) | 1.67 | 0.13 | 1.6x6.0 | 98% | 12.8 | 1.2 | Evans et al. (1996) |
| K(UKIRT) | 2.2 | 0.3 | 3.0 | - | 25.0 | 1.4 | Knopp & Chambers (1997b) |
| IRAC1 | 3.6 | 0.74 | tot | - | 61.1 | 6.4 | De Breuck et al. (2010) |
| IRAC2 | 4.5 | 1.0 | tot | - | 86.2 | 8.8 | De Breuck et al. (2010) |
| IRAC3 | 5.8 | 1.4 | tot | - | 126.9 | 12.8 | De Breuck et al. (2010) |
| IRAC4 | 8.0 | 2.8 | tot | - | 423.7 | 42.5 | De Breuck et al. (2010) |
| IRS | 16.0 | 0.0 | tot | - | 2400.0 | 90.0 | De Breuck et al. (2010) |
| MIPS1 | 24 | 6.6 | tot | - | 4630.0 | 40.0 | De Breuck et al. (2010) |
| MIPS2 | 70 | 19 | tot | - | 30300 | 2958 | De Breuck et al. (2010) |
| PACS 100 | 100 | 35 | tot | - | 29200.0 | 3200 | Drouart et al. (in prep.) |
| PACS 160 | 160 | 75 | tot | - | 17200.0 | 6800 | Drouart et al. (in prep.) |
| U(Bessel) | 0.36 | 0.06 | 3.0 | - | 0.46 | 0.02 | Knopp & Chambers (1997b) |
| J(WIRC) | 1.25 | 0.16 | tot | - | 3.68 | 0.31 | A. Galametz (Priv.) |
| H(WIRC) | 1.65 | 0.3 | tot | - | 13.6 | 1.1 | A. Galametz (Priv.) |
| K(UKIRT) | 2.2 | 0.3 | 1.6x6.0 | 71% | 16.5 | 1.0 | Evans et al. (1996) |
| SPIRE 250 | 250 | 70 | tot | - | <18500 | ... | Drouart et al. (in prep.) |
| SPIRE 350 | 350 | 105 | tot | - | <24200 | ... | Drouart et al. (in prep.) |
| SCUBA 450 | 450 | 0.0 | tot | - | <5100 | ... | Archibald et al. (2001) |
| SPIRE 500 | 500 | 200 | tot | - | <25900 | ... | Drouart et al. (in prep.) |
| SCUBA 850 | 850 | 0.0 | tot | - | <4660 | ... | Archibald et al. (2001) |

Cette radio galaxie est particulière par son émission infrarouge. Il semble qu'elle soit vraisemblablement due à l'AGN (Drouart et al., in prep.). Des observations spectropolarimétriques viennent confirmer un continu optique largement dominé par l'AGN réfléchi sur les poussières (Cimatti et al., 1998). On peut remarquer la superbe image en Ly α (figure 4.16) où le cône d'ionisation est bien visible, indiquant clairement que l'AGN dans cette galaxie est extrêmement actif. Ces caractéristiques rendent difficile l'ajustement de populations stellaires. Cependant, ces caractéristiques font de cette source un excellent banc d'essai pour l'émission du tore dans l'infrarouge. On mentionne également que cette galaxie possède un spectre IRS, publié dans Seymour et al. (2008) et Rawlings et al. (2013) qui sera reporté dans les ajustements.

Cette galaxie a été étudiée dans tout le spectre électromagnétique, fournissant ainsi une quantité considérable de données depuis les X jusqu'en radio. On inclut cette galaxie ici, pour une étude plus poussée des propriétés de son AGN, par comparaison aux autres

galaxies de l'échantillon, moins extrêmes. La décomposition mérite un approfondissement, en particulier dans l'optique où l'on observe une forte contribution de l'AGN et de son continu nébulaire.

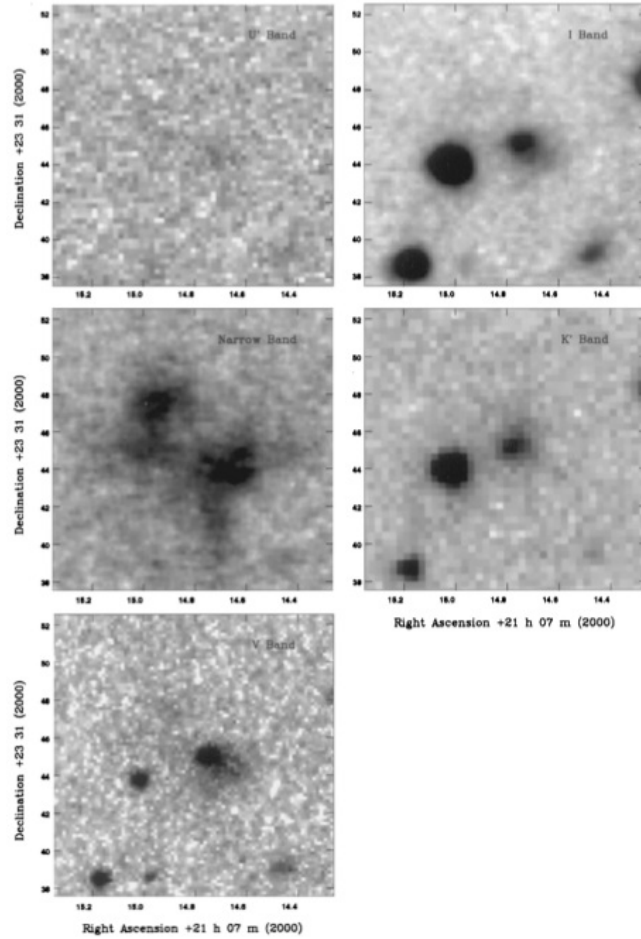


Figure 4.16 – Images de 4C 23.56 ($z=2.483$) tirées de *Knopp & Chambers (1997b)*. Le halo Lyman α en forme de double cône est bien visible dans l'image "Narrow Band", image centrée à $\lambda=4229\text{\AA}$.

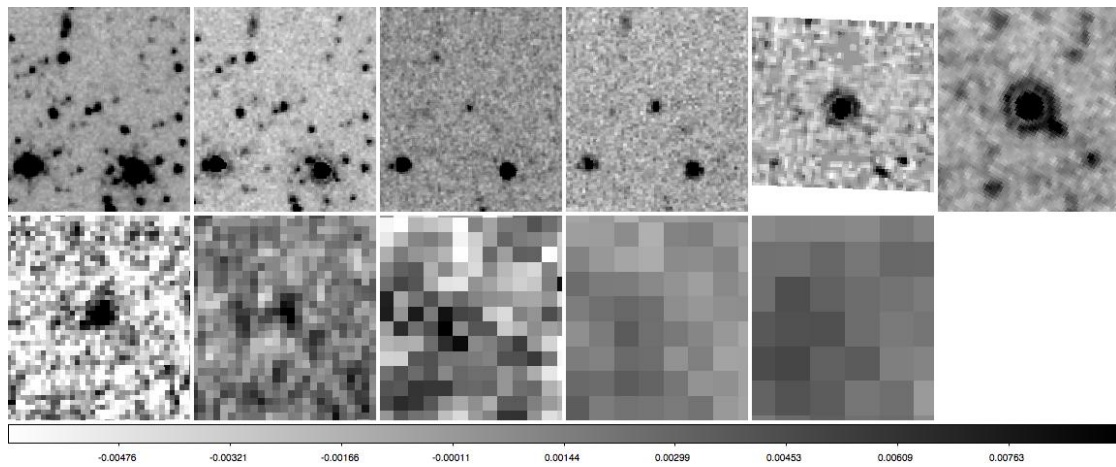


Figure 4.17 – Images Spitzer et Herschel de 4C 23.56 ($z=2.483$) centrées sur la radio galaxie. 1^{ère} ligne, de gauche à droite : IRAC ($3.6 \mu\text{m}$), IRAC ($4.5 \mu\text{m}$), IRAC ($5.8 \mu\text{m}$), IRAC ($8 \mu\text{m}$), MIPS ($24 \mu\text{m}$). 2^e ligne, de gauche à droite : PACS ($100 \mu\text{m}$), PACS ($160 \mu\text{m}$), SPIRE ($250 \mu\text{m}$), SPIRE ($350 \mu\text{m}$), SPIRE ($500 \mu\text{m}$). Le Nord est en haut, l'Est à gauche, les images mesurent environ 1 arcmin de côté.

4.3.8 Radio galaxie MRC 2104-242

Cette galaxie du catalogue MRC à $z=2.49$ comprend plusieurs composantes. Elle est identifiée comme étant la composante Sud, la plus brillante, centrée avec l'émission en bande K (c.f. figure 4.19). Cette galaxie présente également une émission spectaculaire $\text{Ly}\alpha$, et un spectre à haute résolution dans l'optique qui confirme l'extension de la raie jusqu'aux lobes radio (Pentericci et al., 2001).

Table 4.9 – *Tableau de données pour MRC 2104-242 ($z=2.49$). Les colonnes sont les mêmes que dans le tableau 4.2.*

| Filter | λ_0 [μm] | Δ_λ [μm] | Aperture [arcsec] | Line [%] | Flux [μJy] | ΔF [μJy] | References |
|-----------|----------------------------------|---------------------------------------|----------------------|-------------|----------------------------|----------------------------------|---------------------------|
| F606W | 0.59 | 0.16 | 4.0 | - | 3.28 | 0.3 | Pentericci et al. (1999) |
| F160W | 1.6 | 0.43 | 4.0 | 26 | 29.5 | 3.8 | Pentericci et al. (2001) |
| IRAC1 | 3.6 | 0.74 | tot | - | 28.1 | 3.3 | De Breuck et al. (2010) |
| IRAC2 | 4.5 | 1.0 | tot | - | 29.7 | 3.5 | De Breuck et al. (2010) |
| IRAC3 | 5.8 | 1.4 | tot | - | 32.8 | 10.0 | De Breuck et al. (2010) |
| MIPS1 | 24 | 6.6 | tot | - | 709 | 48.0 | De Breuck et al. (2010) |
| PACS 100 | 100 | 35 | tot | - | 14400 | 3500 | Drouart et al. (in prep.) |
| PACS 160 | 160 | 75 | tot | - | 22000 | 8400 | Drouart et al. (in prep.) |
| SPIRE 250 | 250 | 70 | tot | - | 14200 | 5100 | Drouart et al. (in prep.) |
| SPIRE 350 | 350 | 105 | tot | - | 21100 | 6600 | Drouart et al. (in prep.) |
| IRAC4 | 8.0 | 2.8 | tot | - | <54.4 | ... | De Breuck et al. (2010) |
| IRS | 16.0 | 6.0 | tot | - | <325.5 | ... | De Breuck et al. (2010) |
| SPIRE 500 | 500 | 200 | tot | - | <15800.0 | ... | Drouart et al. (in prep.) |

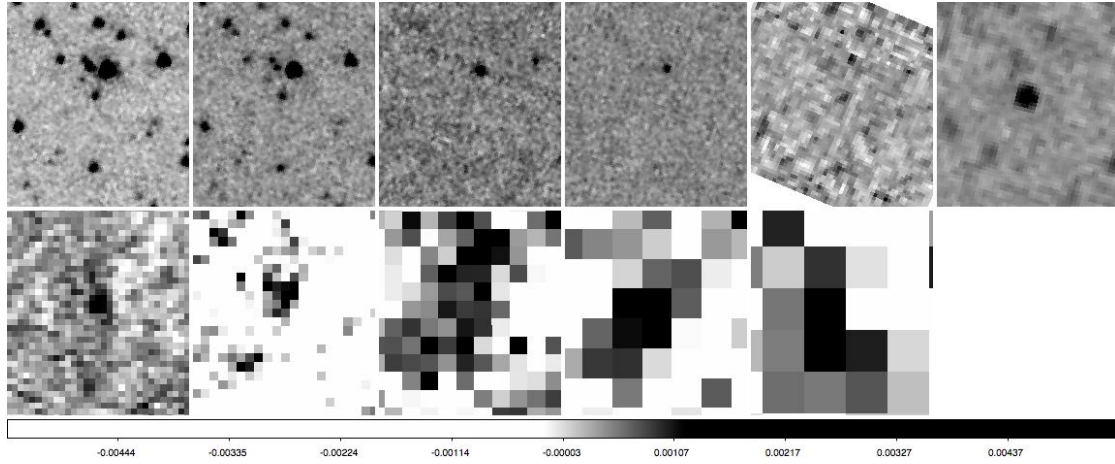


Figure 4.18 – Images Spitzer et Herschel de MRC 2104-242 ($z=2.49$) centrées sur la radio galaxie. 1^{re} ligne, de gauche à droite : IRAC ($3.6 \mu\text{m}$), IRAC ($4.5 \mu\text{m}$), IRAC ($5.8 \mu\text{m}$), IRAC ($8 \mu\text{m}$), MIPS ($24 \mu\text{m}$). 2^e ligne, de gauche à droite : PACS ($100 \mu\text{m}$), PACS ($160 \mu\text{m}$), SPIRE ($250 \mu\text{m}$), SPIRE ($350 \mu\text{m}$), SPIRE ($500 \mu\text{m}$). Le Nord est en haut, l'Est à gauche, les images mesurent environ 1 arcmin de côté.

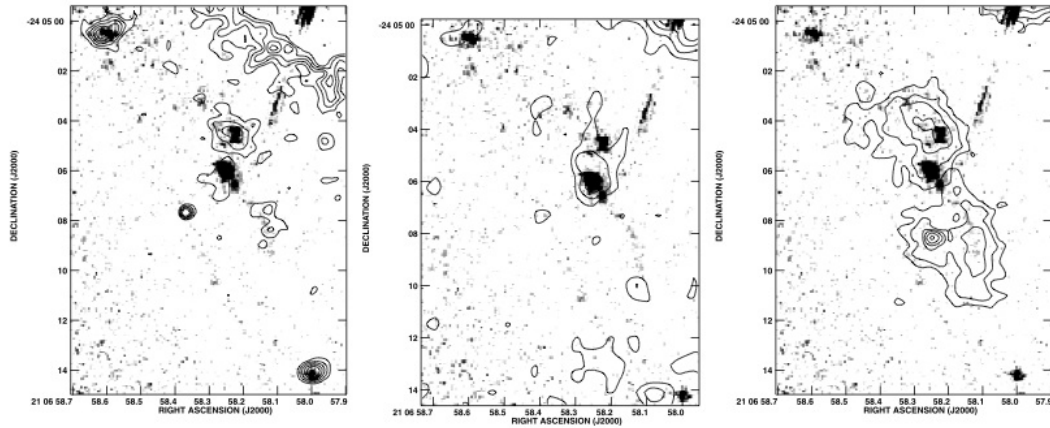


Figure 4.19 – Images de MRC 2104-242 ($z=2.49$) tirées de [Pentericci et al. \(2001\)](#). À gauche : Image NICMOS (HST) avec les contours d'une observation en bande R . Au centre : Image NICMOS (HST) avec les contours en bande K À droite : Image NICMOS (HST) avec les contours en bande étroite centrée sur l'émission $\text{Ly}\alpha$.

4.3.9 Radio galaxie USS 0828+193

Cette galaxie à $z=2.57$ possède un grand nombre de données dont des études polarimétriques (Knopp & Chambers, 1997c). La présence d'une étoile à 3 arcsec au sud complique considérablement l'interprétation, dans l'évaluation de la qualité de la photométrie disponible pour cette source.

Table 4.10 – *Tableau de données pour USS 0828+193 ($z=2.57$). Les colonnes sont les mêmes que dans le tableau 4.2.*

| Filter | λ_0 [μm] | Δ_λ [μm] | Aperture [arcsec] | Line [%] | Flux [μJy] | ΔF [μJy] | References |
|-----------|----------------------------------|---------------------------------------|----------------------|-------------|----------------------------|----------------------------------|---------------------------|
| F675W | 0.59 | 0.16 | 4.0 | - | 1.51 | 0.15 | Steinbring et al. (2002) |
| J(KIR) | 1.25 | 0.16 | tot | - | 15.2 | 1.5 | Steinbring et al. (2002) |
| H(KIR) | 1.63 | 0.30 | tot | - | 36.1 | 3.5 | Steinbring et al. (2002) |
| K(KIR) | 2.2 | 0.3 | tot | - | 51.2 | 8.9 | Steinbring et al. (2002) |
| IRAC1 | 3.6 | 0.74 | tot | - | 61.7 | 6.9 | De Breuck et al. (2010) |
| IRAC2 | 4.5 | 1.0 | tot | - | 133.0 | 13.0 | De Breuck et al. (2010) |
| IRAC3 | 5.8 | 1.4 | tot | - | 201.0 | 21.0 | De Breuck et al. (2010) |
| IRAC4 | 8.0 | 2.8 | tot | - | 687.0 | 74.0 | De Breuck et al. (2010) |
| IRS | 16.0 | 0.0 | tot | - | 1910 | 130 | De Breuck et al. (2010) |
| MIPS1 | 24 | 6.6 | tot | - | 2880 | 40.0 | De Breuck et al. (2010) |
| PACS 100 | 100 | 35 | tot | - | 18500 | 3500 | Drouart et al. (in prep.) |
| PACS 160 | 160 | 75 | tot | - | 24000 | 9600 | Drouart et al. (in prep.) |
| SPIRE 250 | 250 | 70 | tot | - | 20200 | 4500 | Drouart et al. (in prep.) |
| SPIRE 350 | 350 | 105 | tot | - | 17500 | 4700 | Drouart et al. (in prep.) |
| SPIRE 500 | 500 | 200 | tot | - | <17200 | ... | Drouart et al. (in prep.) |

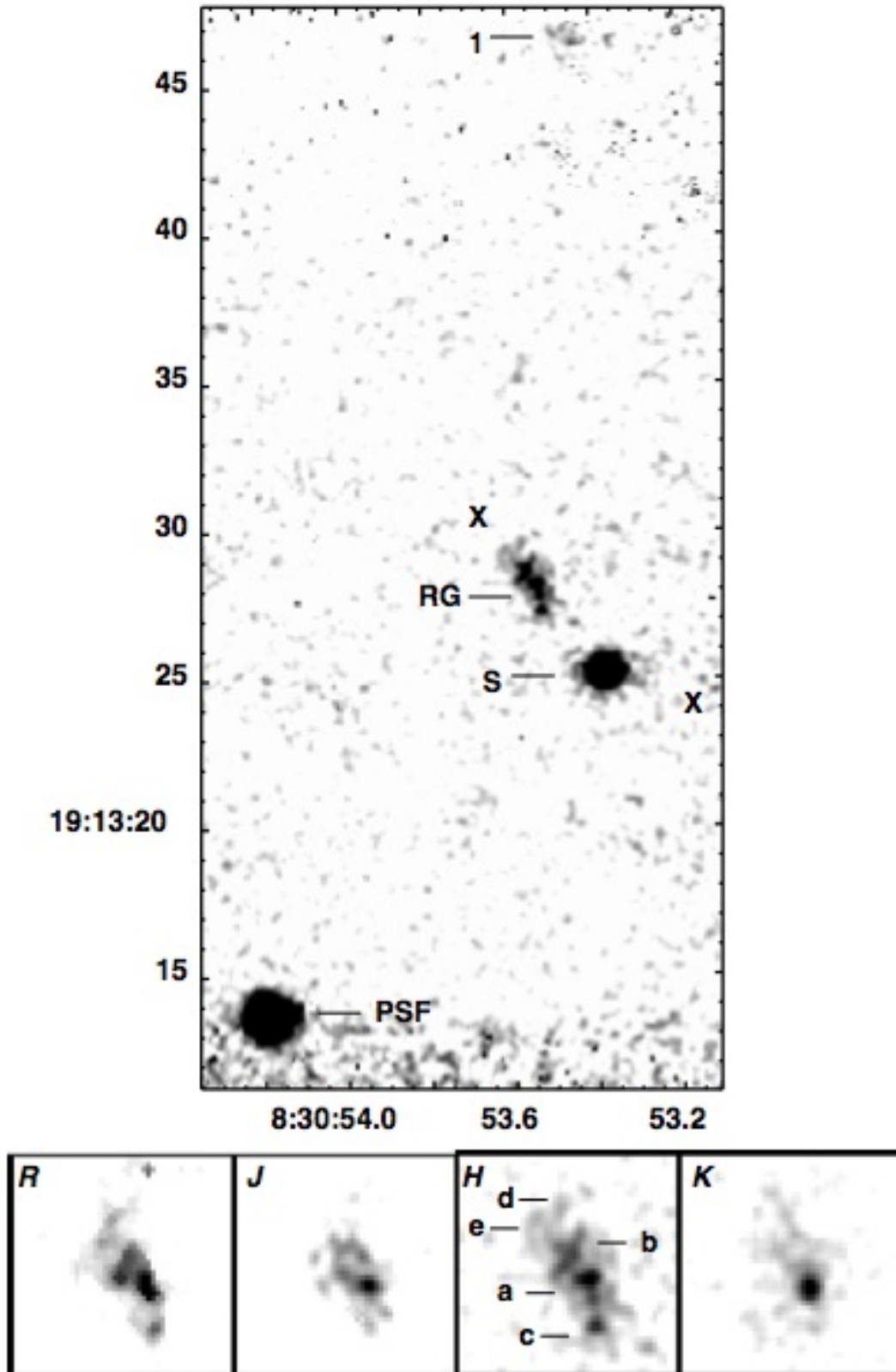


FIG. 5.—Same as Fig. 1, but for the TXS 0828+193 field

Figure 4.20 – Images USS 0828+193 ($z=2.57$) R, J, H, K et F675W(HST) tirée de Steinbring et al. (2002). Les vignettes présentées en bas mesure 4 arcsec de côté.

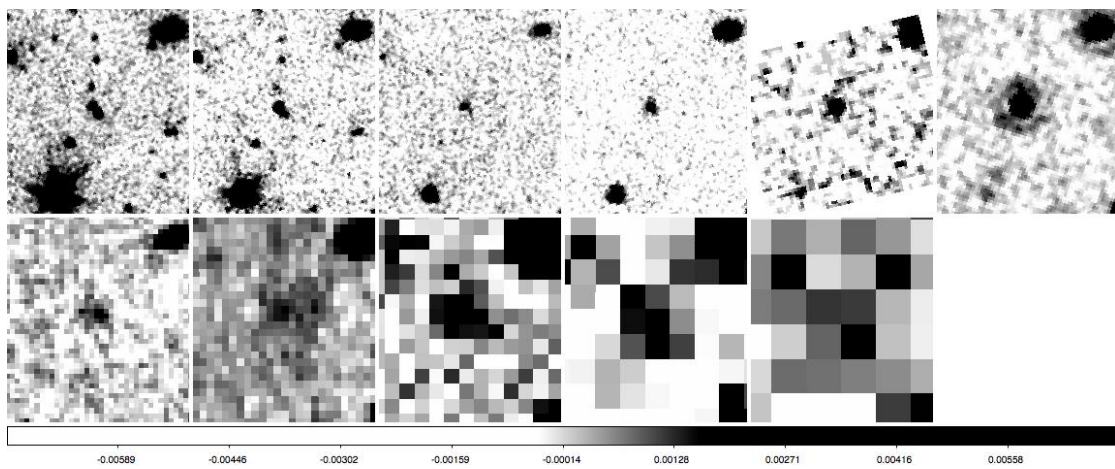


Figure 4.21 – Images Spitzer et Herschel de USS 0828+193 ($z=2.57$) centrées sur la radio galaxie. 1^{ère} ligne, de gauche à droite : IRAC (3.6 μm), IRAC (4.5 μm), IRAC (5.8 μm), IRAC (8 μm), IRS (16 μm), MIPS (24 μm). 2^e ligne, de gauche à droite : PACS (100 μm), PACS (160 μm), SPIRE (250 μm), SPIRE (350 μm), SPIRE (500 μm). Le Nord est en haut, l'Est à gauche, les images mesurent environ 1 arcmin de côté.

4.3.10 Radio galaxie 4C 28.58

Cette galaxie du catalogue 4C à $z=2.89$ est présentée dans l'image F675W (*HST*) en figure 4.22. Elle possède une morphologie très perturbée, avec de multiples composantes alignées avec l'axe radio. Le coeur radio est identifié comme étant soit la composante H1 soit la composante H2, la précision astrométrique ne permettant pas de conclure laquelle de ces deux composantes est centrée sur les coordonnées radio [Chambers et al. \(1996\)](#). Les deux principales composantes n'étant séparé que de <1 arcsec, elle font très probablement du même système.

Table 4.11 – *Tableau de données pour 4C 28.58 ($z=2.89$). Les colonnes sont les mêmes que dans le tableau 4.2.*

| Filter | λ_0 [μm] | Δ_λ | Aperture [arcsec] | Line [%] | Flux [μJy] | ΔF | References |
|-----------|----------------------------------|------------------|----------------------|-------------|----------------------------|------------|---|
| F675W | 0.67 | 0.09 | - | - | 1.23 | 0.1 | Chambers et al. (1996) |
| F814W | 0.83 | 0.25 | - | - | 0.92 | 0.1 | Chambers et al. (1996) |
| K(NIRC) | 2.2 | 0.3 | - | - | 13.1 | 1.3 | Akiyama et al. (2008) |
| IRAC1 | 3.6 | 0.37 | tot | - | 31.6 | 3.5 | De Breuck et al. (2010) |
| IRAC2 | 4.5 | 0.5 | tot | - | 36.0 | 3.9 | De Breuck et al. (2010) |
| IRAC4 | 8.0 | 1.4 | tot | - | 40.9 | 4.4 | De Breuck et al. (2010) |
| IRS | 16.0 | 6.0 | tot | - | 430.0 | 85.0 | De Breuck et al. (2010) |
| MIPS1 | 24.0 | 3.3 | tot | - | 866.0 | 155.0 | De Breuck et al. (2010) |
| PACS 100 | 100 | 35 | tot | - | 22800 | 2900 | Drouart et al. (in prep.) |
| PACS 160 | 160 | 75 | tot | - | 23600 | 8700 | Drouart et al. (in prep.) |
| SPIRE 250 | 250 | 70 | tot | - | 42500 | 4900 | Drouart et al. (in prep.) |
| SPIRE 350 | 350 | 105 | tot | - | 29700 | 5400 | Drouart et al. (in prep.) |
| SPIRE 500 | 500 | 200 | tot | - | 15500 | 4500 | Drouart et al. (in prep.) |
| SCUBA 850 | 850.0 | 0.0 | tot | - | 3930 | 950.0 | Archibald et al. (2001) |
| F439W | 0.43 | 0.04 | - | - | <0.84 | ... | Chambers et al. (1996) |
| IRAC3 | 5.8 | 0.7 | tot | - | <62.6 | ... | De Breuck et al. (2010) |

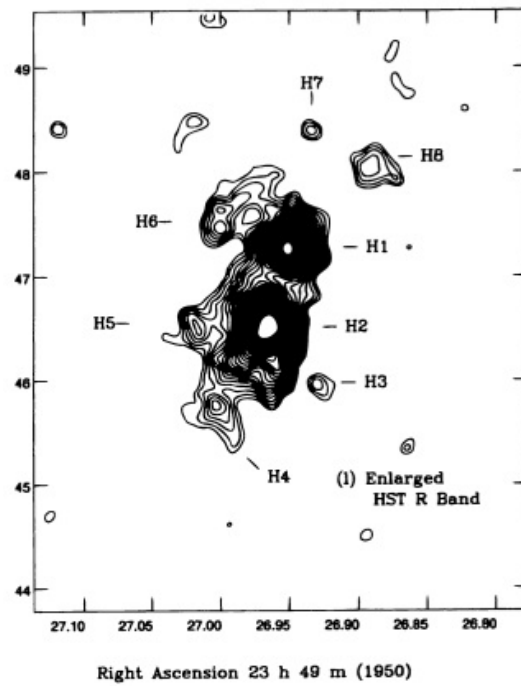


Figure 4.22 – Image F675W (HST) de 4C 28.58 ($z=2.89$) tirée de [Chambers et al. \(1996\)](#).

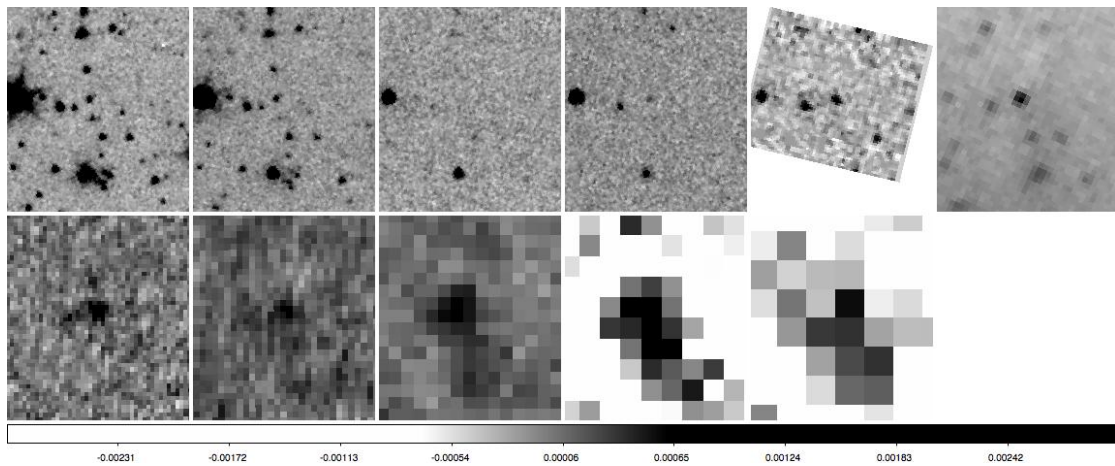


Figure 4.23 – Images Spitzer et Herschel de 4C 28.58 ($z=2.89$) centrées sur la radio galaxie. 1^{ère} ligne, de gauche à droite : IRAC (3.6 μm), IRAC (4.5 μm), IRAC (5.8 μm), IRAC (8 μm), IRS (16 μm), MIPS (24 μm). 2^e ligne, de gauche à droite : PACS (100 μm), PACS (160 μm), SPIRE (250 μm), SPIRE (350 μm), SPIRE (500 μm). Le Nord est en haut, l'Est à gauche, les images mesurent environ 1.3 arcmin de côté.

4.3.11 Radio galaxie 4C 41.17

Cette galaxie a déjà été analysée dans [Rocca-Volmerange et al. \(2013\)](#). Elle possède un compagnon au sud de l'image [4.24](#). Il présente une couleur très "bleue", situé au même redshift, qui favorise un système avec une formation stellaire intense. La faible polarisation observée ($P_{2\sigma} < 2.4\%$, [Dey et al., 1997](#)) permet d'estimer que la composante AGN réfléchiée est faible dans cette galaxie, et peut donc être ignorée lors de l'ajustement, tel qu'il est décrit dans [Rocca-Volmerange et al. \(2013\)](#).

Table 4.12 – *Tableau de données pour 4C 41.17 ($z=3.79$). Les colonnes sont les mêmes que dans le tableau [4.2](#).*

| Filter | λ_0 [μm] | Δ_λ [μm] | Aperture [arcsec] | Line [%] | Flux [μJy] | ΔF [μJy] | References |
|-----------|----------------------------------|---------------------------------------|----------------------|-------------|----------------------------|----------------------------------|--|
| F702W | 0.7 | 0.15 | 5.0*5.0 | - | 5.01 | 0.36 | Miley et al. (1992) |
| I(KPNO) | 0.9 | 0.22 | 15 | - | 4.5 | 2.6 | Chambers et al. (1990) |
| J(NIRC) | 1.25 | 0.29 | 2 | - | 5.6 | 1.1 | van Breugel et al. (1998) |
| Ks(NIRC) | 2.155 | 0.33 | 8 | - | 13.6 | 2.8 | van Breugel et al. (1998) |
| IRAC1 | 3.6 | 0.74 | tot | - | 23.4 | 2.40 | De Breuck et al. (2010) |
| IRAC2 | 4.5 | 1.0 | tot | - | 27.5 | 2.80 | De Breuck et al. (2010) |
| IRAC3 | 5.8 | 1.4 | tot | - | 35.6 | 3.70 | De Breuck et al. (2010) |
| IRAC4 | 8.0 | 2.8 | tot | - | 36.5 | 3.50 | De Breuck et al. (2010) |
| MIPS1 | 24 | 6.6 | tot | - | 370.0 | 40.0 | De Breuck et al. (2010) |
| PACS 160 | 170 | 80 | tot | - | 16200 | 6700 | Wylezalek et al. (2013b) |
| SPIRE 250 | 250 | 100 | tot | - | 35800 | 3500 | Wylezalek et al. (2013b) |
| SPIRE 350 | 350 | 150 | tot | - | 43100 | 3700 | Wylezalek et al. (2013b) |
| SPIRE 500 | 500 | 200 | tot | - | 38000 | 4500 | Wylezalek et al. (2013b) |
| UKT14 800 | 800 | 0.0 | tot | - | 17400 | 3100 | Dunlop et al. (1994) |
| SCUBA 850 | 850 | 0.0 | tot | - | 12100 | 880 | Archibald et al. (2001) |
| IRAM 1200 | 1200 | 0.0 | 15.0 | - | 4400 | 400 | Greve et al. (2007) |
| IRAM 1300 | 1300 | 0.0 | tot | - | 2500 | 400 | Chini & Kruegel (1994) |
| IRS | 16.0 | 0.0 | tot | - | <181.0 | ... | De Breuck et al. (2010) |
| PACS 70 | 70 | 35 | tot | - | <2600 | ... | Wylezalek et al. (2013b) |

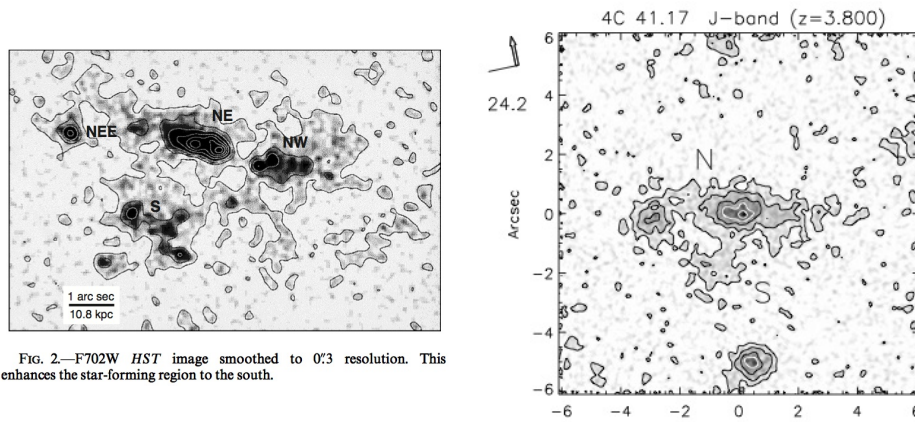


FIG. 2.—F702W *HST* image smoothed to 0.3 resolution. This enhances the star-forming region to the south.

Figure 4.24 — Images *HST* à haute résolution de 4C 41.17 ($z=3.79$) tirées de [Bicknell et al. \(2000\)](#) (à gauche, F702W) et [van Breugel et al. \(1998\)](#) (à droite, bande J) .

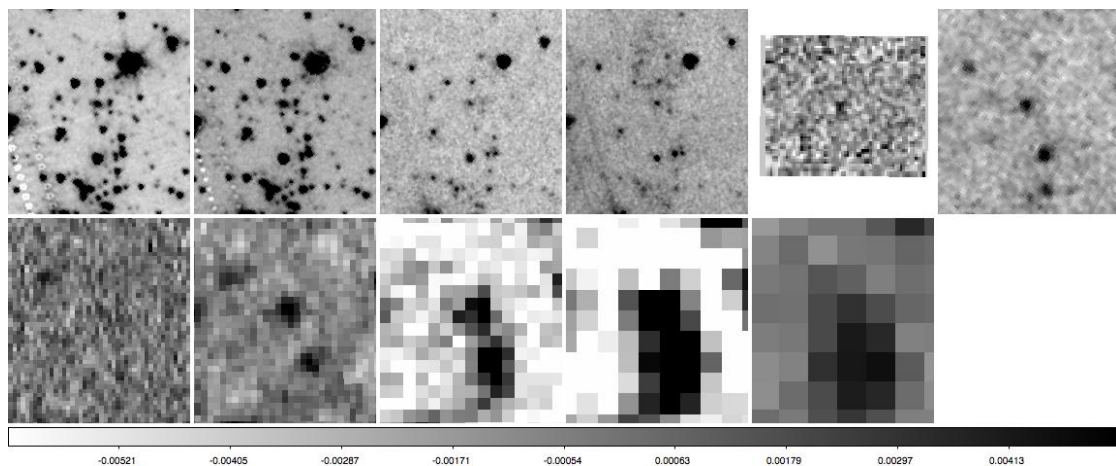


Figure 4.25 — Images *Spitzer* et *Herschel* de 4C 41.17 ($z=3.79$) centrées sur la radio galaxie. 1^{ère} ligne, de gauche à droite : IRAC (3.6 μm), IRAC (4.5 μm), IRAC (5.8 μm), IRAC (8 μm), MIPS (24 μm). 2^e ligne, de gauche à droite : PACS (70 μm), PACS (160 μm), SPIRE (250 μm), SPIRE (350 μm), SPIRE (500 μm). Le Nord est en haut, l'Est à gauche, les images mesurent environ 1.3 arcmin de côté.

4.3.12 Radio galaxie TN J2007-1316

Cette galaxie, déjà analysée dans [Rocca-Volmerange et al. \(2013\)](#) est la plus lointaine de l'échantillon à $z=3.84$. A ce redshift, selon les paramètres cosmologiques standards, l'Univers est seulement âgé de 1.4 milliard d'années. La polarisation faible de cette galaxie (3%), indique que l'AGN contribue peu au flux optique et proche infrarouge.

Table 4.13 – *Tableau de données pour TN J2007-1316 ($z=3.84$). Les colonnes sont les mêmes que dans le tableau 4.2.*

| Filter | λ_0 [μm] | Δ_λ [μm] | Aperture [arcsec] | Line [%] | Flux [μJy] | ΔF [μJy] | References |
|-----------|----------------------------------|---------------------------------------|----------------------|-------------|----------------------------|----------------------------------|--|
| R | 0.65 | 0.06 | spec | - | 2.06 | 0.4 | Rocca-Volmerange et al. (2013) |
| I(CFHT) | 0.9 | 0.22 | 2 | - | 2.60 | 0.15 | Rocca-Volmerange et al. (2013) |
| H(ISAAC) | 1.65 | 0.3 | tot | - | 9.6 | 1.0 | Rocca-Volmerange et al. (2013) |
| K(UKIRT) | 2.2 | 0.3 | 4 | - | 28.4 | 1.9 | Bornancini et al. (2007) |
| IRAC1 | 3.6 | 0.74 | tot | - | 46.6 | 4.8 | Rocca-Volmerange et al. (2013) |
| IRAC2 | 4.5 | 1.0 | tot | - | 52.7 | 5.7 | Rocca-Volmerange et al. (2013) |
| IRAC4 | 8.0 | 2.8 | tot | - | 135.1 | 16.9 | Rocca-Volmerange et al. (2013) |
| IRS | 16.0 | 6.0 | tot | - | 378.0 | 113.0 | De Breuck et al. (2010) |
| MIPS1 | 24 | 6.6 | tot | - | 385.0 | 40.0 | De Breuck et al. (2010) |
| SPIRE 250 | 250 | 100 | tot | - | 13850 | 6100 | Rocca-Volmerange et al. (2013) |
| SPIRE 350 | 350 | 150 | tot | - | 16500 | 6376 | Rocca-Volmerange et al. (2013) |
| SPIRE 500 | 500 | 200 | tot | - | 7615 | 3322 | Rocca-Volmerange et al. (2013) |
| SCUBA 850 | 850 | 0.0 | tot | - | 5800 | 1500 | Reuland et al. (2004) |
| IRAC3 | 5.8 | 1.4 | tot | - | <146.0 | ... | Rocca-Volmerange et al. (2013) |
| PACS 100 | 105 | 40 | tot | - | <35025 | ... | Rocca-Volmerange et al. (2013) |
| PACS 160 | 170 | 80 | tot | - | <62034 | ... | Rocca-Volmerange et al. (2013) |

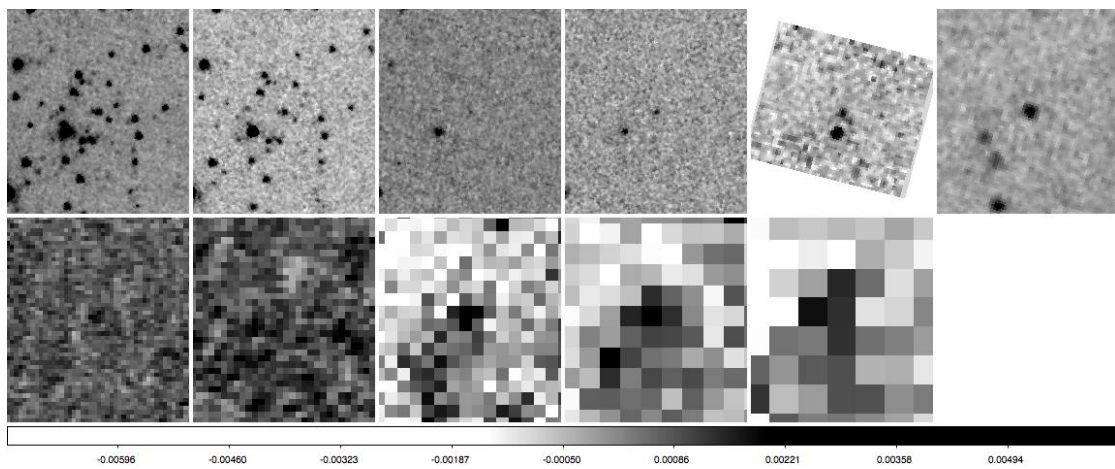


Figure 4.26 – Images Spitzer et Herschel de TN J2007-1316 ($z=3.84$) centrées sur la radio galaxie. 1^{ère} ligne, de gauche à droite : IRAC ($3.6 \mu\text{m}$), IRAC ($4.5 \mu\text{m}$), IRAC ($5.8 \mu\text{m}$), IRAC ($8 \mu\text{m}$), MIPS ($24 \mu\text{m}$), MIPS ($24 \mu\text{m}$). 2^e ligne, de gauche à droite : PACS ($100 \mu\text{m}$), PACS ($160 \mu\text{m}$), SPIRE ($250 \mu\text{m}$), SPIRE ($350 \mu\text{m}$), SPIRE ($500 \mu\text{m}$). Le Nord est en haut, l'Est à gauche, les images mesurent environ 1.3 arcmin de côté.

§ 4.4 MODÈLES D'ÉVOLUTION DES GALAXIES ET D'AGN

La couverture en longueur d'onde des observations de l'UV au submm, demande de simuler l'émission photosphérique des étoiles, de la poussière chauffée simultanément par la jeune population d'étoiles et par le noyau actif. Pour cela, nous proposons d'utiliser des modèles d'évolution de galaxies et un modèle de noyau actif sans évolution mais avec une paramétrisation détaillée. Nous utiliserons dans ce chapitre la méthode et le modèle proposés par [Rocca-Volmerange et al. \(2013\)](#) mais appliqué à l'échantillon ARPÈGE (section 4.3). Cet échantillon est caractérisé par une liste de galaxies couvrant une large variété d'émission AGN (de négligeable à dominante dans l'infrarouge) qui permettra de relier la formation d'étoiles à l'émission du noyau actif.

4.4.1 Le code d'évolution PÉGASE.3

Dans la version 3 du code PÉGASE l'émission de la poussière est prédite en cohérence avec l'évolution de la métallicité et celle de la formation d'étoiles. La prédiction de l'émission de la poussière dans le domaine infrarouge est complétée par celle de l'émission stellaire des galaxies plus lointaines (à plus haut redshift), dans un domaine de longueur d'onde moins affecté par l'extinction et dominée par les étoiles de petites masses. Il sera donc possible de distinguer les jeunes populations d'étoiles massives (étoiles de type O,B) des vieilles populations de petites masses (étoiles de type K,M) sur tout le domaine de longueur d'onde. On rappelle ici brièvement le fonctionnement de PÉGASE.2 (www2.iap.fr/pegase, [Fioc & Rocca-Volmerange, 1997](#)) et sa récente amélioration avec le code PÉGASE.3 ([Fioc et al., in prep.](#)).

4.4.1.1 Algorithme d'intégration

Le flux monochromatique d'une galaxie peut être calculé comme suit :

$$F_{\lambda}(t) = \int_0^t \int_{m_l}^{m_u} \tau(t - \theta) \phi(m) f_{\lambda}(m, \theta) dm d\theta \quad (4.1)$$

Où $\tau(t - \theta)$ le taux de formation d'étoiles au temps $(t - \theta)$ par unité de temps et de masse, $\phi(m)$, la distribution de masse initiale (IMF) définie dans l'intervalle $[m_l, m_u]$ et normalisé à $1 M_{\odot}$. $f_{\lambda}(m, \theta)$ est le flux monochromatique d'une étoile de masse initiale m et à l'âge θ depuis le début de la séquence principale (ZAMS).

Le calcul du flux provient de l'intégration du flux des étoiles lors de leur évolution. Deux méthodes peuvent être utilisées, en suivant les étoiles par masses *isomasses* ou par pas de temps *isochrones*. Les deux méthodes sont équivalentes, la méthode des *isochrones* a été retenue pour sa rapidité d'exécution et de facilité de comparaison avec les observations. Elle est définie comme :

$$F_{\lambda}(t) = \sum_{i=1}^{p-1} \tau(t - \theta_i) (\theta_{i+1} - \theta_i) \int_{m_l}^{m_u} \phi(m) f_{\lambda}(m, \theta) dm d\theta \quad (4.2)$$

$\theta_{i+1} - \theta_i$ est choisi pour un pas de temps assez court pour éviter les variations d'émission rapide provoquées par les étoiles passant de la séquence principale à la phase TP-AGB ou supergéantes rouges.

4.4.1.2 Rappel des caractéristiques du modèle PÉGASE.2

Le code PÉGASE.2 prend en compte l'évolution des étoiles en suivant l'évolution de la métallicité. Les tracés d'évolution stellaire avec des métallicités non-solaires sont essentiellement issus des bibliothèques du groupe de Padoue sur un domaine de métallicité de $0.0001 < Z < 0.1$. Ils incluent l'évolution des étoiles jusqu'aux phases TP-AGB et post-AGB. Des modèles de naines blanches et de faibles masses sont également proposés. La bibliothèque stellaire est celle BaSeL (version 2.2) et les éjectas, ou "yields", sont extraits des modèles de [Woosley & Weaver \(1995\)](#). Tous les détails sont disponibles dans le README de PÉGASE.2 (www2.iap.fr/pegase) et [Fioc & Rocca-Volmerange \(1997\)](#).

4.4.1.3 Émission de la poussière avec le code PÉGASE.3

L'extinction dans les galaxies est étroitement liée à la métallicité. Le code PÉGASE.3 calcule précisément l'évolution chimique des éléments carbone (C) et silicium (Si). Les éjectas ou "yields" stellaires ont été remis à jour avec [Marigo & Girardi \(2007\)](#); [Portinari et al. \(2002\)](#). La population de grains suit les modèles de Draine (taille,...). Un code de transfert radiatif suit la diffusion et l'absorption des photons du continu Lyman créés par la formation d'étoiles. Deux géométries sont adoptées, une géométrie disque et une sphéroïdale pour simuler les galaxies spirales et elliptiques. Deux milieux absorbants (simulant une région HII et le milieu interstellaire (ISM)) sont également pris en compte.

La modélisation de l'extinction suit la définition de la profondeur optique τ_{eff} qui dépend de la densité de colonne $N(HI)$ et de la métallicité : D'après [Fioc et al. \(in prep.\)](#) :

$$\tau_{eff} = 1.4(\kappa_{abs} + \kappa_{scat})KN(HI)_{ISM}(Z_{Si} + Z_C)m_H \quad (4.3)$$

Où κ réfère au coefficient d'absorption et de diffusion, $Z_{Si} + Z_C$, la métallicité du milieu interstellaire en terme de silicium et de carbone et NHI_{ISM} la densité de colonne de l'hydrogène définie ici comme la valeur moyenne mesurée dans la Voie Lactée, $NHI_{ISM} = 6.8 \times 10^{21}$ atomes cm^{-2} . Pour représenter une région de formation d'étoiles plus dense, on introduit le facteur de densité K , facteur multiplicatif de la densité de colonne du milieu interstellaire standard. À titre d'exemple, pour $K=10$, $N(HI)_{ISM} \simeq 10^{23}$ atomes cm^{-2} .

4.4.1.4 Templates par type : paramètres des scénarios

On distingue des scénarios de galaxies évoluées, typiques des types spectraux de la séquence de Hubble (exemple pour une galaxie "early-type" en figure 4.27). On définit

Table 4.14 – Paramètres des différents "templates".

| Type | Astration (ν) [Gyr ⁻¹] | Infall [Myr] | Vents galactiques [Myr] | géométrie |
|----------------|---|-----------------|----------------------------|-------------|
| Elliptique (E) | 3.33 | 300 | 1000 | sphéroïdale |
| Starburst (SB) | $\delta(t_0)$ | - | - | sphéroïdale |

aussi un "template" de starburst caractérisé par un taux de formation d'étoiles instantané (pas de temps 1 Myr). Le tableau 4.14 définit ces "templates", avec les paramètres correspondants.

"Infall" et vents galactiques

Les vents galactiques sont introduits comme paramètres permettant de moduler la formation d'étoiles à un instant t . Ils représentent l'échappement du gaz de la galaxie. Cet échappement est le résultat du chauffage de l'ISM par les supernovae, qui, par leur explosion injecte de l'énergie dans le gaz, ayant pour conséquence l'élévation de température du gaz, traduit par une augmentation moyenne de la distribution de vitesses des particules. Ainsi, une partie de ces particules atteint la vitesse d'échappement, quittant la galaxie sous forme de vents. Pour une description du phénomène on peut consulter [Mathews & Baker \(1971\)](#). L'âge de ces vents galactiques est un paramètre ajustable. Sa valeur est déduite du meilleur ajustement de SED sur un échantillon de galaxies locales pour chaque type de galaxies ([Tsalmantza et al., 2007](#)). Le devenir des vents est encore débattu. Ils peuvent enrichir le milieu intergalactique dont la métallicité est relativement élevée ([Schaye et al., 2003](#)). Ils pourraient aussi retomber dans le système galaxie sous forme de "feedback", ce cas n'est considéré ici. Ces différentes possibilités seront envisagées dans des études ultérieures basées sur des observations à plus haute résolution. Voir le tableau 4.14 pour les valeurs en fonction du scénario et la figure 4.28 pour un schéma explicatif de des paramètres d'infall et de vents galactiques.

Loi de formation d'étoiles

Les radio galaxies étant reproduites par des scénarios de galaxies elliptiques, nous adoptons ce modèle en première approche dans la suite de l'étude. Le deuxième "template" adopté est celui du starburst. La loi de formation d'étoiles du scénario elliptique est proportionnelle au gaz avec un taux d'astration (paramètre d'efficacité de conversion du gaz en étoile) élevé, un "infall" et des vents galactiques précisés dans le tableau 4.14. La formation d'étoiles du starburst est une fonction δ . On notera que les paramètres "infall" et vents galactiques n'ont pas de rôle dans le scénario de starburst puisque toute la masse est transformée en étoiles en un pas de temps. On discutera ultérieurement de la durée particulièrement courte de ce scénario.

La fonction de masse initiale (IMF)

De nombreuses lois de fonction de masse initiale (IMF, pour "initial mass function") déduites des observations sont proposées dans le code PÉGASE.3. Historique-

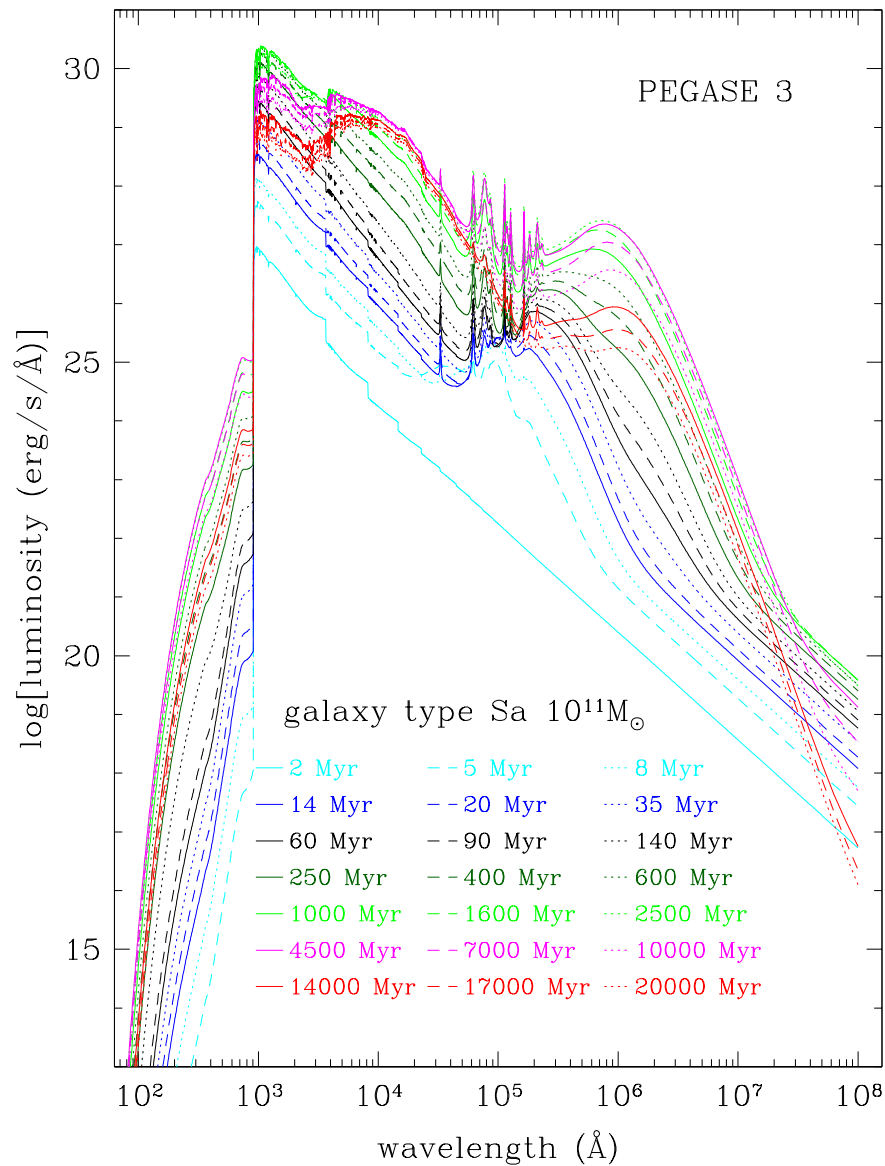


Figure 4.27 – Exemple du "template" de PÉGASE.3 pour une galaxie "early-type" avec l'évolution de la SED depuis l'UV jusqu'au submm, tel qu'il est présenté à sa création, le code calculant l'émission en luminosité, le facteur de distance étant ajouté par l'utilisateur.

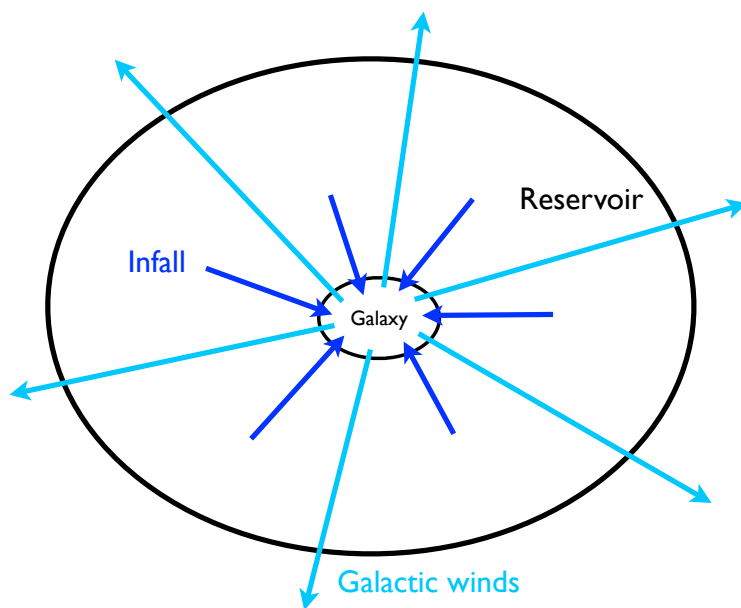


Figure 4.28 – Schéma représentant PÉGASE et la distribution entre le réservoir et la galaxie, ainsi qu'une schématisation des paramètres d' "infall" et de vents galactiques.

ment, [Salpeter \(1955\)](#) proposa une loi simple pour expliquer les observations en optique. D'autres propositions, telles que [Kroupa \(Kroupa, 2001\)](#) et [Chabrier \(Chabrier, 2003\)](#) sont représentatives de l'Univers local. Dans la majorité de nos modèles nous adopterons les IMF de Kroupa et de Salpeter. Dans la bibliothèque large de "templates" (section [4.5.4](#)), d'autres IMF sont envisagées. On mentionne une précédente étude sur l'impact de l'IMF sur une composante évoluée a été menée par [Seymour et al. \(2007\)](#). Les auteurs montrent une augmentation en masse d'un facteur ~ 2 entre l'IMF de Kroupa et de Salpeter (en faveur de Salpeter).

Finalement, on résume dans la figure [4.29](#) sous forme d'un schéma le fonctionnement du code, incluant les différents blocs et paramètres utilisés pour le calcul de l'émission de la galaxie, en fonction du scénario donné. On présente les paramètres fixés par l'utilisateur en bleu pour un scénario, et en rouge les blocs utilisés pour le calcul du flux.

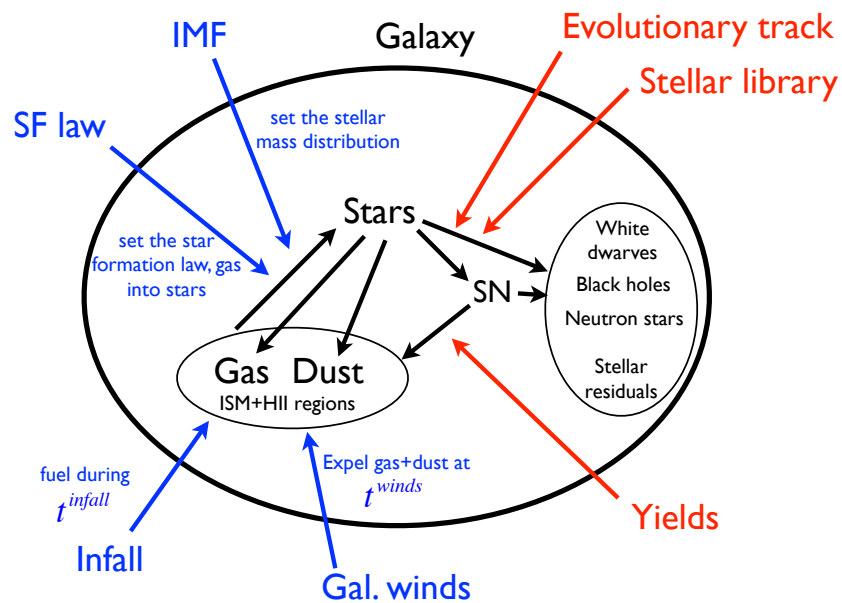


Figure 4.29 – Schéma zoomant sur la galaxie, telle qu'elle est modélisée par PÉGASE. En noir, les différents constituants, en rouge les bibliothèques, définissant le code et en bleu, les paramètres définis par l'utilisateur lors de la création d'un scénario.

4.4.2 Modèle d'émission d'AGN

Comme démontré dans les chapitres précédents, l'émission dans l'infrarouge provient partiellement de l'AGN. On a utilisé un modèle simple pour décrire l'inclinaison dans le chapitre 3 dû au nombre limité de données disponibles. Cependant, avec l'ajout des données *Herschel* un modèle plus complet peut être utilisé.

4.4.2.1 Paramètres cruciaux

Au delà du système de coordonnées choisies (polaire, cylindrique, cartésiens), la géométrie du tore et la composition de celui-ci peut avoir un impact important sur sa SED. Dans le cas du modèle de [Pier & Krolik \(1992\)](#) (abrévié PK), on a pu voir la limite due à l'approximation en forme de cylindre dans le chapitre 3, en particulier pour les grandes inclinaisons (i.e. $i > 80^\circ$). Cependant, même en reproduisant la couleur due à l'inclinaison, on ne possède aucune information à plus grande longueur d'onde que $9 \mu\text{m}$ dans le référentiel au repos. Cette limite est due aux données *Spitzer* et au redshift des sources. Avec le supplément des données *Herschel*, cette limite disparaît.

En prenant dans un premier temps une distribution homogène de poussière dans le tore, on peut se rendre compte aisément de l'impact de (i) l'inclinaison, (ii) la taille et (iii) la densité de poussière. L'inclinaison a un impact sur la couleur dans l'infrarouge proche, et sur la transition entre l'émission de la population stellaire évoluée et les poussières chaudes comme il est décrit dans le chapitre 3.

La taille est un paramètre qui ne peut être réellement exploité à la condition de couvrir une portion significative de la SED infrarouge. En effet, dans un tore plus étendu, la poussière à l'extérieur, ne sera que très peu soumise aux rayonnements directs de la source centrale, et donc uniquement chauffée par la ré-émission de la poussière adjacente ("self-absorption").

Ainsi, le gradient de température va varier avec la taille du tore. Plus le tore sera grand, plus la poussière vers l'extérieur sera froide, donc l'émission de corps noir des poussières piquera à plus grande longueur d'onde. Ceci a un impact direct sur la SED du tore, en l'élargissant. C'est sur ce point précis que les données *Herschel* deviennent indispensables.

Enfin, la densité joue également un rôle dans la forme finale de la SED. Mais il faut bien noter que cet effet se conjugue aux deux effets précédents. En effet, pour une quantité de poussière le long d'une ligne de visée, une dégénérescence existe entre avoir un tore plus dense à moins grande inclinaison (i.e. $i < 60^\circ$, par exemple) et un tore moins dense mais à grande inclinaison (i.e. $i > 60^\circ$). Cependant, la couverture complète de la SED permet de discriminer entre ces différents cas. Par exemple, pour une inclinaison donnée, un tore compact et dense aura une SED plus étroite, piquant à plus grande température avec une couleur proche infrarouge très "rouge". À l'inverse un tore étendu et moins dense, présentera une couleur plus "bleue" en proche infrarouge, mais aussi une SED plus large. La discrimination avec l'inclinaison intervient alors dans la combinaison de ces paramètres avec l'émission autour de $10 \mu\text{m}$, qui présente une sorte de plateau.

L'idée principale de l'étude qui suit est de compléter la vision du tore dans les radio

galaxies. De plus, l'infrarouge étant également produit par une composante starburst, on veut ici littéralement disséquer cette SED infrarouge pour obtenir des informations inédites sur la contribution relative de ces deux processus à l'oeuvre dans les radio galaxies.

4.4.2.2 Un modèle continu

On utilisera dans cette étude le modèle décrit dans [Fritz et al. \(2006\)](#). On résume ici ses principales caractéristiques.

Géométrie du tore, échantillonnage La géométrie utilisée ici est celle du "flared disc", présenté en figure 4.30. Il consiste en 2 sphères concentriques avec 2 cônes retirés pour imiter l'angle d'ouverture du tore. Le rayon interne du tore est défini par la température de sublimation de la poussière qui peut être défini en utilisant la description de [Barvainis \(1987\)](#) :

$$R_{min} \simeq 1.3 \sqrt{L_{46}^{AGN} T_{1500}^{-2.8}} [pc] \quad (4.4)$$

Cette équation suppose l'équilibre thermodynamique, avec L_{46}^{AGN} la luminosité bolométrique de l'AGN en unité de $10^{46} \text{erg.s}^{-1}$ and T_{1500} est la température de sublimation du grain en unités de 1500K. Cette relation varie avec la taille du grain et de sa composition, cependant il est supposé ici que la taille minimale du grain est celle correspondante à la moyenne des grains présents dans le tore.

Le tore est décrit en coordonnées polaires (r, θ, ϕ) . Le tore est ainsi divisé en éléments selon ces coordonnées. Selon ϕ , la division est constante, en 36 éléments. Selon θ , la division dépend de l'angle d'ouverture du cône considérée, 12, 14 et 16 éléments, respectivement pour les modèles avec des ouvertures de 60° , 40° and 20° . Selon r , la division est effectuée de manière à garder une énergie égale dans chaque "bin, en échelle logarithmique afin d'échantillonner au mieux les parties centrales du tore. Ainsi on obtient 40, 80 ou 120 éléments en fonction du rapport R_{max}/R_{min} , 30, 100 et 300 respectivement. L'échantillonnage en longueur d'onde est une grille logarithmique constante de 120 points entre $10^{-3} < \lambda < 10^3 \mu\text{m}$.

Du fait du temps de calcul important sur le tore complet, les auteurs simplifient la procédure en utilisant les symétries en ϕ et dans le plan xz .

Propriétés de la poussière Les grains sont majoritairement constitués de graphites et de silicates. Les graphites, par leur température de sublimation plus élevée, sont principalement responsables de l'émission très chaude ($\sim 1500\text{K}$) alors que les grains de silicates sont principalement responsable de la forte signature en absorption/émission à $\lambda = 9.7 \mu\text{m}$. Ici, il est adopté une distribution en taille des grains (a) allant de 0.005 à $0.25 \mu\text{m}$ pour les silicates et 0.025 à $0.25 \mu\text{m}$ pour le graphite. Cette distribution est définie par la formule suivante :

$$dN(a) = 10^{A_i} a^q da \quad (4.5)$$

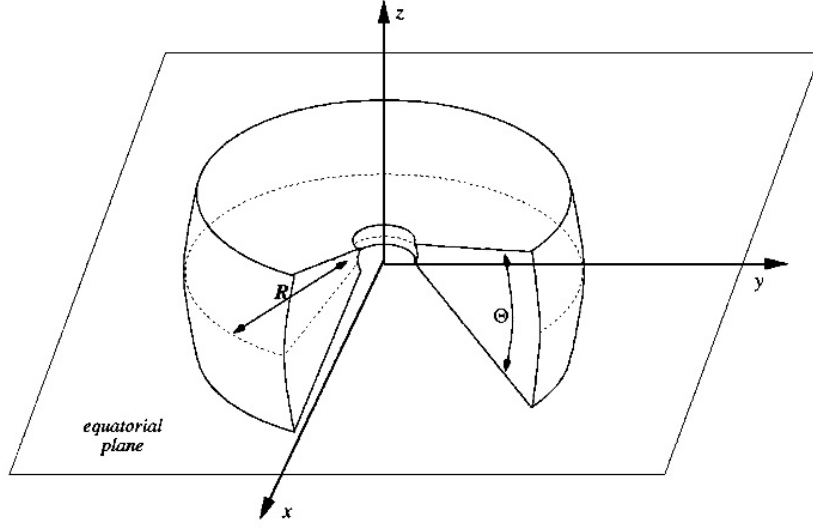


Figure 4.30 – Schéma de représentation du tore dans l'approche de modélisation continue. Figure tirée de [Fritz et al. \(2006\)](#). R est le rapport du rayon externe sur le rayon interne (paramètre Y dans les tableaux, R sur la figure) et Θ l'angle d'ouverture du tore.

Où $dN(a)$ est le nombre de grains contenu entre les rayons a et $a + da$, normalisé par le nombre d'atomes d'hydrogène présent. A_i représente l'abondance respective des grains de silicates et de graphites, normalisée par l'abondance en hydrogène. Cette abondance est définie dans [Draine & Lee \(1984\)](#), avec -25.16 pour le graphite et -25.11 pour le silicate. q représente la valeur d'extinction, fixée ici à la valeur galactique standard, $q = -3.5$ ([Mathis et al., 1977](#)).

La densité de la poussière est définie dans le tore par la formule suivante :

$$\rho(r, \theta) = \alpha r^\beta e^{-\gamma |\cos(\theta)|} \quad (4.6)$$

Où α représente une constante de normalisation, fonction linéaire de la profondeur optique équatoriale.

Source centrale Le tore est considéré comme illuminé par une source ponctuelle, présentant une émission isotropique. Cette émission est définie entre 0.001 et $20 \mu m$, par une composition de loi de puissance, décrite de la même façon que dans [Granato & Danese \(1994\)](#) et [Nenkova et al. \(2002\)](#), à savoir :

$$\lambda L(\lambda) = \begin{cases} L_0 \lambda^{1.2} & [erg.s^{-1}] & \text{if } 0.001 < \mu m < 0.03 & [\mu m] \\ L_0 \lambda^0 & [erg.s^{-1}] & \text{if } 0.03 < \mu m < 0.125 & [\mu m] \\ L_0 \lambda^{-0.5} & [erg.s^{-1}] & \text{if } 0.125 < \mu m < 20.0 & [\mu m] \end{cases} \quad (4.7)$$

Où L_0 est une normalisation bolométrique constante, voir figure [4.31](#) pour une illustration.

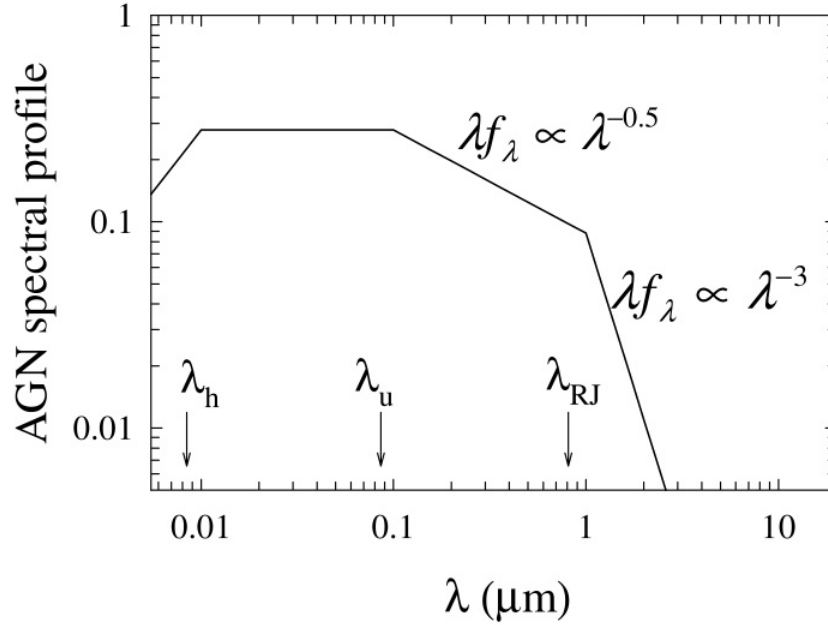


Figure 4.31 – Composition de loi de puissance représentant le spectre de la source centrale du modèle. Figure tirée de [Nenkova et al. \(2008\)](#).

Solution de l'équation de transfert radiatif L'émission générée par le système décrit précédemment est donc la somme de l'émission de cette source centrale et de la poussière. L'émission de la poussière est constituée de deux types d'émission, l'une thermique, émise par les grains et une autre par réflexion. Un problème supplémentaire apparaît ici, car les grains peuvent être optiquement épais à leur propre rayonnement. Pour calculer cet effet, il est nécessaire de résoudre l'équation 4.8. Du fait de la présence de la composante réfléchie, il n'est cependant pas possible de résoudre cette équation analytiquement du fait de la présence du terme S_ν , qui n'est pas connu à l'avance, car dépendant de la solution elle-même. L'équation de transfert est donc écrite comme suit :

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -(\alpha_\nu + \sigma_\nu)(I_\nu - S_\nu), \quad (4.8)$$

où I_ν est la brillance ou intensité spécifique, α_ν est la composante absorbée, σ_ν la composante réfléchie, S_ν est la fonction source, pouvant être réécrite selon le formalisme présenté dans [Rybicki & Lightman \(1979\)](#) :

$$S_\nu = \frac{\alpha_\nu B_\nu + \sigma_\nu J_\nu}{\alpha_\nu + \sigma_\nu}, \quad (4.9)$$

où B_ν et J_ν sont des fonctions sources pour l'absorption et la diffusion, respectivement. La fonction source S_ν est donc une moyenne pondérée de ces deux fonctions. L'équation 4.8 est donc résolue numériquement, en adoptant la technique dite de "Λ-iteration". L'idée générale de cette technique est de fixer une limite inférieure, en faisant l'hypothèse

que la seule source de radiation provient de la source centrale. Ainsi la température des grains de chaque espèce est calculée à partir de l'équation d'équilibre thermique :

$$\int_{\lambda_m}^{\lambda_M} Q_{abs}(\lambda) J^{ik}(\lambda) d\lambda - \int_{\lambda_m}^{\lambda_M} Q_{em}(\lambda) B(\lambda, T_{ik}) d\lambda = 0 \quad (4.10)$$

Cette équation est écrite pour une espèce de grains donnée, avec $B(\lambda, T_{ik})$ l'émission de corps noir et T_{ik} la température d'un grain dans le iki ème élément de volume. J_{ik} représente l'intensité spécifique incidente sur l'élément de volume, et est écrite lors de la l ère itération :

$$J_{ik}(\lambda) = I_{AGN}(ik, \lambda) = \frac{1}{4\pi} \frac{L(\lambda)}{4\pi r_{ik}^2} \exp[-\tau_{ik}(\lambda)] \quad (4.11)$$

Ici, τ_{ik} est l'épaisseur optique entre la source central et le iki ème élément à la distance r_{ik} . À partir de la seconde itération, le nouveau flux incident sur chaque grain dans le iki ème élément entre dans l'équation 4.10 :

$$\begin{aligned} J_{ik}(\lambda) = & I_{AGN}(\lambda) + \frac{1}{4\pi} \sum_{e=1}^{N-1} \\ & \times \frac{1}{4\pi r_{ik,e}^2} \left\{ \sum_{id}^{N_{dust}} [4\pi \pi a_{id}^2 Q_{id}^{em}(\lambda) B(\lambda, T_{e,id}) \right. \\ & \left. + 4\pi \pi a_{id}^2 Q_{id}^{sca}(\lambda) J_{tot}^e(\lambda)] \exp[-\tau_{ik,e}(\lambda)] \right\} \end{aligned} \quad (4.12)$$

Où e indique le volume générique, N leur nombre total. $J_{tot}^e(\lambda)$ est l'intensité spécifique incidente sur le e ième élément et provenant de la somme de l'émission de l'AGN et du reste de la poussière présente dans le tore (thermique et réfléchi) calculée dans l'itération précédente. Ces itérations sont successivement répétées jusqu'à convergence de la température sous la limite de 1K. Si une telle précision n'a aucun impact sur l'émission globale du tore, elle est cependant importante du point de vue du calcul de la conservation d'énergie, en particulier pour les tores avec une haute profondeur optique. Cette conservation d'énergie est respectée à environ 1% pour les cas de tore standard, mais peut monter jusqu'à 10% dans les cas avec très grande profondeur et une densité de poussière non constante. Cet écart est expliqué ici par les approximations faites sur la température maximale des différents grains. Les auteurs indiquent également que cette différence n'a aucun impact sur les conclusions obtenues dans leur article.

Densité de poussière et profondeur optique Le modèle a besoin d'un point de départ pour calculer la profondeur optique équatoriale à une longueur d'onde de référence. Partant de ce point, il est possible de calculer la densité de gaz et de poussière présent dans chaque élément. En se référant à l'équation 4.6, en donnant les paramètres β et γ , on peut calculer α , donnant une valeur $\tau_{eq}(\lambda_{ref})$ par l'équation :

$$\tau_{eq}(\lambda_{ref}) = \int_{R_{min}}^{R_{max}} \left\{ \sum_{id=1}^{Ndust} [Q_{id}^{Abs}(\lambda_{ref}) + Q_{id}^{Sca}(\lambda_{ref})] \times a_{id}^2 \pi N d_{id} \rho_H(r, \theta) dr \right\} \quad (4.13)$$

Où Nd_{id} est la densité du i ème grain, normalisée à celle de l'hydrogène. Sachant que la température de sublimation des grains de silicate et de graphite sont différentes, la densité est décrite par une fonction composée :

$$\rho_{id}^{dust}(r, \theta) = \begin{cases} 0 & r < R_{Sil} \\ \rho_{id}^{dust} & r > R_{Sil} \end{cases} \quad (4.14)$$

Où id réfère ici uniquement aux silicates. Une équation similaire est définie pour le graphite. Par substitution, on obtient ainsi la valeur réelle de densité et du nombre de grains dans chaque élément de la grille. De façon plus générale, l'épaisseur optique entre 2 points $P_1(r_1, \theta_1, \phi_1)$ et $P_2(r_2, \theta_2, \phi_2)$ est calculée par :

$$\tau_{1,2}(\lambda) = \int_{r_1}^{r_2} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \int_{\phi_1}^{\phi_2} \sum_{id=1}^{Ndust} [Q_{id}^A(\lambda) + Q_{id}^S(\lambda)] \times \pi a_{id}^2 N d_{id} \rho_{id}^{dust}(r, \theta) d\phi d\theta dr \quad (4.15)$$

Ainsi, l'épaisseur optique est calculé comme une intégrale entre les points 1 et 2 en ligne droite, en prenant en compte les variations de densité, composition (dans le cas de la partie interne, sans silicates) et de la zone sans poussière défini par les équations précédentes.

SED finale La SED finale est donc la somme de tous les éléments du tore, tel que présenté en figure 4.32 et de l'émission de la source centrale, atténuée par la quantité de poussière présente le long de la ligne de visée. L'émission est calculée pour 10 inclinaisons différentes, allant de 0° à 90° par pas de 10°. Un exemple de l'effet de l'inclinaison est présenté en figure 4.33 pour un jeu de paramètres fixés.

4.4.2.3 Choix des "templates" de tore

Devant la multiplicité des paramètres et le nombre important de différentes combinaisons entre les différents paramètres, on veut sélectionner une série de "templates" que l'on juge caractéristique de la forme du tore. On décide ainsi de fixer les valeurs des paramètres de densité. L'idée générale est surtout d'explorer la contribution relative du tore dans l'infrarouge par rapport au starburst (c.f. section 4.5 pour plus de détails).

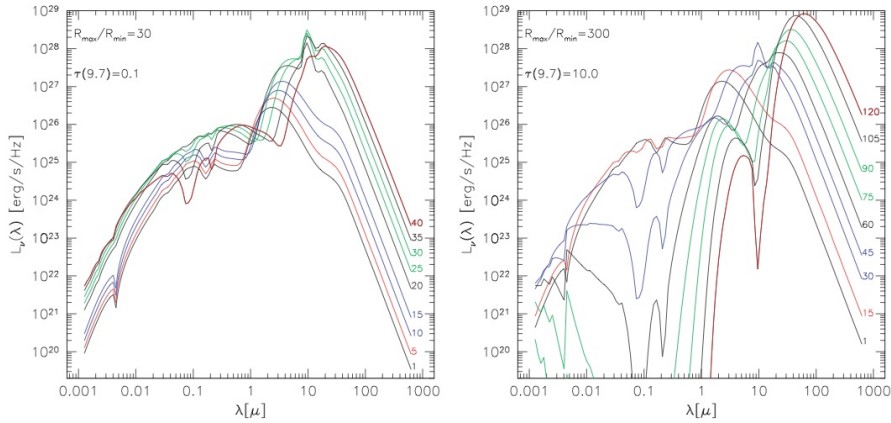


Figure 4.32 – Figure tirée de *Fritz et al. (2006)*. Émission des éléments du tore en fonction des coordonnées radiales pour une source d'illumination de $10^{46} \text{ erg.s}^{-1}$. Deux cas extrêmes sont reportés. À gauche : profondeur équatoriale $\tau_{9.7\mu\text{m}}=0.1$ et $R_{\text{max}}/R_{\text{min}}=30$. L'élément le plus proche de la source centrale est indiqué 1, le plus distant 40 (numéro des éléments, la distance équivalente est 1.36 pc et 37.4 pc respectivement). À droite : $\tau_{9.7\mu\text{m}}=10$ et $Y=300$. On peut remarquer que la signature caractéristique à $\lambda=9.7\mu\text{m}$, n'est pas due aux parties les plus internes du tore.

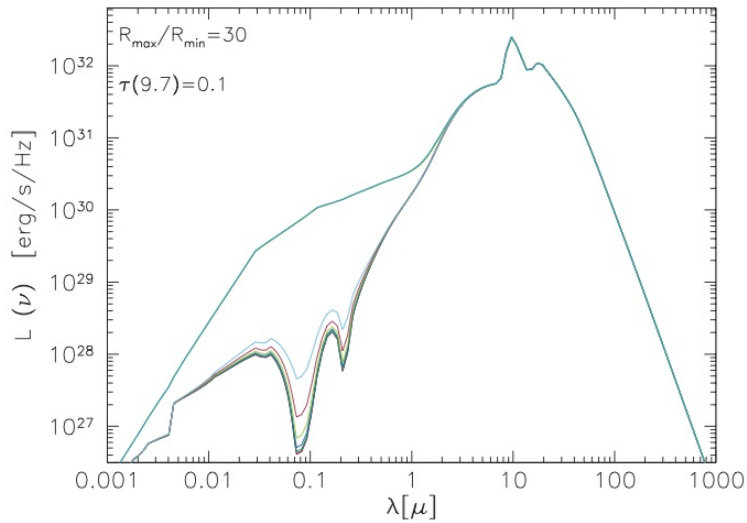


Figure 4.33 – Figure tirée de *Fritz et al. (2006)*. SED en fonction de l'inclinaison de 0° à 90° , par pas de 10° . Ici, l'angle d'ouverture est 140° , $R_{\text{max}}/R_{\text{min}}=30$ et $\tau_{9.7\mu\text{m}}=0.1$. On peut remarquer la non-variation de la SED lors d'une vision directe sur la source centrale.

§ 4.5 LA PROCÉDURE D'AJUSTEMENT

4.5.1 Procédure d'ajustement

La technique d'ajustement utilise ici une approche multi-composantes, par minimisation de χ^2 . Ce code, nommé `fitspec` (Le Borgne & Rocca-Volmerange, 2002), permet l'ajustement de la somme d'un ou deux spectres provenant de scénarios produit par PÉGASE.3. On en présente ici son fonctionnement, ainsi que la définition de la bibliothèque de "templates" utilisée dans une première approche. Un exemple de résultats avec cette méthode de décomposition est déjà présenté dans Rocca-Volmerange et al. (2013), article présenté au début de ce chapitre.

4.5.1.1 Principe de fonctionnement

Cette procédure, écrite en `fortran95`, permet d'ajuster une série de "templates" sur un jeu de données. Ce code était originellement construit pour PÉGASE.2 (Le Borgne & Rocca-Volmerange, 2002) que j'ai adapté aux sorties du code PÉGASE.3. Ce code est organisé en blocs, correspondant chacun à une opération bien spécifique. Il peut être résumé comme suit :

- Lecture des données observationnelles
- Lecture d'un choix de "templates" synthétiques
- Choix des paramètres cosmologiques (pour calcul de la distance, de l'expansion...)
- Contraintes sur les paramètres d'ajustement (âge limite, métallicité...)
- Procédure d'ajustement
- Stockage des solutions
- Module d'affichage graphique (en IDL)

Le fonctionnement de ce code est plutôt simple. L'utilisateur, après avoir lancé la procédure via le terminal, fixe les différents paramètres nécessaires au code lors qu'il est invité. Le fichier de données est organisé avec un point de données par ligne. Un fichier rassemble le choix

La choix des "templates" sélectionnés dans la bibliothèque est rassemblé dans un fichier. Il est important de noter que ce nombre de "templates" est limité, par la mémoire de la machine sur laquelle on exécute le code. On a augmenté sensiblement cette limite, mais elle est encore loin d'être ce que l'on souhaiterait (c.f. section 4.5.4).

Le code lit ainsi les données et ajuste les "templates" proposés, il présente ensuite la meilleure solution, en terme de χ^2 . Ces "templates" couvrent une variété de loi de formation d'étoiles et autres paramètres associés représentative des galaxies de la séquence de Hubble (E, Sp, Im) et d'un processus de sursaut instantané (starburst). L'objectif est de représenter une population de galaxie évoluée autant qu'un processus en cours de formation d'étoiles.

4.5.1.2 Adaptation de fitspec

La première partie a été de modifier le format d'entrée des données observationnelles. Tous les flux observés sont exprimés en μJy depuis l'optique jusqu'au submillimétrique.

La seconde partie a été d'ajouter les bandes passantes des filtres et des calibrations ont été prises en compte. La banque de données réunit maintenant plus de 130 filtres, provenant de différents instruments, de différents télescopes.

Enfin, le module graphique a été embelli. Par exemple, l'affichage multiple avec la conversion de la SED en F_λ, F_ν et en énergie. De plus, chaque entête du fichier du meilleur ajustement est affiché conjointement avec la SED, ainsi que l'évolution du χ^2 . La prise en compte de l'ajout de la composante AGN a également été implémentée en vue de la présentation des ajustements.

4.5.2 Ajout de la composante AGN

Aux ajustements proposés dans Rocca-Volmerange et al. (2013), où les deux galaxies choisies avaient une contribution AGN faible, on veut maintenant prendre en compte une composante provenant de l'AGN avec une modélisation plus avancée de tore. Le modèle de tore proposé dans cet article (modèle PK) est donc remplacé par le modèle de (Fritz et al., 2006, , c.f. section 4.4). On se focalise dans un premier temps sur une distribution de poussière continue, l'approche en milieu "clumpy" (Nenkova et al., 2008) étant prévue dans l'avenir pour comparaison des résultats.

Pour inclure la composante AGN, on rencontre une difficulté majeure. La procédure `fitspec` n'est pas optimisée pour réaliser un ajustement de trois composantes. De plus, la fonction centrale de cette procédure de type `mpfit`, utilise un algorithme de convergence de type Levenberg-Marquart. Cette procédure, déjà existante à 1 et 2 dimensions, n'est pas transposable directement à n dimensions. Construire une procédure de ce type, fait appel aux techniques de régression orthogonale, une réécriture partielle voire complète serait nécessaire, via par exemple une approche MCMC. Elle sera considérée ultérieurement si les résultats à deux dimensions le nécessitent. Pour le moment on associe à chaque "template" de PÉGASE.3 une composante AGN sans évolution suivant la procédure décrite ci-dessous.

4.5.3 Bibliothèque réduite de "templates"

Pour ajouter la composante AGN, on crée au préalable une nouvelle bibliothèque de "templates" comprenant une somme de spectres synthétiques du SB et de l'AGN. On normalise la composante AGN à celle de la composante starburst autour de $20\mu\text{m}$. On choisit cette zone de la SED, car l'émission du starburst y apparait relativement constante. On crée un filtre allant de $18\text{--}22\mu\text{m}$ pour normaliser la composante AGN à l'aide du facteur $f_{AGN}^{20\mu\text{m}} = F_{AGN}^{20\mu\text{m}} / F_{SB}^{20\mu\text{m}}$. Pour le reste, on utilise la même procédure d'ajustement que dans Rocca-Volmerange et al. (2013).

L'ajout de cette composante AGN va considérablement augmenter le nombre de "templates" à générer. De façon plus quantitative, en plus des sorties de PÉGASE.3

chaque composante est définie par un jeu de paramètres : inclinaison donnée i , taille du tore $Y=R_{max}/R_{min}$, l'opacité équatoriale à $9.7\ \mu\text{m}$ $\tau_{9.7\mu\text{m}}$, la distribution radiale et azimutale de densité de poussière, respectivement γ et β (c.f. section 4.4 et tableau 4.15). Pour une inclinaison et une normalisation donnée et compte tenu des autres paramètres, le nombre de "templates" passe de 1 à 45.

On cherche donc à réduire l'espace des paramètres pour les trois composantes en sélectionnant les domaines représentatifs comme décrit dans la table 4.15 qui donne également les caractéristiques des "templates" de composantes évoluée et starburst.

Côté stellaire, on se focalise sur le "template" de galaxie elliptique et des starbursts instantanés. On utilise ici les premiers résultats trouvés dans l'article précédent (Rocca-Volmerange et al., 2013) pour réduire le nombre de spectre de la bibliothèque de PÉGASE.3. On conserve toutefois un facteur multiplicatif de colonne densité de $K=1$ ou $K=10$ qui agit directement sur la profondeur optique. Les starbursts sont arbitrairement choisis ici de métallicité initiale nulle, simulant du gaz primitif et avec une géométrie sphérique. De façon à pouvoir comparer nos résultats plus facilement avec les précédents obtenus (e.g. Seymour et al., 2007; De Breuck et al., 2010), on fixe l'IMF à celle de Kroupa (Kroupa, 2001).

Côté AGN, on fixe l'ouverture du cône à 20° . Bien que les observations à différentes longueurs d'onde et le chapitre 3 montre que cette ouverture est plus certainement autour de 45° , on a choisi cette ouverture de 20° pour représenter une distribution plus progressive entre 20 et 90° et mieux tester l'impact des autres paramètres dans l'ajustement. Comme mentionné dans l'article du chapitre 3, l'inclinaison peut être fortement affecté par d'autres effets. Ainsi, on choisit ici quelques orientations représentatives ($i=10,20,30,60,90$), correspondant respectivement à une vue quasar, vue à la limite du cône d'ouverture, une galaxie moyennement inclinée et complètement vue sur la tranche. Les lois de distribution de densité de poussières dans le tore sont des lois de puissances, que l'on fixe à des valeurs intermédiaires, $\gamma = 2.0$, $\beta = 0.0$, respectivement pour la densité azimutale et radiale. Celles-ci indiquent une densité constante selon l'axe radial, et une densité décroissante selon l'axe azimutal. On peut noter que pour ce cas de distribution radiale, on retrouve la même configuration que le tore de Pier & Krolik (1992). On choisit ensuite plusieurs configurations représentatives de tore. Comme mentionné en section 4.4, les paramètres cruciaux vont être la taille, la profondeur optique et l'inclinaison. On choisira donc un tore compact ($Y=30$) et opaque ($\tau_{9.7\mu\text{m}}$), semblable au modèle de Pier & Krolik (1992). On choisira également un tore étendue ($Y=150$) et opaque également $\tau_{9.7\mu\text{m}}=10$. Ainsi, on pourra mesurer l'impact de la taille sur le tore. On choisit également un cas intermédiaire, avec une taille $Y=60$, toujours avec une opacité de $\tau_{9.7\mu\text{m}}=10$. Une opacité si importante peut cependant biaiser l'échantillon vers des inclinaisons faibles (vue quasar). C'est pourquoi, on sélectionne également les complémentaires des précédents modèles de tore avec une opacité plus faible $\tau_{9.7\mu\text{m}}=1$. On a choisit également ces paramètres pour pouvoir dans le futur les comparer avec un modèle de tore "clumpy" (Feltre et al., 2012).

Même avec cette sélection préférentielle de "templates", la bibliothèque dépasse les 100 "templates" (La bibliothèque réduite de "templates" est présentée dans le ta-

Table 4.15 – *Tableau récapitulatif des différents paramètres testés. t_{max} correspond à l'âge maximal autorisé en fonction du redshift et des paramètres cosmologiques. Par exemple, à $z=4$, une galaxie ne peut pas avoir un âge plus grand que 1.4 Gyr. $t_{evolved}$ représente l'âge de la composante évoluée.*

| Composantes | paramètres libres | |
|--------------------|----------------------------------|--|
| Evoluée (E) | age | $<t_{max}$ |
| SB | age facteur densité (K) | $<t_{evolved}$ 1,10 |
| AGN | normalisation | $10^{-4}, 10^{-3}, 10^{-2}, 10^{-1}, 10^0, 10^1, 10^2, 10^3, 10^4$ |
| | inclinaison (i) | 10,20,30,60,90 |
| | taille ($Y = R_{max}/R_{min}$) | 10, 60, 150 |
| | opacité ($\tau_{9.7\mu m}$) | 1, 10 |

bleau 4.15). Ceci signifie qu'il faut faire exécuter la procédure de `fitspec` plusieurs fois. On décide donc de regrouper les "templates" par "famille". On sépare donc les cas avec le facteur de densité $K=1$ et $K=10$ pour le starburst. Puis, on regroupe, chaque jeu de "templates" par inclinaison. On termine donc avec 10 fichiers d'entrée à tester dans `fitspec` ($K=1/i=10; K=1/i=20; K=1/i=30; K=1/i=60; K=1/i=90$ et $K=10/i=10; K=10/i=20; K=10/i=30; K=10/i=60; K=10/i=90$). Ces 10 essais, vont donc générer 10 résultats de meilleurs ajustements. On inspecte ensuite visuellement chacune de ces 10 solutions pour chercher le "meilleur des meilleurs" χ^2 . Cette inspection est également instructive sur les dégénérescences possibles avec le code, permettant de voir quels effets ont l'inclinaison ou le facteur de densité K sur l'ajustement.

Par cette méthode, il apparaît parfois que certaines solutions, pouvant être considérées comme les meilleures en terme de χ^2 peuvent apparaître comme non-physique. Ceci peut être dû à de nombreux facteurs. Par exemple, le manque de finesse dû à la restriction dans les "templates" utilisés, une convergence de la solution dans un minima secondaire, un point de donnée isolé et moins fiable. Il est parfois difficile de déterminer lequel de ces facteurs est déterminant dans un "mauvais" ajustement.

4.5.4 Bibliothèque étendue de "templates"

La bibliothèque présentée en section 4.5.3 est extraite d'une bibliothèque plus large et représentative des galaxies de tous types spectraux et de différents AGN. Dans [Rocca-Volmerange et al. \(2013\)](#) où la composante AGN avait un rôle moins important, la variété de starbursts était beaucoup plus large. Elle a été extraite de cette bibliothèque étendue. Par exemple, on a pu tester une métallicité initiale non-nulle, ou d'autres lois de formation d'étoiles.

Une autre voie d'exploration consisterait à modéliser aussi le starburst selon une géométrie de disque plutôt que sphérique. En effet, à grande inclinaison (vu par la tranche) la quantité de poussière traversée donne des résultats semblables à des densités plus élevée (i.e. $K=10$ pour le milieu interstellaire). Changer la composante évoluée par

un modèle S0, Sa, E2. De plus, une exploration plus avancée de la composante AGN est aussi requise pour tester les dégénérescences possibles. Cependant cette bibliothèque étendue a un coût assez important en termes de temps de calcul. Une optimisation de la procédure d'ajustement est cruciale pour la mise en pratique de cette partie de l'étude. Un rapide calcul peut donner une idée du nombre de combinaisons possibles dans le cas idéal où l'on explore complètement la bibliothèque, $> 10^{14}$ possibilités, ce qui est considérable. C'est pourquoi en attendant l'utilisation de la librairie complète, nous avons utilisé la bibliothèque décrite dans la section [4.5.3](#).

§ 4.6 RÉSULTATS

On présente les résultats en deux parties distinctes. Dans un premier temps, on présente le résultat de l'ajustement de chaque galaxie, une à une, commentant chaque ajustement en pointant plus particulièrement les points à améliorer. On présente ensuite les résultats de l'échantillon dans sa globalité, en reprenant les résultats obtenus individuellement.

4.6.1 Résultats des meilleurs ajustements, galaxie par galaxie

On présente les meilleurs ajustements pour notre échantillon. Les figures suivent toutes la même présentation. Les courbes pleines représentent les "templates", orange pour la composante elliptique, bleu pour la composante starburst et verte pour la composante AGN. La courbe noire représente la somme de ces composantes. Les points rouges avec les barres d'erreur représentent les données. La barre d'erreur verticale correspond à l'incertitude sur le flux, et la barre horizontale à la largeur à mi-hauteur du filtre correspondant. Les points verts représentent des données complémentaires, non incluses lors de l'ajustement mais reporté pour comparaison. Les triangles correspondent aux limites de détections à 3σ . On notera que toute solution présentant un "template" passant au-dessus de ces limites est immédiatement écartée. Le cadre en bas de la figure résume les paramètres associés aux "templates", le χ^2 indiqué est le χ^2 non réduit. C'est pourquoi on définit la valeur $\chi_n^2 = \chi^2 / N_{data}$ où N_{data} est le nombre de données utilisées pour l'ajustement. Cette "normalisation" permet ainsi une comparaison directe des sources entre elles, car la même bibliothèque de "templates" est utilisée.

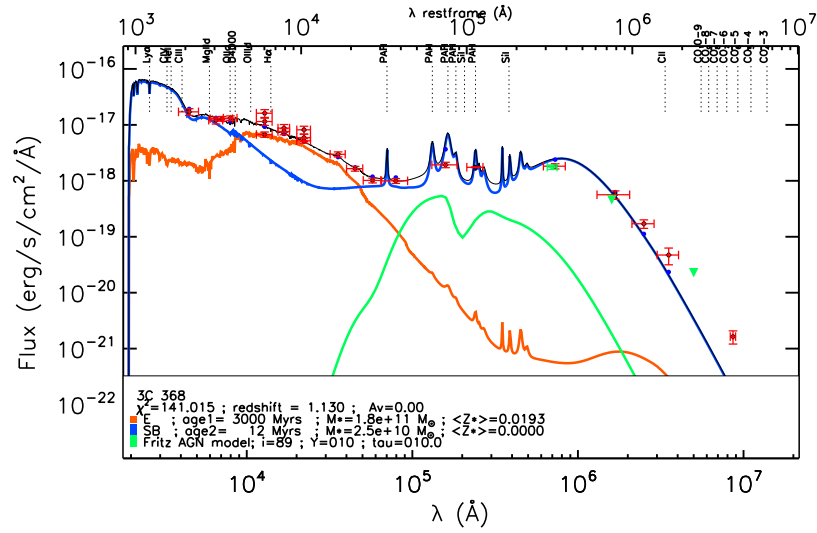


Figure 4.34 – Meilleur ajustement pour 3C 368, $K=10$.

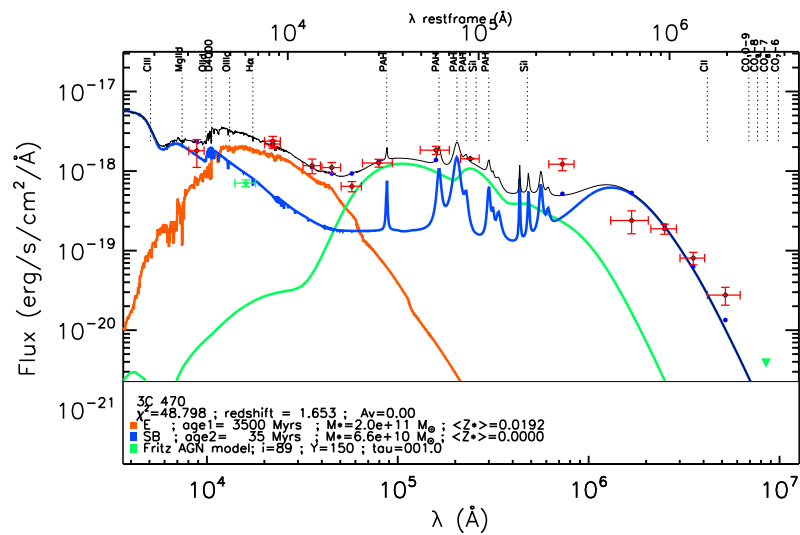


Figure 4.35 – Meilleur ajustement pour 3C 470, $K=10$.

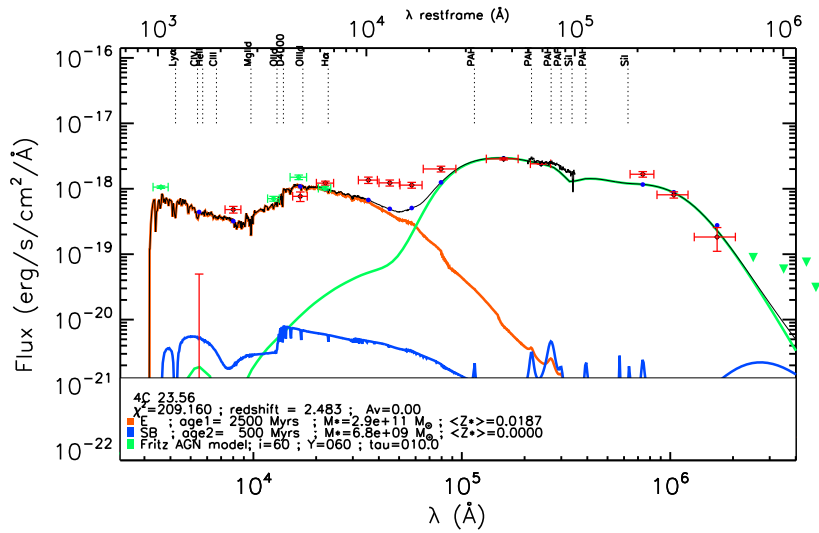


Figure 4.40 – Meilleur ajustement pour 4C 23.56, $K=10$.

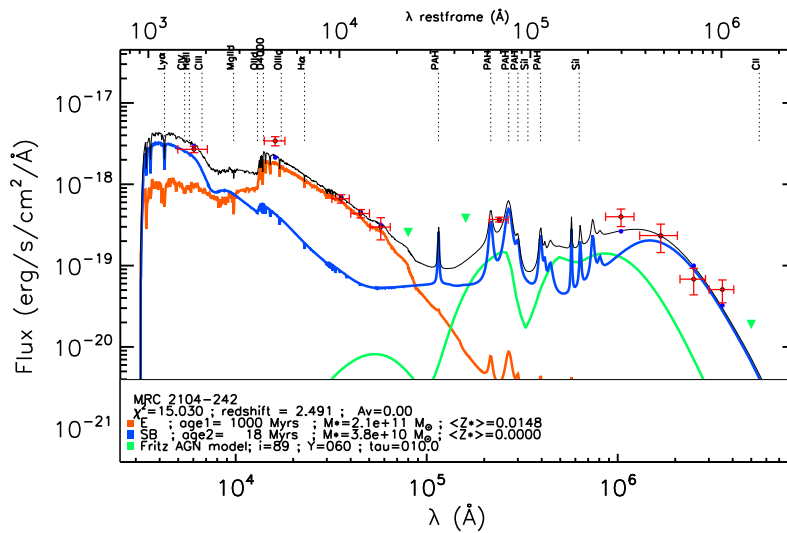


Figure 4.41 – Meilleur ajustement pour MRC 2104-242, $K=10$.

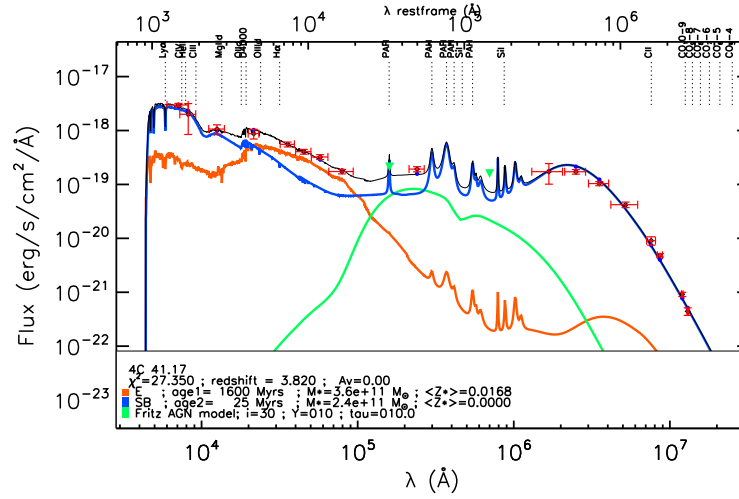


Figure 4.44 – Meilleur ajustement pour 4C 41.17, $K=10$. La différence avec Rocca-Volmerange et al. (2013) provient du modèle de Fritz et al. (2006).

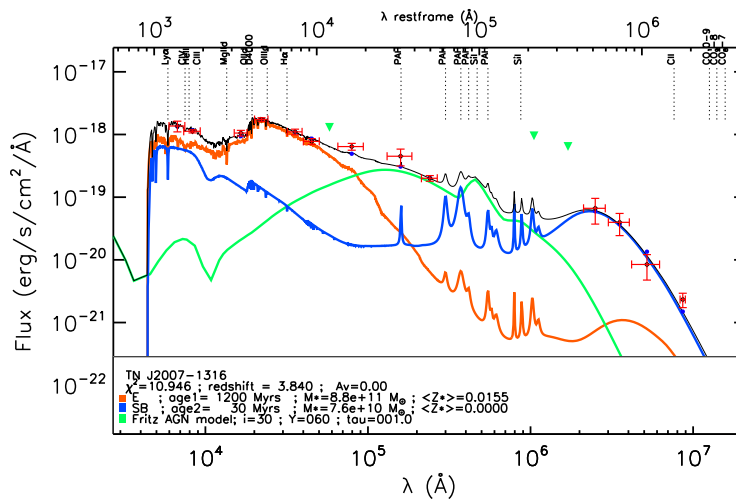


Figure 4.45 – Meilleur ajustement pour TN J2007-1316, $K=10$. La différence avec Rocca-Volmerange et al. (2013) provient du modèle de Fritz et al. (2006).

3C 368 La photométrie de cette galaxie est assez particulière, du à la présence de données polarimétriques et des deux étoiles proches de l'objet. De plus, la raie $H\alpha$, semble pouvoir contribuer significativement dans la bande J . La valeur de χ^2 relativement élevée ($\chi_n^2=6.1$) indique que les modèles ne sont capables que de reproduire partiellement les données. De plus, la photométrie proche infrarouge présente une forte dispersion. Un travail plus approfondi sur cette partie du spectre est nécessaire pour améliorer l'ajustement. On peut cependant noter l'excellent accord des modèles avec les données IRAC et submm.

3C 470 L'ajustement présenté en figure 4.35 est acceptable, par sa valeur de χ^2 raisonnable ($\chi_n^2=3.4$). On note cependant plusieurs problèmes : Le point PACS (70 μm) qui semble non reproduit par la SED, ainsi que le point PACS (160 μm), en dessous du flux prédit par la SED. Il est clair que le signal à bruit de la bande PACS (160 μm) est faible. De plus, l'expérience montre que cette bande dans les données *Herschel* est soumise à des effets systématiques, qu'il est difficile de quantifier. Même si la partie à plus haute longueur d'onde peut être sensiblement améliorée, la partie UV, optique et *Spitzer*, est quand à elle, bien reproduite par la combinaison de composantes.

6CE 0905+3955 Cette galaxie présente un ajustement tout à fait correct ($\chi_n^2=3.3$), même si l'on peut noter le manque de données optiques qui permettraient une amélioration de la solution proposée par l'ajustement. Cette galaxie présente une combinaison presque équivalente des composantes starburst et AGN dans l'infrarouge.

MRC 0324-228 Cette solution présente le plus mauvais χ^2 de l'échantillon ($\chi_n^2=10.3$). Même si la composante starburst semble reproduire la partie submillimétrique du spectre, l'optique et les bandes IRAC ne sont pas ajustées. Le test avec une bibliothèque plus étendue semble ici indispensable pour améliorer l'ajustement.

PKS 1138-262 Cette galaxie présente une solution parfaitement acceptable. Un raffinement de la bibliothèque permettrait cependant une amélioration de l'ajustement, notamment au niveau du point de donnée PACS (100 μm). Néanmoins, cet ajustement est extrêmement satisfaisant avec $\chi_n^2=6$. Plus spécialement, on peut noter le spectre IRS en accord avec l'ajustement alors qu'il n'est pas utilisé dans la procédure.

MRC 0406-244 Cette galaxie présente également un ajustement satisfaisant, tout spécialement dans l'infrarouge ($\chi_n^2=1.9$). Seules les deux données optiques ne sont pas reproduites par la somme des composantes. Ceci peut être du dans le cas de la bande la J à la contribution de la raie en émission [OII]. Une exploration plus profonde du domaine optique semble nécessaire pour améliorer la solution.

4C 23.56 Cette galaxie présente une forte polarisation. On a testé son impact ici, en soustrayant la contribution maximale possible de la composante AGN réfléchiée des données (points rouges). Ceci explique la présence de la partie supérieure du point à

plus courte longueur d'onde, ce point étant presque entièrement dominé par cette composante réfléchie, son flux est donc proche de 0. La forte contribution de l'AGN peut également affecter les bandes en infrarouge proche (J, H et K). On voit également que les données IRAC ne sont pas du tout ajustées. Ceci est sûrement responsable du mauvais χ^2 ($\chi_n^2=9.1$).

Le seul point positif de cet ajustement est sa partie infrarouge. Le modèle de [Fritz et al. \(2006\)](#) est capable de reproduire complètement l'émission thermique par un tore, confirmé par la forme du spectre IRS. Cependant, cette galaxie nécessite une étude plus poussée de l'effet de polarisation et de l'AGN dans l'optique et le proche infrarouge pour pouvoir obtenir une amélioration significative de l'ajustement.

MRC 2104-242 Cette galaxie présente un ajustement tout à fait acceptable ($\chi_n^2=1.5$). En particulier, la pente dans les données IRAC est très bien reproduit par le modèle elliptique.

USS 0828+193 Cette galaxie présente de multiples composantes dans les images optiques et proche infrarouge. Les données dans le proche infrarouge sont prises uniquement avec la source centrale. Les points verts indiquent les données prenant en compte la totalité du système lors de la photométrie. Même si la distribution est reproduite, le domaine submm reste à améliorer. Les points submm semblent trop brillant pour un tore seul, mais trop faible pour y inclure une composante starburst. Le χ^2 reste cependant acceptable ($\chi_n^2=4.4$) même si l'ajustement peut clairement être amélioré.

4C 28.58 Cette galaxie présente un ajustement tout à fait acceptable, avec un $\chi_n^2=2.4$. On peut voir que l'AGN domine clairement l'infrarouge.

4C 41.17 L'ajustement présenté ici est tout à fait acceptable, et surtout, parfaitement en accord à l'ajustement présenté dans l'article [Rocca-Volmerange et al. \(2013\)](#) compte tenu du changement de modèle d'AGN. On remarquera la bonne valeur de χ^2 pour cet ajustement, $\chi_n^2=1.6$.

TN J2007-1316 De la même façon, que dans l'article [Rocca-Volmerange et al. \(2013\)](#), la solution est parfaitement semblable, avec une faible inclinaison. Cet ajustement présente le meilleur χ^2 de l'échantillon, $\chi_n^2=0.9$.

4.6.2 Résultats globaux de l'échantillon ARPÈGE

Table 4.16 – Résultats de l’ajustement sur l’échantillon ARPÈGE. La luminosité présentée dans ce tableau correspond à une luminosité intégrée (c.f. texte). ^a Cas particuliers d’ajustements, voir le texte 4.7 pour plus de détails section. (*) Toutes les solutions de starbursts présente un facteur densité $K=10$. Ils présentent également une métallicité initiale nulle $Z=0$.

| Name | z | χ^2/N_{data} | Evolved Component | | | | SB component* | | | | AGN component | | | |
|---------------------------|-------|-------------------|---------------------------------|--------------|----------------------|--------------------------------------|---------------------------------|--------------|--------------------------------------|-----|-------------------|------------------|--------------------------------------|--|
| | | | Mass [$10^{11} M_{\odot}$] | Age [Myr] | Z [10^{-2}] | L^{tot} [$10^{12} L_{\odot}$] | Mass [$10^{11} M_{\odot}$] | Age [Myr] | L^{tot} [$10^{12} L_{\odot}$] | Y | $\tau_{9.7\mu m}$ | i [degrees] | L^{tot} [$10^{12} L_{\odot}$] | |
| 3C 368 ^a | 1.132 | 6.1 | 1.8 | 3000 | 1.93 | 0.26 | 0.25 | 12 | 0.8 | 10 | 10 | 90 | 2.4 | |
| 3C 470 | 1.653 | 3.4 | 2.0 | 3500 | 1.92 | 0.3 | 0.7 | 35 | 1.1 | 150 | 1 | 90 | 2.2 | |
| 6CE 0905+3955 | 1.883 | 3.3 | 2.5 | 3000 | 1.93 | 0.4 | 0.4 | 12 | 2.0 | 150 | 10 | 60 | 6.0 | |
| MRC 0324-228 ^a | 1.894 | 10.3 | 0.8 | 3000 | 1.93 | 0.1 | 1.0 | 50 | 1.0 | 150 | 10 | 30 | 2.37 | |
| PKS 1138-262 | 2.156 | 6.0 | 14 | 1800 | 1.74 | 3.2 | 0.7 | 30 | 6.9 | 10 | 1 | 30 | 9.5 | |
| MRC 0406-244 | 2.427 | 1.9 | 2.5 | 1200 | 1.55 | 0.6 | 1.8 | 90 | 1.8 | 10 | 10 | 30 | 2.8 | |
| 4C 23.56 ^a | 2.483 | 16.1 | 2.9 | 2500 | 1.87 | 0.7 | 0.06 | 500 | 0.06 | 60 | 10 | 60 | 21.6 | |
| MRC 2104-242 | 2.491 | 1.5 | 2.1 | 1000 | 1.48 | 0.6 | 0.4 | 18 | 0.6 | 60 | 10 | 90 | 1.8 | |
| USS 0828+193 ^a | 2.572 | 4.4 | 4.8 | 1400 | 1.62 | 1.2 | 2.0 | 350 | 6.5 | 60 | 1 | 60 | 17.3 | |
| 4C 28.58 | 2.891 | 2.4 | 2.1 | 1600 | 1.68 | 0.6 | 1.1 | 160 | 2.1 | 150 | 10 | 60 | 10.2 | |
| 4C 41.17 | 3.792 | 1.6 | 3.3 | 1000 | 1.48 | 0.9 | 2.5 | 25 | 2.6 | 10 | 10 | 30 | 1.3 | |
| TN J2007-1316 | 3.840 | 0.9 | 8.8 | 1200 | 1.55 | 2.3 | 0.8 | 30 | 2.7 | 60 | 1 | 30 | 4.5 | |

Une première remarque générale est le succès de la méthode dans la décomposition des spectres en trois composantes. Ces trois composantes sont : (i) la population stellaire évoluée d'une galaxie elliptique caractérisée par son pic à $1 \mu\text{m}$ dans le domaine infrarouge proche (ii) une composante starburst, évoluée également $\sim 10\text{-}160\text{Myr}$ dont les domaines d'émission sont l'UV (émission photosphérique) et le domaine infrarouge lointain-submm (émission des grains froids) (iii) une composante noyau actif (AGN) contribuant principalement dans le domaine infrarouge moyen.

Les résultats pour les 12 galaxies de l'échantillon sont présentés dans le tableau 4.16. Ce tableau rassemble les valeurs des différents paramètres obtenus à partir des meilleurs ajustements pour chaque composante. On présente aussi pour chaque galaxie la valeur χ_n^2 , valeur du χ^2 présentée dans les ajustements normalisée au nombre de points de données utilisées dans l'ajustement. Les deux populations stellaires sont respectivement identifiées par leur masse, âge et luminosité (intégrée entre 900\AA et 1mm). La métallicité de la composante évoluée est également indiquée. La métallicité de la composante starburst est supposée nulle (gaz primitif), ce point sera discuté en section 4.7. Pour la composante AGN, on reporte les paramètres du tore : la taille $Y=R_{max}/R_{min}$, l'opacité à $9.7 \mu\text{m}$ $\tau_{9.7\mu\text{m}}$, l'inclinaison i du tore par rapport à la ligne de visée (90° correspondant à la vue sur la tranche) et la luminosité (intégrée entre 900\AA et 1mm).

Certaines propriétés générales de l'échantillon ARPÈGE peuvent être mentionnées. En particulier, tous les "templates" des starbursts correspondent pour les meilleurs à un facteur multiplicatif $K=10$ de la densité de colonne n_{HI} du milieu interstellaire. On reviendra sur ce point en section 4.7.

4.6.2.1 La population stellaire évoluée d'elliptique massive

La figure 4.46 reporte l'âge de la composante évoluée en fonction du redshift pour l'ensemble des galaxies (en rouge). Ces galaxies ont un âge proche de la limite de l'âge de l'Univers, symbolisé par la courbe noire. Ceci confirme une formation extrêmement précoce ($z \gg 6$) prédite par le scénario d'elliptique utilisé dans l'ajustement. La figure 4.47 reporte les masses stellaires de la composante évoluée en fonction du redshift (en rouge). On peut immédiatement noter que $M_* > 10^{11} M_\odot$ pour toutes les galaxies. On peut également noter que cette masse stellaire reste à peu près constante avec le redshift confirmant une faible évolution de ce paramètre. Former $M_* > 10^{11} M_\odot$ sur une si courte échelle de temps impose un pic intense de formation d'étoiles ce qui est conforme à notre scénario de galaxie elliptique. Cette population stellaire est bien la même que celle découverte en bande K par Rocca-Volmerange et al. (2004) en utilisant le code PÉGASE.2. La décomposition plus précise retrouve également les masses calculées par les bandes H/K dans le référentiel au repos par Seymour et al. (2007); De Breuck et al. (2010) et confirme même la masse de certaines sources qui semblait contaminé par l'AGN (e.g. *TN J2007-1316*).

4.6.2.2 Un starburst intense

Les composantes jeunes possèdent également une masse considérable $M_* > 2 \cdot 10^{10} M_\odot$ (figure 4.47 en bleu). On peut également noter que la masse et/ou l'âge de cette composante ne présente aucune corrélation avec le redshift. Rapporté à un temps typique de starburst de 10 Myrs, ceci représente un $\text{SFR} > 1000 M_\odot \cdot \text{yr}^{-1}$. Bien qu'élevée, cette valeur est tout à fait cohérente avec les observations de SMG à redshift équivalent (e.g. [Wardlow et al., 2011](#)). Ce résultat confirme également que les radio galaxies expérimentent un épisode d'intense formation ([Rocca-Volmerange et al., 2013](#); [Drouart et al., in prep.](#)). L'âge des starbursts (figure 4.46) est également intéressant, il est en majorité compris entre 10 et 160 Myrs (excepté pour les deux solutions moins robustes), correspondant à un starburst légèrement évolué.

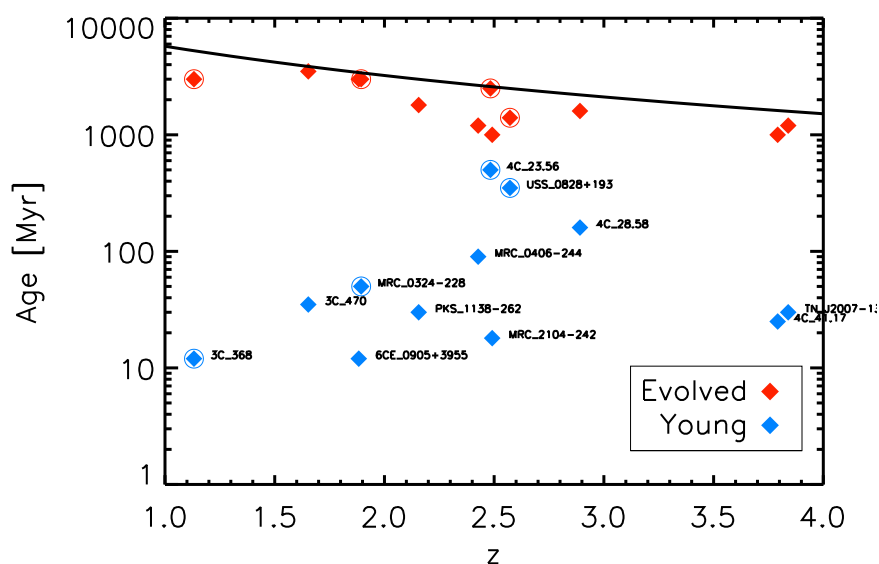


Figure 4.46 – Âges des deux populations stellaires (évoluée et starburst) en fonction du redshift. Le trait plein noir marque la limite de l'âge de l'Univers, selon le modèle cosmologique standard. Les cercles indiquent les galaxies dont les ajustements sont moins robustes.

4.6.2.3 Une activité AGN importante et variable

La nouveauté des ajustements présentés dans la section 4.6.1 est la prise en compte d'un modèle d'AGN qui reproduit remarquablement la variabilité et l'importance de cette composante. Alors que dans le cas de *4C 41.17* ([Rocca-Volmerange et al., 2013](#)), l'émission infrarouge de l'AGN jouait un rôle mineur, la radio galaxie *4C 23.56* de l'échantillon ARPÈGE (figure 4.40) est dominé dans l'infrarouge par l'émission de l'AGN,

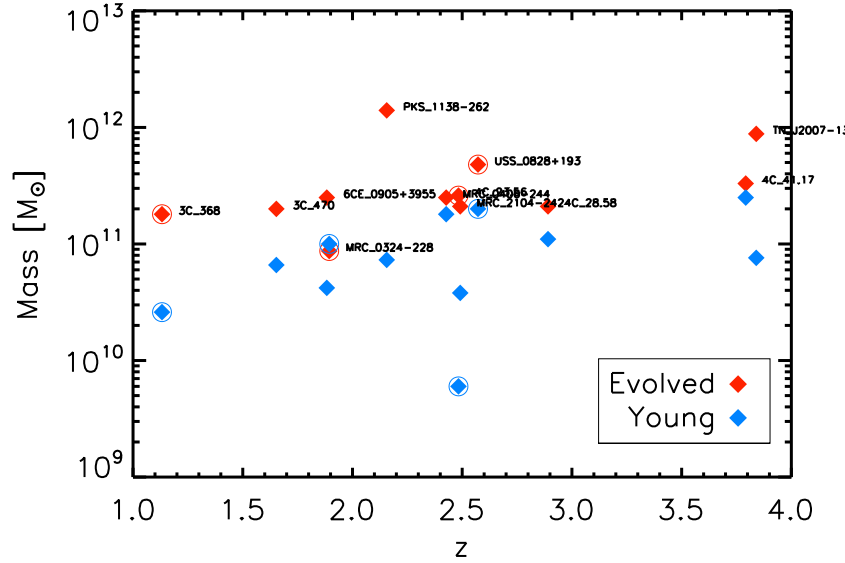


Figure 4.47 – *Masses stellaires des composantes jeune et évoluée en fonction du redshift. Les cercles indiquent les galaxies dont les ajustements sont moins robustes.*

rendant peu robuste les résultats sur les populations stellaires.

Le modèle d'AGN (Fritz et al., 2006) se montre donc satisfaisant. Par exemple, l'inclinaison est systématiquement en dessous de l'angle d'ouverture θ , indiquant des AGN de type 2, conformément à la sélection radio. La répartition des inclinaisons est également satisfaisante, car elle ne privilégie aucune orientation malgré le nombre restreint de "templates" utilisés ($i=10,20,30,60,90$). Le tore se révèle en majorité très opaque $\tau_{9.7\mu m} = 10$, malgré quelques cas à $\tau_{9.7\mu m} = 1$ (*3C 470*, *PKS 1138-262*, *TN J2007-1316* et *USS 0828+193*). Prenant un rapport classique $A_v/\tau_{9.7\mu m}=18.5$ (Draine, 2003), l'opacité du tore varie donc de $18 < A_v < 180$.

Il semble que les résultats soient plus en faveur d'un tore étendu ($Y > 60$) même si des cas des tores compacts semblent possibles (*3C 368*, *PKS 1138-262*, *MRC 0406-244* et *4C 41.17*). Cet effet démontre que l'inclusion de données à plus grande longueur d'onde est indispensable pour appréhender les caractéristiques du tore.

4.6.2.4 Luminosités bolométriques

La figure 4.48 représente la luminosité L^{Bol} intégrée entre 900 Å-1 mm de chaque composante en fonction du redshift. Même si cette intégration ne prend pas en compte les rayons X et le domaine radio, cette valeur reste extrêmement proche de l'énergie totale rayonnée (à un facteur $\sim 2-10$). On peut voir immédiatement que toutes les composantes sont extrêmement énergétiques, avec $L^{Bol} > 10^{11} L_{\odot}$. Plus particulièrement, on remarque que la composante AGN et SB sont du même ordre de grandeur avec $L_{AGN}^{Bol} > 10^{12} L_{\odot}$, la

composante évoluée étant en moyenne un ordre de grandeur plus faible.

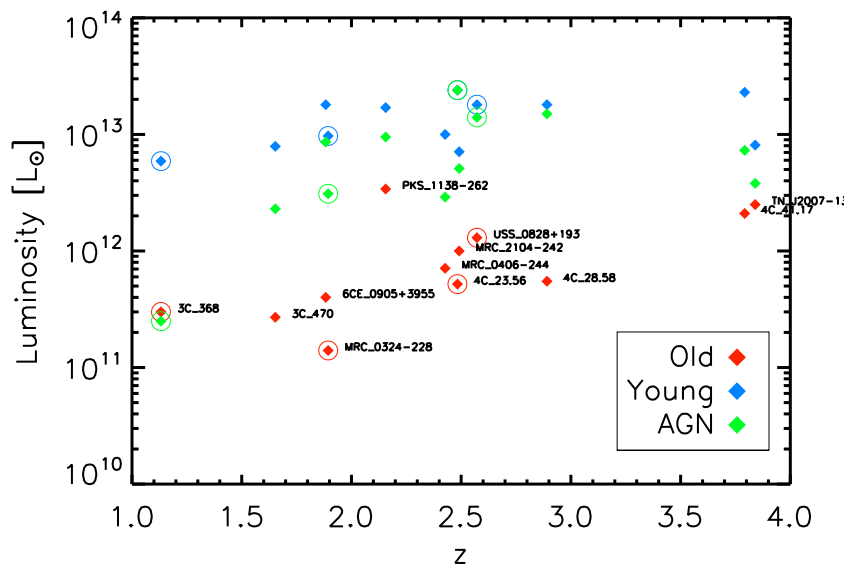


Figure 4.48 – Luminosité pour les composantes jeune et évoluée et AGN en fonction du redshift. Les cercles indiquent les galaxies dont les ajustements sont moins robustes.

4.6.2.5 Relation masse-luminosité des populations stellaires

La figure 4.49 trace la luminosité bolométrique en fonction de la masse des populations stellaires. Un premier résultat est qu’une séquence des composantes évoluées (points rouges) apparaît clairement autour de la droite symbolisant un rapport $M/L=1$. Ceci est caractéristique d’étoiles de masses faibles et intermédiaires.

Cette corrélation confirme le scénario elliptique dans lequel la formation très rapide à grand redshift est suivie par une réduction/annulation de la formation d’étoiles (vents galactiques?). La dispersion représente les différences d’âge de la composante évoluée de galaxie à galaxie et donne un ordre de grandeur de l’incertitude sur cet âge.

On remarquera également que les starbursts sont aléatoirement distribuées autour de $M/L=0.01$. Ceci peut être expliqué par la différence de masse entre starburst mais également par leur âge, influant considérablement sur ce rapport dû à la présence d’étoiles massive (type O,B). On notera la source *4C 23.56*, absente car située hors de ce graphe vers le bas. Sa position semble incohérente avec les autres starbursts. Sachant que l’ajustement de cette source n’est pas robuste, on ne discutera pas ici de la position de cette source, une étude plus approfondie de la SED est nécessaire avant de conclure définitivement sur la position de ce point.

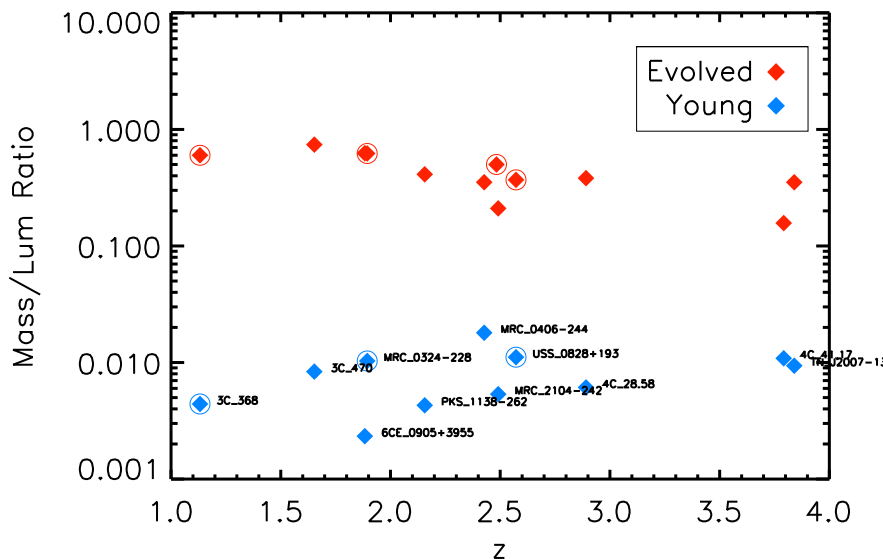


Figure 4.49 – Rapport masse-luminosité pour les composantes jeune et évoluée. Les cercles indiquent les galaxies dont les ajustements sont moins robustes.

4.6.2.6 Relation des luminosités du starburst et de l'AGN

La figure 4.50 représente la luminosité bolométrique de la jeune composante L_{AGN}^{Bol} en fonction de celle de l'AGN L_{SB}^{Bol} . Une comparaison directe peut être faite avec la figure 3 de l'article présenté en chapitre 2. Il convient ici de noter deux points : (i) le calcul de la luminosité (ii) le choix des modèles (iii) le biais de sélection d'ARPÈGE. Les luminosités sont ici intégrées de 900Å-1mm, contrairement à 8-1000 μm pour l'échantillon HeRGÉ. De plus, même si les luminosités sont cohérentes avec celles trouvées dans le chapitre 2, les modèles utilisés ici ne sont pas des modèles empiriques et présentent quelques différences significatives. Plus particulièrement, le domaine de transition entre AGN et SB diffère. En effet, les SEDs empiriques ont une légère tendance à "maximiser" le flux dans ce domaine. L'exemple est celui de *PKS 1138-262* où avec les "templates" empiriques on peut voir une très belle reproduction des observations alors que la décomposition présentée ici n'arrive pas à reproduire complètement le flux dans l'infrarouge lointain. Ceci pourrait être dû à une possible contribution synchrotron, ou une composante additionnelle de poussière plus froide, non prédite par le modèle. Elle peut être également un problème de calibration dans les observations sub-mm, spécialement en cas de faible rapport signal à bruit. Une extension de la SED au domaine radio permettra de trancher définitivement sur cette différence.

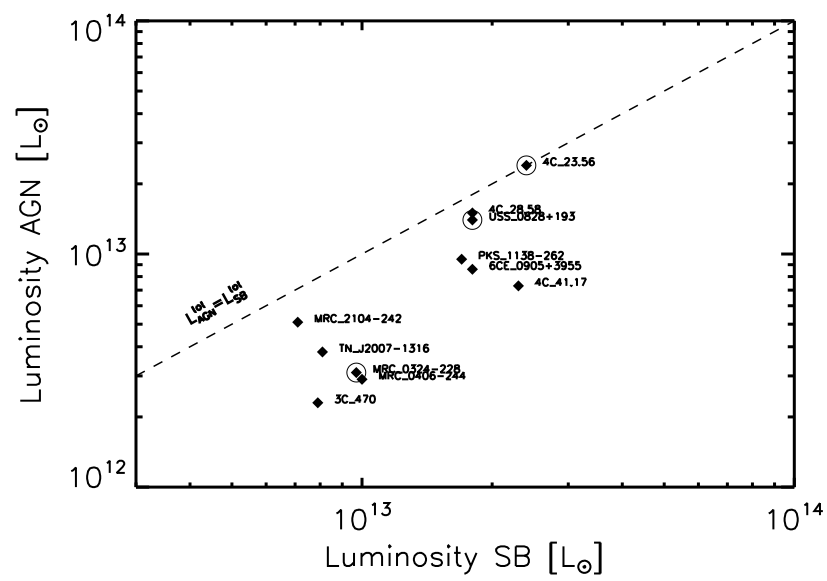


Figure 4.50 – Luminosité de la composante jeune et AGN. Les cercles indiquent les galaxies dont les ajustements sont moins robustes.

§ 4.7 DISCUSSION

Les résultats précédents ont montré que les spectres UV-submm de l'échantillon ARPÈGE sont reproduits par trois composantes. Une composante évoluée indique que les radio galaxies puissantes sont formées à grand redshift ($z \gg 6$). Un sursaut de formation d'étoiles est généralement associé, impliquant une masse d'étoile considérable, de l'ordre du dixième de la composante évoluée. Enfin, les ajustements révèlent que la contribution AGN peut être importante dans le domaine infrarouge moyen. Il est maintenant important de tester la sensibilité des paramètres obtenus par la technique d'ajustement proposée.

4.7.1 Incertitudes et sensibilité aux paramètres

On discute ici de l'effet des paramètres sur les ajustements et de la robustesse des solutions présentées en section 4.6. Les ajustements obtenus dans la section précédente sont dépendants d'un certain nombre de paramètres. Il est difficile de donner une barre d'erreur sur les résultats des modèles. Mais il semble nécessaire d'évaluer la qualité de l'ajustement en fonction du choix des paramètres.

4.7.1.1 Le choix du scénario d'évolution d'un "template" d'elliptique

Le scénario de galaxie elliptique utilisé par les ajustements est caractérisé par deux propriétés, un redshift de formation $z_{form}=10$, une échelle de temps de la formation d'étoiles d'environ 1 Gyr suivie d'un épisode de vents galactiques. Ce scénario est celui qui s'ajuste le mieux comparé à des scénarios de galaxies spirales dont l'échelle de temps de la formation d'étoiles peut s'étaler à plusieurs milliards d'années (Rocca-Volmerange et al., 2004). Par ailleurs, changer le redshift de formation de $z_{form}=10$ à $z_{form}=30$ correspondrait à vieillir la population de 340 Myr ce qui est négligeable par rapport à l'âge de la population évoluée. La seule contrainte devient donc $z_{form} \geq 10$.

4.7.1.2 Le choix d'un sursaut instantané

Ce "template" instantané (1 Myr) et primitif mérite une discussion. La durée du starburst peut modifier les résultats de la jeune population, en particulier dans les domaines UV et submm. L'émission dans l'infrarouge lointain (*Herschel*) et dans l'UV est considérable dans la majorité des galaxies. Seul un sursaut très court dans un milieu de densité ($K=10$) permet d'ajuster les données.

Allonger la durée du starburst ne permet pas d'augmenter l'intensité dans ces domaines extrêmes. Seul le paramètre de métallicité initiale du starburst pourrait influencer la précision des ajustements. Il en est de même dans le cas d'une augmentation de la densité (paramètre K).

Ces effets de métallicité sont inclus dans la bibliothèque élargie 4.5.4 et seront testés dans un avenir proche. Il est important de remarquer que l'augmentation de la métallicité

initiale n'a cependant pas le même effet dans les deux domaines. Augmenter la métallicité augmente l'absorption donc l'émission infrarouge mais diminue l'émission UV.

Nous avons adopté une IMF locale Kroupa (Kroupa, 2001). Il est possible que l'IMF à grand redshift soit significativement différente. En particulier, si elle est biaisée vers les étoiles massives, elle induit surtout un effet important sur la métallicité dont les conséquences sont difficile à apprécier. Comme cela a déjà été discuté dans le paragraphe précédent. Cependant l'IMF étant normalisée dans le modèle à $1 M_{\odot}$, les effets sont limités. Ils peuvent affecter l'âge du starburst mais ne remettent pas en cause l'existence de deux populations ni celle de la contribution AGN qui domine dans un autre domaine.

4.7.1.3 Ouverture et taille du tore.

L'ouverture du tore demande une plus grande exploration, conjointement avec la distribution azimutale de poussière. En effet, un cône d'ouverture plus grand, favorisera les solutions à plus grande inclinaison. Cependant, la distribution de densité de poussières peut aussi créer une dégénérescence. Un meilleur ajustement de l'émission *4C 23.56* dominée par la composante AGN dans l'infrarouge, permettrait une meilleure contrainte de ces paramètres. La taille du tore est un paramètre d'une importance capitale lors de la décomposition entre starburst et AGN dans l'infrarouge.

Il est également important de mentionner ici une possible émission provoquée par l'AGN n'ayant pour source le tore, mais une contribution par les régions extérieures (NLR), dans le cône d'ionisation qui peuvent produire une composante plus froide, pouvant partiellement reproduire l'émission infrarouge. Cet effet a été observé dans des radio galaxies à plus faible redshift (e.g. Dicken et al., 2009), sur une partie de l'échantillon. Une comparaison de ce chauffage alternatif est prévu.

4.7.2 Quelques exemples d'ajustements alternatifs

3C 368 Un ajustement alternatif de la radio galaxie avec un $\chi_n^2=8.8$. Le vrai changement est l'âge de la composante évoluée, contraint essentiellement par les données allant de $0.6 \mu\text{m}$ - $3.3 \mu\text{m}$. La composante évoluée est plus vieille (5Gyr), sa luminosité et sa masse sont équivalentes. La différence significative est la luminosité de l'AGN. Cet ajustement ne remet cependant pas en cause les résultats obtenus mais montre à quel point le facteur de densité K peut jouer un rôle dans la décomposition dans l'infrarouge. De plus, un spectre IRS est disponible dans Leipski et al. (2010). Ce spectre montre des signatures de PAH, renforçant davantage l'ajustement présenté en section 4.6.

MRC 0324-228 La deuxième galaxie dont l'ajustement est moins robuste. Le $\chi_n^2=8.2$ de cette solution est aussi légèrement meilleur que l'ajustement proposé en section 4.6.1. Ce cas est difficile à interpréter et ne représente pas un exemple physiquement acceptable. L'émission est reproduit par une seule composante d'un âge intermédiaire 100 Myr et de $10^{11} M_{\odot}$. Cette ajustement indiquerait une galaxie s'étant formée 100 Myr auparavant, en une période extrêmement courte, de l'ordre de ~ 1 Myr. Les points de données optique et proche infrarouge semblent déterminant ici. En effet, on peut voir dans l'image infrarouge

nettement deux composantes, qui n'en deviennent qu'une seule (légèrement allongée dans l'axe Nord-Sud) dans les images IRAC dû à la résolution décroissante en fonction de la longueur d'onde. Cette galaxie peut être vue comme un cas typique de "blending", les images à courte longueur d'onde ne sélectionnant pas les mêmes sources qu'à plus grande longueur d'onde. Cette galaxie mérite donc une étude plus approfondie dans l'UV et dans le domaine d'émission de l'AGN.

4C 23.56 En ce qui concerne cette galaxie, les deux solutions sont très proches ($\chi_n^2=17.3$). L'âge de la vieille composante diminue dans les deux d'un facteur environ 2. La différence entre les deux ajustements est la soustraction de la composante polarisée. En effet, on a soustrait des données, la contribution maximale possible dans la figure 4.40 et la minimale ici (figure 4.53). Cette différence a un effet sur la composante jeune (bleue) qui n'a qu'un effet réduit sur la luminosité totale, ce qui explique l'incertitude sur cette composante. On peut noter également que la composante évoluée n'est pas du tout ajustée sur les données IRAC.

Le résultat principal de cet ajustement est que la composante AGN reste inchangée d'un ajustement à l'autre dans l'infrarouge. La polarisation de cette source étant forte, il est fort probable qu'une partie significative de l'UV et l'optique soit du également à l'AGN. Une étude plus approfondie est nécessaire pour mieux séparer chaque effet, mais on a pu déjà voir qu'il aura principalement un impact sur la composante jeune.

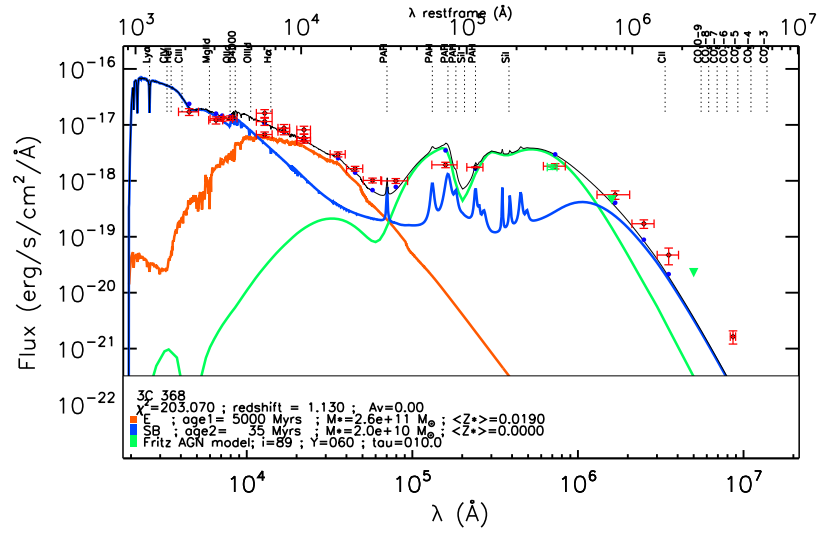
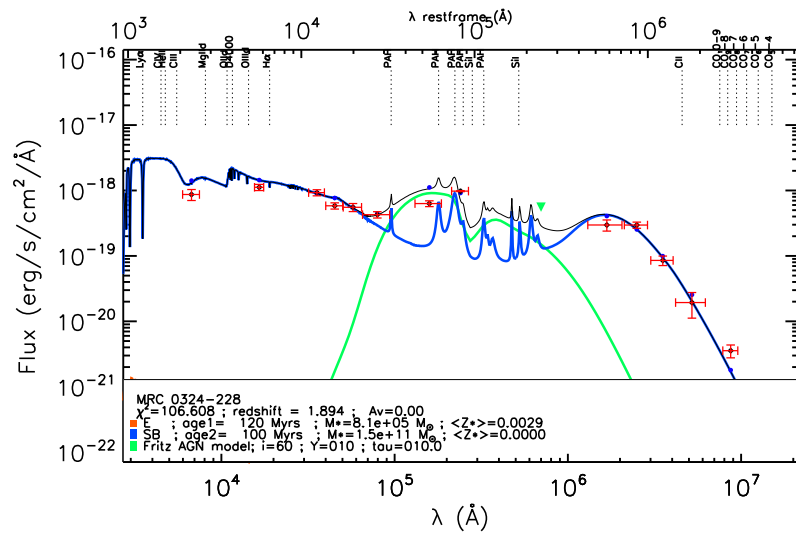
USS 0828+193 Le χ_n^2 est similaire, $\chi_n^2 = 4.8$. La composante évoluée reste inchangée. La différence principale est dans la composante jeune, plus faible dans cet ajustement ce qui explique également l'incertitude sur cette composante. Le modèle de tore montre un changement d'opacité, mais les images proche infrarouge présentent des multiples composantes, et demandent un travail plus approfondi dans la détermination des flux utilisés dans l'ajustement.

Pour conclure, les valeurs des âges et des masses différentes présentées dans ces ajustements alternatifs ne remettent pas en cause les principales relations qui relient les composantes stellaires et AGN aux observations.

4.7.3 Évidence de "merging"

La figure 4.55 présente le rapport de masse entre la composante évoluée et la jeune composante pour l'ensemble de l'échantillon ARPÈGE. Ce rapport de masse qui varie de 2 à 20 caractérise vraisemblablement un processus de fusion entre une galaxie vieille et massive et une composante jeune accrétée.

La radio galaxie *4C 41.17* présente un archétype de "major merger", avec un rapport de masse proche de 1. D'autres galaxies, comme *PKS 1138-262* présentent un rapport de 10, plutôt associé avec un "minor merger". De plus, les images optiques et proche infrarouge à haute résolution suggère plusieurs compagnons proches de la galaxie. L'hypothèse de la fusion paraît alors particulièrement adaptée pour expliquer les luminosités, les rapport de masse appuyé par la morphologie des images à haute résolution.

Figure 4.51 – Ajustement alternatif pour 3C 368, $K=1$ Figure 4.52 – Ajustement alternatif pour MRC 0324-228, $K=10$

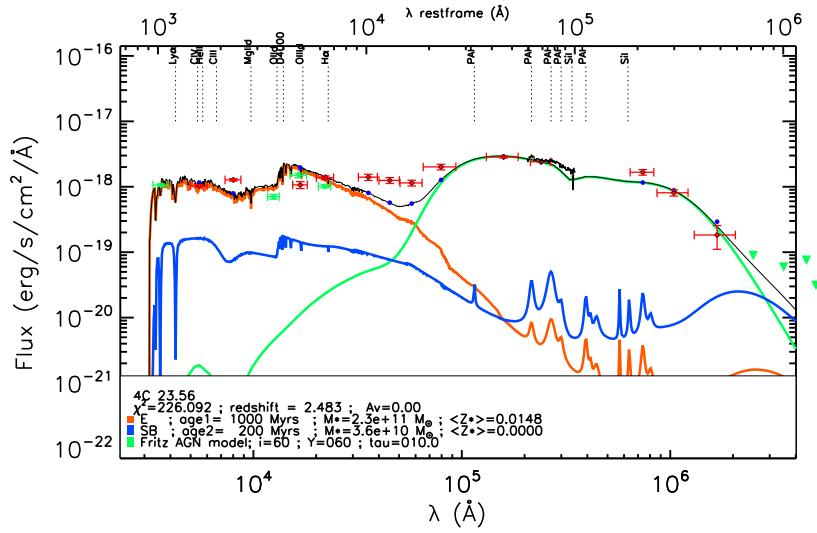


Figure 4.53 – Ajustement alternatif pour 4C 23.56, $K=10$

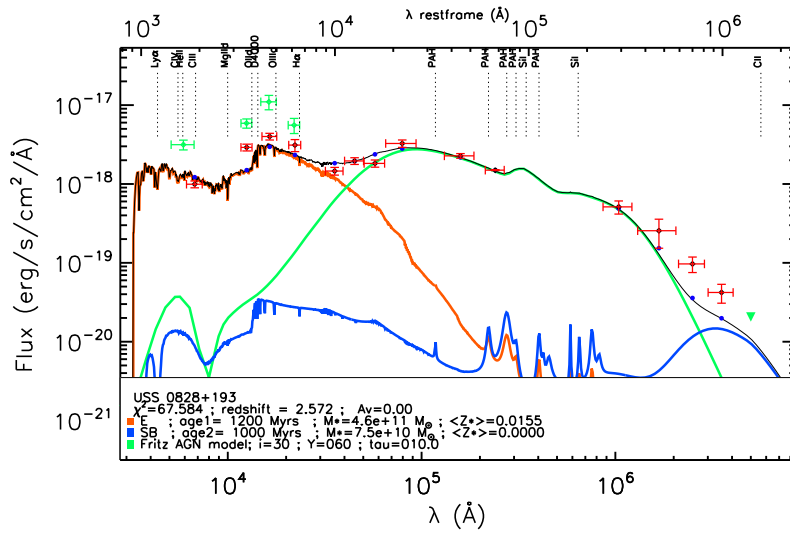


Figure 4.54 – Ajustement alternatif pour USS 0828+193, $K=10$

Un point important est à mentionner ici. Selon ce diagramme, on pourrait donc en conclure que l'épisode "radio galaxie" est forcément associé à un phénomène de "merging". Si c'est le cas, il faut noter, que l'échantillon ARPÈGE est complètement biaisé vers les galaxies avec une émission considérable dans l'infrarouge ($L > 10^{12} L_{\odot}$, c.f. figure 4.49 et tableau 4.16).

L'échantillon HeRGÉ complet avec les non détections dans l'infrarouge lointain, présente d'ailleurs ces galaxies comme ayant une activité radio, mais aucune contrepartie visible dans l'infrarouge. Par exemple, on pourrait rater dans cet échantillon des formations d'étoiles plus modestes, n'ayant pas pour origine un "merging". Il est donc difficile de conclure pour le schéma général de l'évolution des galaxies, mais on peut au moins dire que les épisodes les plus brillants, nécessitant l'apport de gaz à transformer en étoiles, et que le "merging" présente une solution intéressante due aux multiples composantes mises en évidence dans les images à haute résolution.

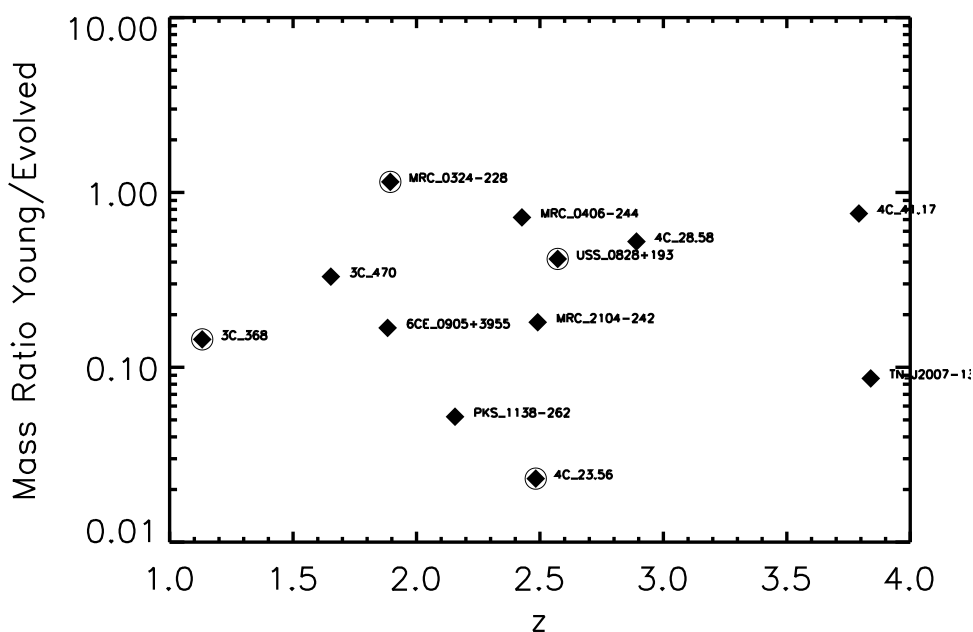


Figure 4.55 – Rapport de masse entre la jeune composante et la composante évoluée en fonction du redshift. Les cercles indiquent les galaxies dont les ajustements sont moins robustes.

4.7.4 Évidence de "jet-cloud interaction"

L'alignement de l'émission optique et de l'axe des jets radio évoque une interaction entre le jet radio et un nuage de gaz (e.g. [Exposito et al., 2011](#)). Cet alignement observé dans les radio galaxies n'est pas cohérent avec l'idée de formation d'étoiles par "merging".

Un autre modèle de "jet-cloud interaction" a été proposé par [Dey et al. \(1997\)](#), puis formalisé par [Bicknell et al. \(2000\)](#). Cependant, ce phénomène d'amorce de la formation d'étoile explique difficilement l'ampleur de la formation d'étoiles observée. Pour créer par exemple $10^{11} M_{\odot}$ d'étoiles par "jet-cloud interaction", cela nécessiterait une masse de gaz considérable. Avec une efficacité de 10%, qui est plutôt généreuse, on aurait besoin d'un nuage de $10^{12} M_{\odot}$, et ce, sur la trajectoire du jet.

De plus, comme montré dans la figure 4.50, la luminosité de l'AGN semble être partiellement corrélée avec la luminosité du starburst. Même si cette relation n'indique rien sur les processus physiques sous-jacents, elle associe néanmoins, les AGN les plus lumineux avec les starbursts les plus lumineux mais pas nécessairement les plus massifs (l'âge intervenant en tant que 3e paramètre). Si les AGN et les starbursts les plus lumineux sont associés, il convient de regarder quels autres paramètres liés à ces deux phénomènes pourrait être corrélés. Le type d'analyse réalisée ici donne une information sur de nombreux paramètres permettant de mieux contraindre les processus physiques à l'oeuvre dans ces sources complexes.

Par exemple, la figure 4.56 trace le rapport de luminosité entre la composante évoluée et l'AGN. Aucune tendance ne semble apparaître dans cette figure ce qui ne permet pas de conclure entre la croissance de la galaxie massive et l'activité de l'AGN.

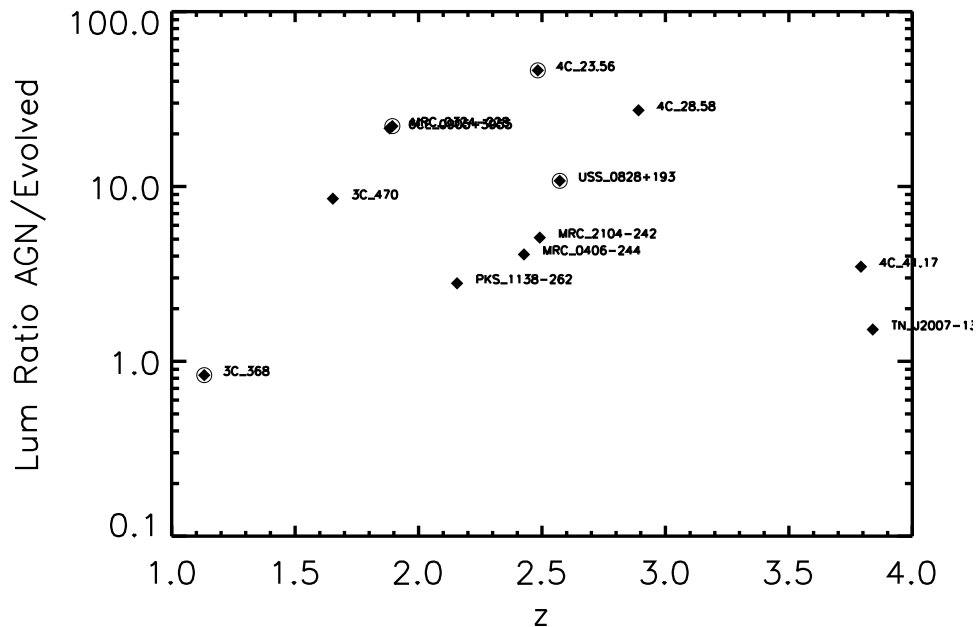


Figure 4.56 – Rapport de luminosité entre la composante AGN et la composante évoluée en fonction du redshift. Les cercles indiquent les galaxies dont les ajustements sont moins robustes.

4.7.5 Formation d'étoiles localisée ou à grande échelle ?

Compte tenu de la résolution spatiale, il est particulièrement difficile de répondre à cette question même si quelques hypothèses peuvent être avancées. Les ajustements précédents nécessitent une densité plus élevée ($K=10$) des starbursts. Les starbursts ont donc lieu dans des sites denses et probablement compacts. Cependant, la masse totale requise pour reproduire l'émission submillimétrique est importante, et il semble improbable qu'elle soit d'être concentrée en un seul et unique endroit.

De plus, les observations optiques (Pentericci et al., 1999), et maintenant dans le submillimétrique avec ALMA (Hodge et al., 2013), suggèrent une multitude de plusieurs petites composantes. Ainsi, les taux de formation d'étoiles considérables requis pour une telle émission pourrait provenir de l'addition des plusieurs sous-composantes. Ces sous-composantes, suffisamment nombreuses, peuvent avoir individuellement un taux de formation d'étoile tout à fait raisonnable, de l'ordre de $100 M_{\odot}/\text{yr}$. Le starburst ajusté dans nos SED synthétique serait alors une enveloppe de toutes ces sous-composantes, non résolues en raison de la faible résolution des observations submillimétriques actuelles. C'est sur ce point que les projets ALMA et CARMA, mentionnés dans le chapitre 2, vont apporter une réponse.

Cette image est tout à fait cohérente avec (i) les taux de formation d'étoiles considérablement élevés, calculés à partir des ajustements présentés ici (ii) la densité requise pour reproduire les observations (iii) les images optiques profondes, telle que celle de *PKS 1138-262*, où l'on voit une multitude de composantes autour de la galaxie (iv) la séparation en plusieurs composantes observées dans le domaine submillimétrique.

§ 4.8 CONCLUSION

Grâce à un échantillon ARPÈGE une sélection de radio galaxies puissantes observées sur une excellente couverture en longueur d'onde, j'ai pu étudier la décomposition de chacun de ces objets en terme de populations stellaires et d'AGN. Il a été également possible d'en déduire des contraintes sur l'histoire de la formation d'étoiles. Les résultats principaux sont la nécessité de trois composantes pour reproduire l'émission observée :

- La population évoluée, vraisemblablement formée à très haut redshift, est la composante la plus massive et domine principalement dans le domaine infrarouge proche
- Un starburst associé est nécessaire pour reproduire l'émission submillimétrique (*Herschel*) de la poussière et l'émission UV-optique des photosphères stellaires dans la plupart des galaxies
- Une composante AGN est également nécessaire pour reproduire le flux observé dans le domaine infrarouge moyen

La vieille population montre une séquence en luminosité et redshift favorisant une décroissance rapide de la formation d'étoiles et ainsi faire correspondre ces radio galaxies

aux progéniteurs des galaxies elliptiques que l'on observe à plus bas redshift. Il semble impossible d'expliquer la présence de cette composante évoluée dans le cadre d'un modèle hiérarchique à faible redshift $z < 2$.

A ceci, vient s'ajouter d'intense épisode de formation d'étoiles, qui semble être en faveur d'un épisode de "merging", avec des masses mise en jeu sont de l'ordre de 10% de la population évoluée. Enfin, il semble évident que l'activité AGN soit liée à l'épisode de formation d'étoiles dans ces objets. Il est difficile de discuter sur des processus débattus dans la communauté tel que le "quenching" de la formation d'étoiles. Néanmoins, le phénomène de "merging" semble jouer un rôle dans l'accroissement de masse des radio galaxies.

4.8.1 Perspectives

Les résultats préliminaires, présentés et discutés dans la section précédente, tendent à montrer certaines tendances particulièrement intéressantes, concernant l'évolution des galaxies massives en général. Cependant, plusieurs points sont encore à éclaircir.

- une étude plus détaillée de la contribution réfléchiée de la composante AGN en optique est nécessaire et de son impact sur l'ajustement. On a déjà effectué un essai grossier sur 4C 23.56, mais cette information mérite d'être appliquée à l'ensemble de l'échantillon avec des mesures de polarisation précise.
- l'émission du continu nébulaire due à la photoionisation de l'AGN n'a pas été prise en compte. Elle peut influencer l'émission optique et peut influencer l'âge des composantes. Il est rappelé que les filtres sélectionnés ont été choisis en dehors des raies en émission.
- des tests avec une bibliothèque plus complète mentionnée en section 4.5.4 sont nécessaires pour explorer l'espace des paramètres des différentes composantes. Notamment la taille et l'opacité du tore, ainsi que la géométrie, la durée et la métallicité initiale du starburst.
- trouver un moyen de quantifier les incertitudes sur les paramètres. Ceci est un point crucial pour la robustesse des résultats présentés, compensé partiellement par la statistique de l'échantillon. Même si nos résultats semblent relativement fiables, une quantification des erreurs serait tout aussi utile à leur interprétation. Ceci pourrait être notamment atteint via l'utilisation d'algorithmes utilisant l'approche MCMC.

Conclusions et Perspectives

§ 4.9 CONCLUSIONS

Ce travail de thèse a permis de confirmer à quel point les radio galaxies sont des objets clés dans la compréhension de l'évolution des galaxies massives lointaines. Cependant, afin de pouvoir atteindre ce but, une étude précise de l'émission est nécessaire avec une approche multi longueurs d'onde. L'échantillon HeRGÉ présenté ici, répond parfaitement à ce problème en fournissant suffisamment d'objets à tous redshifts pour obtenir une statistique suffisamment bonne pour étudier l'évolution de ces objets. En particulier, en apportant les observations très contraignantes fournies par le télescope *Herschel*.

Grâce à cet échantillon, plusieurs caractéristiques des radio galaxies peuvent être définies. Ceux sont de puissants émetteurs en infrarouge, suggérant une intense formation stellaire. L'émission radio nous suggère une forte contribution de l'AGN, qui est confirmé dans l'infrarouge moyen. On peut également voir à quel point l'orientation de la source est primordiale dans la caractérisation de cette émission. Grâce à cette méthode, il est possible de contraindre la physique des jets radio, contraignant simultanément les modèles de physique d'accrétion-éjection dans les AGN.

Couplé à des codes d'évolution, cet échantillon permet d'aller encore plus loin. On confirme la présence d'une population stellaire évoluée, fortement associée avec le scénario de formation d'une galaxie elliptique massive. Presque systématiquement, un intense starburst, âgé de quelques dizaines de Myrs est associé à ces objets. Même si cela n'est pas tout à fait clair, il semblerait que le phénomène de "merging" soit le plus souvent responsable de cette épisode de formation, mais l'hypothèse de "jet-cloud interaction" ne peut pas être définitivement écartée. Une caractéristique intéressante reste que la luminosité de ce starburst est étroitement relié à celle de l'AGN présent et actif dans le coeur de la radio galaxie. Ceci suggère une croissance contiguë du trou noir central et de la galaxie par l'apport de gaz.

§ 4.10 PERSPECTIVES

Les perspectives ouvertes par un tel échantillon interprété avec le code PÉGASE.3 (Fioc et al., in prep.) sont multiples. Parmi les plus intéressantes, une meilleure caractérisation de l'état de l'AGN et plus particulièrement de la masse de son trou noir permettrait une meilleure exploration du rapport entre le starburst et l'AGN. Cette caractérisation de la masse peut être faite de plusieurs façons. L'apport d'une étude des raies par spectroscopie serait complémentaire à l'étude du continu effectué tout au long de ce manuscrit. Les rayons X peuvent aussi apporter une réponse car ils sont caractéristiques de l'émission des parties les plus internes de l'AGN, et soumis également aux effets d'inclinaison. D'autant plus que des données X sont déjà disponibles pour une partie de l'échantillon.

Une recherche d'objets équivalents aux radio galaxies, mais sans émission radio pourrait se révéler extrêmement fructueuse pour comparer les propriétés stellaires et AGN d'équivalent "radio quiet" des radio galaxies, et ainsi tenter de comprendre quel peut être le mécanisme conduisant à l'émission radio. Cette étude utiliserait les données *Herschel* nouvellement disponibles, ainsi que le code d'évolution PÉGASE.3.

La comparaison des résultats obtenus par cet échantillon par rapport aux simulations numériques récentes serait également très fructueuse. En effet, les galaxies présentées dans cette thèse sont parmi les objets les plus extrêmes de l'Univers. Ainsi, par l'étude de ces objets et leur caractérisation, on peut placer des limites sur les modèles lors des simulations. Pour un exemple plus concret et relativement simple, on pourrait comparer les masses prédites en fonction du redshift des simulations en fonction des résultats obtenus grâce à la décomposition avec PÉGASE.3.

Avec la multiplication des composantes, une méthode d'ajustement incluant des outils statistiques plus puissants commence à devenir indispensable. Ceci est tout spécialement vrai dans le cadre de l'exploration d'une bibliothèque plus étendue, permettant l'accès à une plage de paramètres plus importante. L'ère des grands relevés, et l'apport nouveau de la statistique en cosmologie notamment, apportent un nouveau regard et un nouvel outil pour mesurer les incertitudes relatives aux différents modèles utilisés, tel que la distribution de poussière dans le tore de l'AGN.

Malgré sa rareté, l'émission radio apporte de multiples informations sur le milieu observé. La construction de SKA permettra l'ouverture sur un nombre de sources émettrices considérable (plusieurs millions sont estimées). Il pourrait être très intéressant par ces relevés d'augmenter les échantillons de radio galaxies pour une meilleure statistique, plus particulièrement à plus faible puissance radio. La comparaison des résultats trouvés avec leur "grandes soeurs" pourrait donner d'intéressants résultats sur le rôle de l'AGN dans l'évolution des galaxies.

Bibliography

- 2013, The AGN phenomenom: open issues [7](#)
- Aird, J., Nandra, K., Laird, E. S., et al. 2010, MNRAS, 401, 2531 [6](#)
- Akiyama, M., Minowa, Y., Kobayashi, N., et al. 2008, ApJS, 175, 1 [158](#)
- Alexander, D. M. & Hickox, R. C. 2012, New A Rev., 56, 93 [7](#)
- Alexander, D. M., Smail, I., Bauer, F. E., et al. 2005, Nature, 434, 738 [75](#)
- Antonucci, R. R. J. & Miller, J. S. 1985, ApJ, 297, 621 [6](#), [77](#), [81](#), [115](#)
- Archibald, E. N., Dunlop, J. S., Hughes, D. H., et al. 2001, MNRAS, 323, 417 [17](#), [21](#), [24](#), [118](#), [138](#), [139](#), [141](#), [150](#), [158](#), [160](#)
- Barthel, P. D. 1989, ApJ, 336, 606 [91](#)
- Barvainis, R. 1987, ApJ, 320, 537 [171](#)
- Best, P. N., Carilli, C. L., Garrington, S. T., Longair, M. S., & Roettgering, H. J. A. 1998a, MNRAS, 299, 357 [136](#)
- Best, P. N., Longair, M. S., & Roettgering, H. J. A. 1998b, MNRAS, 295, 549 [117](#)
- Best, P. N., Longair, M. S., & Roettgering, J. H. A. 1997, MNRAS, 292, 758 [136](#), [137](#), [138](#), [139](#), [140](#)
- Bicknell, G. V., Sutherland, R. S., van Breugel, W. J. M., et al. 2000, ApJ, 540, 678 [6](#), [17](#), [161](#), [204](#)
- Binney, J. 1977, ApJ, 215, 483 [3](#)
- Blumenthal, G. & Miley, G. 1979, A&A, 80, 13 [18](#)
- Bornancini, C. G., De Breuck, C., de Vries, W., et al. 2007, MNRAS, 378, 551 [162](#)
- Brown, R. L., Wild, W., & Cunningham, C. 2004, Advances in Space Research, 34, 555 [5](#), [27](#)

- Bryant, J. J., Broderick, J. W., Johnston, H. M., et al. 2009, MNRAS, 394, 2197 8
- Buchard, D. 2008, Master's thesis 24, 134, 135, 143
- Cantalupo, C. M., Borrill, J. D., Jaffe, A. H., Kisner, T. S., & Stompor, R. 2010, ApJS, 187, 212 36
- Chabrier, G. 2003, PASP, 115, 763 168
- Chambers, K. C., Miley, G. K., & van Breugel, W. J. M. 1990, ApJ, 363, 21 160
- Chambers, K. C., Miley, G. K., van Breugel, W. J. M., et al. 1996, ApJS, 106, 247 22, 117, 158, 159
- Chiar, J. E. & Tielens, A. G. G. M. 2006, ApJ, 637, 774 81
- Chini, R. & Kruegel, E. 1994, A&A, 288, L33 160
- Cimatti, A., di Serego-Alighieri, S., Fosbury, R. A. E., Salvati, M., & Taylor, D. 1993, MNRAS, 264, 421 17
- Cimatti, A., di Serego Alighieri, S., Vernet, J., Cohen, M., & Fosbury, R. A. E. 1998, ApJ, 499, L21 135, 150
- Cleary, K., Lawrence, C. R., Marshall, J. A., Hao, L., & Meier, D. 2007, ApJ, 660, 117 77, 94, 114
- Clements, D. L., Sutherland, W. J., McMahon, R. G., & Saunders, W. 1996, MNRAS, 279, 477 5
- Croton, D. J., Springel, V., White, S. D. M., et al. 2006, MNRAS, 365, 11 7
- De Breuck, C., Seymour, N., Stern, D., et al. 2010, ApJ, 725, 36 9, 19, 24, 79, 80, 92, 94, 117, 118, 120, 121, 138, 139, 141, 143, 145, 147, 150, 153, 155, 158, 160, 162, 179, 192
- De Breuck, C., van Breugel, W., Röttgering, H. J. A., & Miley, G. 2000, A&AS, 143, 303 18, 19, 22
- De Breuck, C., van Breugel, W., Stanford, S. A., et al. 2002, AJ, 123, 637 9, 18, 118, 121
- de Graauw, T., Helmich, F. P., Phillips, T. G., et al. 2010, A&A, 518, L6 27
- Dey, A., Spinrad, H., & Dickinson, M. 1995, ApJ, 440, 515 135
- Dey, A., van Breugel, W., Vacca, W. D., & Antonucci, R. 1997, ApJ, 490, 698 17, 160, 204
- di Serego Alighieri, S., Fosbury, R. A. E., Tadhunter, C. N., & Quinn, P. J. 1989, Nature, 341, 307 135, 136

- Dicken, D., Tadhunter, C., Axon, D., et al. 2009, *ApJ*, 694, 268 [199](#)
- Dicken, D., Tadhunter, C., Morganti, R., et al. 2008, *ApJ*, 678, 712 [118](#)
- Dickson, R., Tadhunter, C., Shaw, M., Clark, N., & Morganti, R. 1995, *MNRAS*, 273, L29 [17](#), [134](#)
- Diolaiti, E., Bendinelli, O., Bonaccini, D., et al. 2000, *A&AS*, 147, 335 [38](#)
- DiPompeo, M. A., Runnoe, J. C., Myers, A. D., & Boroson, T. A. 2013, ArXiv e-prints [91](#)
- Djorgovski, S., Spinrad, H., Pedelty, J., Rudnick, L., & Stockton, A. 1987, *AJ*, 93, 1307 [138](#)
- Draine, B. T. 2003, *ARA&A*, 41, 241 [194](#)
- Draine, B. T. & Lee, H. M. 1984, *ApJ*, 285, 89 [86](#), [90](#), [172](#)
- Drouart, G., De Breuck, C., Vernet, J., et al. 2012, *A&A*, 548, A45 [15](#)
- Drouart et al. in prep., *A&A*, in preparation [15](#), [118](#), [138](#), [139](#), [141](#), [143](#), [145](#), [147](#), [150](#), [153](#), [155](#), [158](#), [193](#)
- Dullemond, C. P. & van Bemmell, I. M. 2005, *A&A*, 436, 47 [86](#), [90](#)
- Dunlop, J. S., Hughes, D. H., Rawlings, S., Eales, S. A., & Ward, M. J. 1994, *Nature*, 370, 347 [160](#)
- Eales, S., Rawlings, S., Law-Green, D., Cotter, G., & Lacy, M. 1997, *MNRAS*, 291, 593 [8](#), [18](#), [141](#), [142](#)
- Efstathiou, A. & Rowan-Robinson, M. 1995, *MNRAS*, 273, 649 [90](#)
- Elbaz, D., Dickinson, M., Hwang, H. S., et al. 2011, *A&A*, 533, A119 [73](#)
- Emonts, B. H. C., Feain, I., Röttgering, H. J. A., et al. 2013, *MNRAS*, 430, 3465 [118](#)
- Evans, A. S., Sanders, D. B., Mazzarella, J. M., et al. 1996, *ApJ*, 457, 658 [150](#)
- Exposito, J., Gratadour, D., Clénet, Y., & Rouan, D. 2011, *A&A*, 533, A63 [7](#), [203](#)
- Fanaroff, B. L. & Riley, J. M. 1974, *MNRAS*, 167, 31P [12](#), [91](#)
- Feltre, A., Hatziminaoglou, E., Fritz, J., & Franceschini, A. 2012, *MNRAS*, 426, 120 [86](#), [179](#)
- Ferrarese, L. & Merritt, D. 2000, *ApJ*, 539, L9 [6](#)
- Fioc, M. & Rocca-Volmerange, B. 1997, *A&A*, 326, 950 [13](#), [114](#), [121](#), [164](#), [165](#)

- Fioc, M., Rocca-Volmerange, B., & Dwek, E. in prep., A&A, in preparation [13](#), [120](#), [164](#), [165](#), [208](#)
- Fitzpatrick, E. L. 1999, PASP, 111, 63 [81](#), [82](#)
- Fontana, A., Salimbeni, S., Grazian, A., et al. 2006, A&A, 459, 745 [5](#)
- Fritz, J., Franceschini, A., & Hatziminaoglou, E. 2006, MNRAS, 366, 767 [13](#), [86](#), [90](#), [171](#), [172](#), [176](#), [178](#), [188](#), [190](#), [194](#)
- Galametz, A., Stern, D., De Breuck, C., et al. 2012, ApJ, 749, 169 [9](#), [117](#)
- Gebhardt, K., Bender, R., Bower, G., et al. 2000, ApJ, 539, L13 [6](#)
- Genzel, R., Lutz, D., Sturm, E., et al. 1998, ApJ, 498, 579 [5](#)
- Granato, G. L. & Danese, L. 1994, MNRAS, 268, 235 [90](#), [118](#), [172](#)
- Greve, T. R., Stern, D., Ivison, R. J., et al. 2007, MNRAS, 382, 48 [160](#)
- Griffin, M. J., Abergel, A., Abreu, A., et al. 2010, A&A, 518, L3 [29](#)
- Häring, N. & Rix, H.-W. 2004, ApJ, 604, L89 [6](#), [75](#)
- Hatch, N. A., Kurk, J. D., Pentericci, L., et al. 2011, MNRAS, 415, 2993 [21](#), [117](#), [145](#)
- Helou, G. 1986, ApJ, 311, L33 [5](#)
- Hickox, R. C., Jones, C., Forman, W. R., et al. 2009, ApJ, 696, 891 [4](#), [8](#)
- Hodge, J. A., Karim, A., Smail, I., et al. 2013, ApJ, 768, 91 [205](#)
- Hönig, S. F., Beckert, T., Ohnaka, K., & Weigelt, G. 2006, A&A, 452, 459 [90](#)
- Hopkins, A. M. & Beacom, J. F. 2006, ApJ, 651, 142 [6](#)
- Hubble, E. P. 1926, ApJ, 64, 321 [2](#)
- Humphrey, A., Villar-Martín, M., Vernet, J., et al. 2008, MNRAS, 383, 11 [117](#)
- Inskip, K. J., Best, P. N., & Longair, M. S. 2006, MNRAS, 367, 693 [138](#)
- Ivezic, Z. & Elitzur, M. 1997, MNRAS, 287, 799 [90](#)
- Ivison, R. J., Smail, I., Amblard, A., et al. 2012, MNRAS, 425, 1320 [118](#)
- Iwamuro, F., Motohara, K., Maihara, T., et al. 2003, ApJ, 598, 178 [21](#)
- Kennicutt, Jr., R. C. 1998, ARA&A, 36, 189 [74](#)
- Ker, L. M., Best, P. N., Rigby, E. E., Röttgering, H. J. A., & Gendre, M. A. 2012, MNRAS, 420, 2644 [93](#)

- Kereš, D., Katz, N., Davé, R., Fardal, M., & Weinberg, D. H. 2009, *MNRAS*, 396, 2332 [3](#)
- Kessler, M. F., Steinz, J. A., Anderegg, M. E., et al. 1996, *A&A*, 315, L27 [5](#)
- Knopp, G. P. & Chambers, K. C. 1997a, *ApJS*, 109, 367 [135](#)
- Knopp, G. P. & Chambers, K. C. 1997b, *ApJS*, 109, 367 [150](#), [151](#)
- Knopp, G. P. & Chambers, K. C. 1997c, *ApJ*, 487, 644 [155](#)
- Krolik, J. H. & Begelman, M. C. 1988, *ApJ*, 329, 702 [81](#)
- Krolik, J. H. & Chen, W. 1991, *AJ*, 102, 1659 [18](#)
- Kroupa, P. 2001, *MNRAS*, 322, 231 [168](#), [179](#), [199](#)
- Kuiper, E., Hatch, N. A., Röttgering, H. J. A., et al. 2010, *MNRAS*, 405, 969 [22](#), [118](#), [145](#)
- Lacy, J. H., Baas, F., Townes, C. H., & Geballe, T. R. 1979, *ApJ*, 227, L17 [6](#)
- Laor, A. & Draine, B. T. 1993, *ApJ*, 402, 441 [90](#)
- Larson, R. B. 1975, *MNRAS*, 173, 671 [3](#)
- Law-Green, J. D. B., Eales, S. A., Leahy, J. P., Rawlings, S., & Lacy, M. 1995, *MNRAS*, 277, 995 [141](#)
- Le Borgne, D. & Rocca-Volmerange, B. 2002, *A&A*, 386, 446 [177](#)
- Leipski, C., Haas, M., Willner, S. P., et al. 2010, *ApJ*, 717, 766 [24](#), [77](#), [80](#), [83](#), [94](#), [118](#), [136](#), [199](#)
- Lilly, S. J. & Longair, M. S. 1984, *MNRAS*, 211, 833 [8](#), [18](#), [117](#)
- Longair, M. S., Best, P. N., & Rottgering, H. J. A. 1995, *MNRAS*, 275, L47 [17](#)
- Manzini, A. & di Serego Alighieri, S. 1996, *A&A*, 311, 79 [134](#)
- Marchesini, D., van Dokkum, P. G., Förster Schreiber, N. M., et al. 2009, *ApJ*, 701, 1765 [5](#)
- Marigo, P. & Girardi, L. 2007, *A&A*, 469, 239 [165](#)
- Mateo, M. L. 1998, *ARA&A*, 36, 435 [3](#)
- Mathews, W. G. & Baker, J. C. 1971, *ApJ*, 170, 241 [166](#)
- Mathis, J. S., Rumpl, W., & Nordsieck, K. H. 1977, *ApJ*, 217, 425 [86](#), [172](#)
- Matthews, T. A., Morgan, W. W., & Schmidt, M. 1964, *ApJ*, 140, 35 [9](#), [117](#)

- Mayo, J. H., Vernet, J., De Breuck, C., et al. 2012, *A&A*, 539, A33 [9](#), [117](#)
- McCarthy, P. J., van Breugel, W., Spinrad, H., & Djorgovski, S. 1987, *ApJ*, 321, L29 [17](#)
- Meisenheimer, K., Haas, M., Müller, S. A. H., et al. 2001, *A&A*, 372, 719 [138](#)
- Merloni, A. & Heinz, S. 2008, *MNRAS*, 388, 1011 [7](#), [12](#)
- Miley, G. & De Breuck, C. 2008, *A&A Rev.*, 15, 67 [14](#), [117](#)
- Miley, G. K., Chambers, K. C., van Breugel, W. J. M., & Macchetto, F. 1992, *ApJ*, 401, L69 [160](#)
- Miley, G. K., Overzier, R. A., Zirm, A. W., et al. 2006, *ApJ*, 650, L29 [22](#), [117](#), [145](#)
- Moore, B., Ghigna, S., Governato, F., et al. 1999, *ApJ*, 524, L19 [3](#)
- Mullaney, J. R., Alexander, D. M., Goulding, A. D., & Hickox, R. C. 2011, *MNRAS*, 414, 1082 [73](#)
- Nenkova, M., Ivezić, Ž., & Elitzur, M. 2002, *ApJ*, 570, L9 [172](#)
- Nenkova, M., Sirocky, M. M., Ivezić, Ž., & Elitzur, M. 2008, *ApJ*, 685, 147 [86](#), [90](#), [118](#), [173](#), [178](#)
- Nesvadba, N. P. H., Lehnert, M. D., De Breuck, C., Gilbert, A. M., & van Breugel, W. 2008, *A&A*, 491, 407 [6](#), [21](#), [117](#)
- Neugebauer, G., Habing, H. J., van Duinen, R., et al. 1984, *ApJ*, 278, L1 [5](#)
- Ogle, P., Whysong, D., & Antonucci, R. 2006, *ApJ*, 647, 161 [24](#), [118](#)
- Osterbrock, D. E. 1989, *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei* [134](#)
- Ott, S. 2010, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 434, *Astronomical Data Analysis Software and Systems XIX*, ed. Y. Mizumoto, K.-I. Morita, & M. Ohishi, 139 [31](#)
- Overzier, R. A., Harris, D. E., Carilli, C. L., et al. 2005, *A&A*, 433, 87 [24](#)
- Pentericci, L., McCarthy, P. J., Röttgering, H. J. A., et al. 2001, *ApJS*, 135, 63 [9](#), [117](#), [143](#), [144](#), [148](#), [153](#), [154](#)
- Pentericci, L., Roettgering, H. J. A., Miley, G. K., et al. 1998, *ApJ*, 504, 139 [145](#), [146](#)
- Pentericci, L., Röttgering, H. J. A., Miley, G. K., et al. 1999, *A&A*, 341, 329 [22](#), [79](#), [117](#), [153](#), [205](#)
- Pérez-González, P. G., Rieke, G. H., Villar, V., et al. 2008, *ApJ*, 675, 234 [5](#)
- Pier, E. A. & Krolik, J. H. 1992, *ApJ*, 401, 99 [13](#), [86](#), [88](#), [89](#), [90](#), [170](#), [179](#)

- Pier, E. A. & Krolik, J. H. 1993, *ApJ*, 418, 673 86
- Pilbratt, G. L., Riedinger, J. R., Passvogel, T., et al. 2010, *A&A*, 518, L1 4, 25
- Poglitsch, A., Waelkens, C., Geis, N., et al. 2010, *A&A*, 518, L2 29
- Portinari, L., Carraro, G., & Lia, C. 2002, *Ap&SS*, 281, 317 165
- Press, W. H. & Schechter, P. 1974, *ApJ*, 187, 425 3
- Rawlings, J. I., Seymour, N., Page, M. J., et al. 2013, *MNRAS*, 429, 744 24, 118, 145, 150
- Rawlings, S., Eales, S., & Lacy, M. 2001, *MNRAS*, 322, 523 141
- Rees, M. J. & Ostriker, J. P. 1977, *MNRAS*, 179, 541 3
- Reuland, M., Röttgering, H., van Breugel, W., & De Breuck, C. 2004, *MNRAS*, 353, 377 17, 21, 24, 118, 136, 145, 162
- Richards, G. T., Lacy, M., Storrie-Lombardi, L. J., et al. 2006, *ApJS*, 166, 470 74, 80, 81, 84, 114
- Rigopoulou, D., Spoon, H. W. W., Genzel, R., et al. 1999, *AJ*, 118, 2625 5
- Rocca-Volmerange, B., Drouart, G., De Breuck, C., et al. 2013, *MNRAS*, 429, 2780 15, 122, 135, 160, 162, 164, 177, 178, 179, 180, 188, 190, 193
- Rocca-Volmerange, B., Le Borgne, D., De Breuck, C., Fioc, M., & Moy, E. 2004, *A&A*, 415, 931 8, 79, 117, 118, 120, 121, 192, 198
- Roettgering, H. J. A., van Ojik, R., Miley, G. K., et al. 1997, *A&A*, 326, 505 22
- Roussel, H. 2012, *ArXiv e-prints* 36
- Rowan-Robinson, M. 1992, *MNRAS*, 258, 787 90
- Rush, B., McCarthy, P. J., Athreya, R. M., & Persson, S. E. 1997, *ApJ*, 484, 163 118, 147, 149
- Rybicki, G. B. & Lightman, A. P. 1979, *Radiative processes in astrophysics* 173
- Salpeter, E. E. 1955, *ApJ*, 121, 161 168
- Sanders, D. B., Soifer, B. T., Elias, J. H., et al. 1988, *ApJ*, 325, 74 6
- Scarrott, S. M., Rolph, C. D., & Tadhunter, C. N. 1990, *MNRAS*, 243, 5P 135, 136
- Schartmann, M., Meisenheimer, K., Camenzind, M., Wolf, S., & Henning, T. 2005, *A&A*, 437, 861 86, 90

- Schaye, J., Aguirre, A., Kim, T.-S., et al. 2003, *ApJ*, 596, 768 166
- Schmidt, M. 1963, *Nature*, 197, 1040 6
- Seymour, N., Altieri, B., De Breuck, C., et al. 2012, *ApJ*, 755, 146 118, 145
- Seymour, N., Ogle, P., De Breuck, C., et al. 2008, *ApJ*, 681, L1 150
- Seymour, N., Stern, D., De Breuck, C., et al. 2007, *ApJS*, 171, 353 9, 19, 79, 117, 118, 120, 168, 179, 192
- Siebenmorgen, R., Krügel, E., & Spoon, H. W. W. 2004, *A&A*, 414, 123 86, 90
- Silk, J. 1968, *ApJ*, 151, 459 3
- Silk, J. 2013, *ArXiv e-prints* 6, 7
- Singal, A. K. & Laxmi Singh, R. 2013, *ApJ*, 766, 37 91
- Springel, V., White, S. D. M., Jenkins, A., et al. 2005, *Nature*, 435, 629 3
- Stacey, G. J., Hailey-Dunsheath, S., Ferkinhoff, C., et al. 2010, *ApJ*, 724, 957 136
- Stalevski, M., Fritz, J., Baes, M., Nakos, T., & Popović, L. Č. 2012, *MNRAS*, 420, 2756 81
- Steinbring, E., Crampton, D., & Hutchings, J. B. 2002, *ApJ*, 569, 611 155, 156
- Stevens, J. A., Ivison, R. J., Dunlop, J. S., et al. 2003, *Nature*, 425, 264 21
- Stockton, A., Ridgway, S. E., & Kellogg, M. 1996, *AJ*, 112, 902 136
- Swinyard, B., Nakagawa, T., Merken, P., et al. 2009, *Experimental Astronomy*, 23, 193 5, 27
- Symeonidis, M., Vaccari, M., Berta, S., et al. 2013, *MNRAS* 73
- Tadhunter, C., Robinson, T. G., González Delgado, R. M., Wills, K., & Morganti, R. 2005, *MNRAS*, 356, 480 118
- Targett, T. A., Dunlop, J. S., McLure, R. J., et al. 2011, *MNRAS*, 412, 295 139
- Tielens, A. G. G. M., Miley, G. K., & Willis, A. G. 1979, *A&AS*, 35, 153 18
- Toomre, A. & Toomre, J. 1972, *ApJ*, 178, 623 2
- Tsalmantza, P., Kontizas, M., Bailer-Jones, C. A. L., et al. 2007, *A&A*, 470, 761 166
- van Bemmell, I. M. & Dullemond, C. P. 2003, *A&A*, 404, 1 90
- van Breugel, W. J. M., Stanford, S. A., Spinrad, H., Stern, D., & Graham, J. R. 1998, *ApJ*, 502, 614 18, 19, 22, 117, 160, 161

-
- Venemans, B. P., Kurk, J. D., Miley, G. K., et al. 2002, *ApJ*, 569, L11 [22](#), [117](#)
- Vernet, J., Fosbury, R. A. E., Villar-Martín, M., et al. 2001, *A&A*, 366, 7 [17](#), [22](#), [118](#), [134](#)
- Villar-Martín, M., Sánchez, S. F., De Breuck, C., et al. 2006, *MNRAS*, 366, L1 [117](#), [118](#)
- Wardlow, J. L., Smail, I., Coppin, K. E. K., et al. 2011, *MNRAS*, 415, 1479 [193](#)
- Werner, M. W., Roellig, T. L., Low, F. J., et al. 2004, *ApJS*, 154, 1 [5](#)
- Willott, C. J., Omont, A., & Bergeron, J. 2013, *ApJ*, 770, 13 [75](#)
- Woosley, S. E. & Weaver, T. A. 1995, *ApJS*, 101, 181 [165](#)
- Wylezalek, D., Galametz, A., Stern, D., et al. 2013a, *ApJ*, 769, 79 [9](#), [117](#)
- Wylezalek, D., Vernet, J., De Breuck, C., et al. 2013b, *MNRAS*, 428, 3206 [160](#)
- Zirm, A. W., Dickinson, M., & Dey, A. 2003, *ApJ*, 585, 90 [136](#)