



HAL
open science

Du gaz et de la poussière dans les quasars à grand décalage spectral

Alexandre Beelen

► **To cite this version:**

Alexandre Beelen. Du gaz et de la poussière dans les quasars à grand décalage spectral. Astrophysique [astro-ph]. Observatoire de Paris, 2004. Français. NNT: . tel-00011634

HAL Id: tel-00011634

<https://theses.hal.science/tel-00011634v1>

Submitted on 16 Feb 2006

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

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



Du gaz et de la poussière dans les quasars à grand décalage spectral

THÈSE

présentée et soutenue publiquement le 7 décembre 2004

pour l'obtention du grade de

Docteur de l'Observatoire de Paris
(Spécialité dynamique des systèmes gravitationnels)

par

Alexandre Beelen

Composition du jury

<i>Président :</i>	Gary Mamon	Institut d'Astrophysique de Paris, Paris
<i>Rapporteurs :</i>	Dennis Downes Paul A. Vanden Bout	Institut de Radio Astronomie Millimétrique, Grenoble National Radio Astronomy Observatory, Charlottesville, USA
<i>Examinatrices :</i>	Françoise Combes Jacqueline Bergeron	LERMA, Observatoire de Paris, Paris Institut d'Astrophysique de Paris, Paris
<i>Directeur de thèse :</i>	Pierre Cox	Institut d'Astrophysique Spatiale, Orsay

Mis en page avec la classe thloria.

Remerciements

J'ai gardé pour la fin la plus dure des épreuves, celle des remerciements. Sans vouloir oublier quiconque, il faut savoir dire un merci et au revoir à chacun. Quand il s'agit de regarder en arrière et d'élaborer la longue liste des personnes sans qui cette thèse n'aurait pas pu être, la tâche est rude.

Il y a Pierre bien sur, sans qui tout ce travail n'aurait jamais pu voir le jour. Je veux ici le remercier pour m'avoir soutenu et supporté pendant ces trois années. La tâche ne fut pas facile et j'en garde de très bon souvenirs. D'une soirée de janvier 2004 passée sur une plage de Kona aux propositions à rendre l'avant veille en passant par de nombreuses divagations musicales, tout cela forme un tout, que j'ai appréciée à sa juste valeur. C'est à l'Institut d'Astrophysique Spatiale que j'ai pu effectuer mes travaux de thèse, et cela n'aurait pas pu être possible sans l'aide de Jean-Loup Puget qui en a été le directeur durant ces trois années. Je voulais le remercier ici d'avoir accepté ma présence au sein de ce laboratoire et de m'avoir soutenu et aidé dans mes recherches. Une thèse ne peut être soutenue sans un jury de thèse, c'est pourquoi je voudrais ici remercier le président de mon jury Gary Mamon, mes rapporteurs Dennis Downes et Paul A. Vanden Bout et mes examinatrices Françoise Combes et Jacqueline Bergeron, l'organisation de cette soutenance a été acrobatique et je voudrais ici les remercier tous pour leur disponibilité.

Le travail que je présente dans cette thèse est le fruit d'une large collaboration internationale. Et j'aimerais ici remercier mes plus proches collaborateurs. En premier lieu Alain Omont, qui a de souvent joué le rôle d'un deuxième directeur de thèse, la malédiction du mauvais temps au 30m est aussi sur moi, Frank Bertoldi, pour m'avoir initié aux joies et aux tristesses de la réduction de données bolométriques, Chris Carilli, avec lequel c'est toujours un plaisir de collaborer et Jérôme Pety, qui a accepté de me livrer quelque uns des secrets de l'interféromètre du Plateau de Bure. Je voudrais spécialement remercier Kate Isaak, qui, un jour de juillet 2004, m'a montré qu'il y avait encore de l'espoir.

A l'IAS, j'ai effectué mes travaux parmi les membres de l'équipe *Galaxies et cosmologie*, que je voudrais remercier ici, François, François, Alain, Laurent, Emmanuel, Anthony, Louis, et spécialement les étranges de la thématique *cosmologie*, Nabila¹, Olivier², Guilaine, Simona, Noel, Pierre, Hervé³, Bruno, Guo Chin, Marc-Antoine, Karina, Nicolas.

Bien sur, tout cela a commencer plus tôt, avec mes études, et je tiens à remercier tout les enseignants, qui ont un jour pris le temps de m'expliquer, de m'avoir mené jusqu'ici. Et notamment, Ana Gomez, pour m'avoir donné une deuxième chance, et Danielle Michoud pour l'avoir administrativement simplifiée. Cette année de DEA n'aurait jamais pu sa passer aussi bien sans la présence de vous tous, Fred, Gael, Dada, Stef, Gege, Olive, Gamil et Seb, et spécialement Hélène, sans qui je n'aurai pu surmonter de nombreuses barrières cette année là. Merci à tous !

Revenant un petit plus tard dans le temps, je voudrais remercier toutes les personnes que j'ai pu croiser durant ces trois années de recherches : A commencer par tout ceux qui ont pu cohabiter avec moi dans le bureau 211, Bertrand, Predrag, Antonio⁴, Frank⁵, Bruno⁶, je ne sais toujours pas comment vous avez fait pour me supporter aussi longtemps. La liste est longue, le secret est peut être là. Il y a aussi ceux qui ont eu à supporter directement les effets de ma présence, Brett, Bruce, Marc, merci.

Il y a aussi tout les thésards de l'IAS, passés, Sujit⁷, Matej⁸, Philippe, Francine, Rym, Emilie, Thierry, Pierre-Yvan, ou présents, Caroline⁹, Guillaume, Jérémie¹⁰, Eric¹¹, Laurent¹², Anne¹³,

¹ You are the best, ... the rest ² Qui a gagné le pari à la fin ? ³ freediver déchainé ⁴ 3GHz ⁵ alors 10² ?
⁶ ce document a entièrement été écrit à l'aide de logiciel libre ⁷ on repart pour une semaine à -10° ? ⁸ j'attends toujours mon roadtrip ⁹ et mon tonneau ? ! ¹⁰ !p.multi je te dis ! ¹¹ merci à ta grand mère ¹² et ton dos, ça va ? ¹³ et ces portées

Aline, Michel¹⁴, Faustine¹⁵, Maud, Sebastien¹⁶, Mathieu¹⁷, Nestor¹⁸, Nicolas F., Taieb, grâce à eux, l'atmosphère à l'IAS a été plus légère, merci pour les pauses, merci pour les déjeuners et amerci pour le reste ! Les thésards ne sont pas les seuls précaires dans un laboratoire, il y a également les CDDs, dont certains ont pu croiser nos chemins, ainsi Nicolas¹⁹, Nicolas²⁰, Arnaud, Alexandre, Julien, Mehdi, Philippe ou Fredrick, merci à eux également.

Et puis il y a tout ceux qui croisent votre route sans s'en rendre compte, merci à Valérie²¹ et Karine²² pour avoir égayé quelques après midis et soirées. Merci à Ghislaine pour avoir remplis toutes les missions impossibles que j'ai pu lui confier, merci à Danielle pour avoir fait disparaître la paperasserie à l'IAS. Merci à Gilles, Jean-Luc, Stéphane, Daniel et Gérard pour avoir fait du système informatique de l'IAS ce qu'il est devenu, et avoir toujours été disponible. Grâce à vous, 27080 messages indésirables ne m'ont pas atteint durant ces 3 ans ! Merci à Yunis, François, Vincent et Jean-Paul pour avoir pris soin de tout les tracas quotidien. Merci à Annie, Saliha, Patricia et Sonia pour m'avoir permis de voyager si souvent. Merci à Jean-Claude pour m'avoir montré que je n'étais pas le seul fou et pour m'avoir introduit dans la volière des Piafs.

J'ai eu l'immense privilège de pouvoir voyager durant ma thèse et de construire de nombreuses collaborations, que ce soit au travers d'écoles thématiques, ou de missions de travaux. Je voudrais remercier ici les personnes que j'ai ainsi pu rencontrer, Carlos et Niruj à l'IAP, Axel, Esther, Frederic, Roberto, Robert, Sebastien et Frederic à l'IRAM, Dominic, Attila et Darren au CSO, Andrea et Stephanie au Saasfee en 2002, Emmeric et Fabienne à Goutellas en 2002, Bérengère à Grenoble en 2002, Marceau, Sébastien, Johan et Patrick à Aussois en 2003, Migel, Alejo, Gaele, Philippe et Izaskun à Grenoble en 2004. Merci à vous.

On a tous besoin de soupapes de sécurité. Je ne voudrais pas les oublier ici. Alors merci à toute l'équipe de la vallée de l'Ubaye, et spécialement à Maeva, Matthieu, Elo et Olive, Benoit, Manu, Jerem et Julien. Vous m'avez fait toucher un rêve. Merci aussi à tous les trolls plongeurs que j'ai pu croiser à l'université Paris-Sud. Pour m'avoir accompagné pendant 3 ans, je voudrais aussi remercier, Muse, Portishead, Frédéric Chopin, Johann Sebastian Bach, Brad Mehldau et ses trios, Buena Vista Social Club, Henri Texier, John Zorn, Sergei Rachmaninov, Simon & Garfunkel, Michael Karmen, Marilyn Manson, Madredeus, Antonio Vivaldi, Java, Claude Debussy, Wolfgang Amadeus Mozart, Sanseverino, Paco de Lucia, Norah Jones, Keith Jarret, Stan Getz, Galliano & Portal, Carla Bruni, Bobby McFerrin & Chick Corea, Django Reinhardt, NadaSurf, Skarp, Bénabar, Ani Di Franco, Barry White, Dido, White Stripes, M, Manu Chao, Lina Lemay, Cesaria Evora, Clarika, Compay Segundo, Dire Straits, Enya, Enzo Enzo, Evanescence, Fat Boy Slim, Frank Sinatra, Green Day, Harry Connick Jr., Harry Nilsson, La grande Sophie, Linkin Park, Louis Attaque, Magik Malik, Michel Polnareff, Norah Jones, Serge Gainsbourg, Sting, Télépopmusik et Ramstein.

Enfin il faut revenir à la source, merci à mes parents pour m'avoir soutenu dans mes choix, merci à Marine & Mathieu, et merci à Hélène pour sa présence durant ces années de thèse.

¹⁴ asta quoi déjà ? ¹⁵ hummm ¹⁶ merci pour mon 20D ¹⁷ un café ? ¹⁸ ça marche ! ¹⁹ quand qu'on ski ?
²⁰ alors, alors ? ²¹ et une et deux, et une... ²² et c'est déjà pas mal !

Table des matières

Introduction	1
Chapitre 1 Histoire de la formation stellaire	2
1.1 Formation des structures	2
1.2 Réionisation	4
1.3 Formation stellaire	5
Chapitre 2 Quasars	11
2.1 Modèle unifié	11
2.2 Catalogues de quasars	13
Chapitre 3 Instrumentation	17
3.1 Détecteurs bolométriques	17
3.2 Interférométrie	23
<hr/>	
Partie I Émission des poussières	31
Chapitre 1 Introduction	32
1.1 Émission infrarouge et radio	32
1.2 De la poussière à grand z	38
Chapitre 2 Propriétés des poussières	44
2.1 Observations SHARC-II à $350 \mu\text{m}$	45
2.2 Discussion	46
2.3 Conclusions	52
Chapitre 3 Relevé MaMBo de quasars à $z \approx 2$	68
3.1 Relevés (sub)millimétriques antérieurs de quasars à $z > 4$	69

3.2	Relevé MAMBO de quasars lumineux à $z \sim 2$	71
3.3	Étude Statistique	71
3.4	Conclusions	74
Chapitre 4 Relevé MaMBo de quasars optiquement <i>faibles</i>		85
4.1	Sélection de l'échantillon	86
4.2	Observations et résultats	87
4.3	Discussion préliminaire	91
4.4	Conclusions	95
Chapitre 5 Émission radio à grand-z		97
5.1	Quasars optiquement <i>faibles</i>	98
5.2	Quasars radio faible à grand z	100
5.3	Conclusions	101
Chapitre 6 Relevé MaMBo de quasars à $z > 5.7$		102
6.1	Observations	103
6.2	Discussion	105
6.3	Conclusions	108
<hr/>		
Partie II	Émission du gaz moléculaire	113
Chapitre 1 Introduction		114
1.1	Milieu interstellaire	114
1.2	Gaz froid et neutre	115
1.3	. . . dans les galaxies infrarouges (ultra) lumineuses	119
1.4	. . . dans les quasars à grand décalage spectral	123
Chapitre 2 Gaz moléculaire dans le quasar J1409+5828		128
2.1	Observations	129
2.2	Résultats	130
2.3	Discussion	132
2.4	Conclusions	133
Chapitre 3 Gaz moléculaire dans les quasars à grand-z		141
3.1	Base de données	141
3.2	Résultats préliminaires	146

3.3	Conclusions	151
Chapitre 4 Autres traceurs du gaz dense à grand-z		152
4.1	Gaz dense à grand décalage spectral	152
4.2	Gaz atomique dans PSS 2322+1944	173
Chapitre 5 Gaz moléculaire dans J1148+5251 à $z = 6.42$		182
5.1	Observations & résultats	183
5.2	Discussion	183
5.3	Conclusions	186
<hr/>		
Conclusions		191
<hr/>		
Annexe A Notion de cosmologie		195
A.1	Décalage spectral	195
A.2	Équations de Friedmann	196
A.3	Paramètres Cosmologiques	197
A.4	Distances	197
A.5	Correction K inverse	197
Annexe B Éléments de transfert radiatif		200
B.1	Flux net & Luminosité	201
B.2	Cas d'une émission isotrope	201
Annexe C Liste de publications		202
Annexes		195
Bibliographie		203

Introduction

Chapitre 1

Histoire de la formation stellaire

Sommaire

1.1	Formation des structures	2
1.1.1	Fluctuations de densités	3
1.1.2	Modèle hiérarchique	3
1.2	Réionisation	4
1.2.1	Premières sources	4
1.2.2	Contraintes observationnelles	5
1.3	Formation stellaire	5
1.3.1	Histoire globale	5
1.3.2	Formation stellaire locale	7

La cosmologie observationnelle connaît une période importante où les paramètres décrivant la géométrie de l'Univers sont maintenant mesurés avec une bonne précision à l'aide d'observations du fond diffus cosmologique combiné avec celle de supernovae. Les champs de recherche en cosmologie observationnelle se concentrent désormais sur deux grandes voies, d'une part l'étude de l'Univers primordial à partir du temps de Planck jusqu'à l'époque de recombinaison en passant par l'époque d'inflation, et d'autre part l'étude de la formation des structures des principaux constituants de l'Univers, et leur évolution, des grandes échelles aux échelles d'une galaxie. La formation des structures aux grandes échelles est maintenant relativement bien comprise, et contrainte de façon observationnelle et théorique. A un décalage spectral $z_{\text{rec}} \sim 1100$, alors que l'Univers n'était âgé que de ~ 500000 ans, une transition de phase le fit passer de l'état de plasma chaud à un état où rayonnement et matière sont découplés, il entre alors dans l'*âge sombre*.

1.1 Formation des structures

Le principe cosmologique d'un Univers homogène et isotrope est vérifié par les observations à très grande échelle faites sur le fond diffus micro-onde qui montrent que les fluctuations relatives de température, reliées aux fluctuations de densité, sont de l'ordre de 10^{-5} . Cependant, les observations de structures telles que les étoiles, les galaxies ou les amas de galaxies établissent clairement que l'Univers n'est pas ou plus homogène, au moins à des échelles inférieures à ~ 10 Mpc. La force fondamentale qui régit la formation des structures est la gravitation. Il existe principalement deux approches pour comprendre la formation des structures : dans la première, où l'on parle d'effondrement monolithique, les galaxies se forment toutes à une époque donnée et évoluent en fonction des conditions initiales ; l'influence de l'environnement n'a que

peu d'impact. Dans la seconde approche, les galaxies les plus massives se forment à partir de galaxies plus petites, c'est le modèle de formation dit hiérarchique. Le processus de formation hiérarchique a commencé à un décalage spectral élevé $z \approx 30 - 10$, lorsque les premiers objets se sont refroidis et que les premières étoiles se sont formées. C'est cette approche que nous allons résumer ici, car elle est favorisée par les observations et les simulations numériques.

1.1.1 Fluctuations de densités

La présence d'un fond extragalactique micro-onde (*Cosmic Microwave Background - CMB*), reliquat d'une période où l'Univers aurait été plus dense et chaud, a d'abord été prédite par George Gamow en 1948. Le *CMB* a été observé par hasard par Penzias & Wilson (1965) comme un excès d'émission dans le récepteur radio qu'ils construisaient. Cet excès correspondait à une température de 3.5 ± 1.0 K, et a été associé très rapidement au *CMB* par Dicke et al. (1965), dont le groupe essayait de construire une expérience pour détecter le *CMB*. Depuis, de nombreuses expériences ballons, comme la récente expérience *Archeops*, les satellites *CoBE* puis *WMap* ont mis en évidence un rayonnement extragalactique micro-onde extrêmement uniforme, attribué à la surface de dernière diffusion, lors du passage d'un univers dominé par le rayonnement, où les photons interagissent fortement avec la matière, à un univers où le rayonnement et la matière sont découplés. La température de ce rayonnement extragalactique a été mesurée avec précision à $T = 2.725 \pm 0.002$ K par Mather et al. (1999).

Les sensibilités de *CoBE* et *WMAP* ont permis de détecter des fluctuations de température de l'ordre de $\Delta T/T \approx 10^{-5}$. Ces fluctuations de température peuvent être interprétées comme des fluctuations quantiques de densités présentes lorsque l'Univers était encore homogène qu'auraient été amplifiées à des tailles macroscopiques, alors que l'Univers observable conservait sa taille, c'est la *théorie de l'inflation* : . Les perturbations de densité ρ ainsi générées se définissent par leur contraste δ par rapport à la densité moyenne de l'Univers ρ_b , $\delta = (\rho - \rho_b)/\rho_b$, et ont un spectre de puissance initial invariant d'échelle $P(k) \propto k$, aussi nommé spectre de Harrison-Zel'dovich.

1.1.2 Modèle hiérarchique

Dans le paradigme de la formation hiérarchique, les fluctuations primordiales sont amplifiées par la gravitation. Les contrastes de densité s'amplifient jusqu'à laisser leurs empreintes sur la surface de dernière diffusion, visibles aujourd'hui comme les fluctuations du fond diffus micro-onde. Un peu plus tard, les sur-densités peuvent croître de façon non-linéaire et elles s'effondrent en donnant naissance à une structure détachée du flot de Hubble, un *halo*.

Les halos de matière noire de petite taille fusionnent entre eux pour donner naissance à des halos de plus en plus massifs. Le gaz baryonique, présent dans ces halos, est chauffé par les chocs durant son effondrement, il peut alors se refroidir par rayonnement et se concentrer vers le centre du halo où le potentiel gravitationnel est le plus important. Sous l'effet de la rotation du halo le gaz se distribue en disque, il peut alors se condenser et des étoiles se forment, évoluent et éjectent des éléments lourds et de l'énergie dans le milieu interstellaire et/ou intergalactique. Au cours de leur évolution, les disques fusionnent pour produire des galaxies sphéroïdales, qui peuvent devenir des galaxies spirales ou elliptiques.

La figure 1.1 présente l'abondance comobile des halos en fonction du décalage spectral et de leur masse, à partir du calcul analytique de la formation des structures basé sur une cosmologie Λ CDM (voir Annexe A). Ainsi, les halos les plus massifs ($M_h \sim 10^{15} M_\odot$) ne se forment véritablement qu'à partir des décalages spectraux de $z \sim 1.5$, tandis que le nombre de halos de

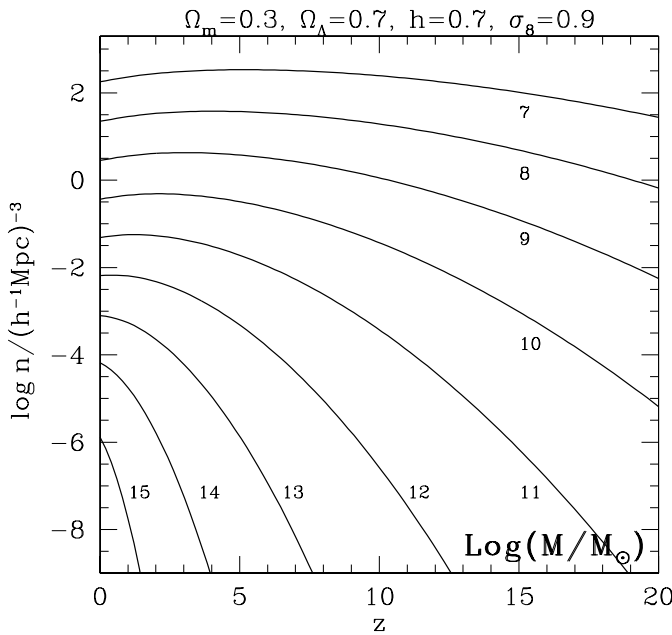


FIG. 1.1 – Abondance comobile des halos de matière noire de masse supérieure à une valeur M_h dans un modèle Λ CDM avec $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\lambda = 0.7$, $h = 0.7$, et $\sigma_8 = 0.9$. La légende de chaque courbe représente la valeur de $\log(M/M_\odot)$ correspondante. Tiré de Mo & White (2002).

masses intermédiaires, semblables à celle de la Voie Lactée ($M_h \sim 10^{12} M_\odot$), devient significatif à partir de $z \sim 10$. Le nombre de halos de plus petites masses représentées par la figure 1.1 ($M_h \sim 10^7 - 10^8 M_\odot$), est quasiment constant entre $0 < z < 20$ avec une légère décroissance à partir de $z \sim 6$ résultant de leur fusion pour former des halos plus massifs.

1.2 Réionisation

Du point de vue de la matière baryonique, la recombinaison laisse l'Univers dans un état neutre. Après quelques centaines de millions d'années, la densité des baryons, qui suivent les halos de matière noire, est devenue telle que les premières étoiles peuvent se former. Bien qu'une polémique existe encore sur la nature des sources qui ont permis de faire passer l'Univers de son état neutre à un état quasi complètement ionisé qu'on observe aujourd'hui, je résume ici les premières sources possible de rayonnement ionisant pouvant y contribuer, ainsi que quelques contraintes observationnelles sur l'époque de réionisation.

1.2.1 Premières sources

Les simulations numériques de formation de structures basée sur une cosmologie Λ CDM prédisent que les premières étoiles ont du se former dans des halos de masse $\sim 10^6 M_\odot$. Ces halos ont probablement commencé à se former à des décalages spectraux de $z \sim 20 - 30$ (Barkana & Loeb 2001). Ces premières étoiles, dites de population III, étaient probablement très massives ($M_* > 100 M_\odot$) comme le montrent des simulations numériques de l'effondrement et de la fragmentation de nuages primordiaux (Abel et al. 2002). Les premiers quasars se sont probablement formés moins d'un milliard d'années après le big-bang, à des décalage spectraux $z \geq 10$, dans des halos plus massifs, de l'ordre de $\geq 10^9 M_\odot$ (Haiman & Loeb 2001). La formation des trous noirs super-massifs, moteur des quasars, est encore mal comprise, tout comme celle des étoiles. En effet, en l'absence d'une masse centrale préexistante, l'accrétion directe d'un nuage de gaz en un trou noir super-massif est rendue difficile par la rétroaction négative des supernovae. Différents scénarios tentent d'expliquer la formation des trous noirs super-massifs. Certaines études

s'intéressent à des halos de $10^8 M_{\odot}$, vers des décalages spectraux de $z \sim 10$, où la formation stellaire n'a pas pu enrichir le milieu interstellaire à des métallicité $Z_{\text{crit}} \geq 10^{-3.5} Z_{\odot}$, mais où le rayonnement UV extragalactique ne permet pas l'existence de H_2 (Bromm & Loeb 2003). Le gaz ne peut pas se fragmenter ni former plusieurs étoiles. Il se condense en une structure hypermassive ($5 \times 10^6 M_{\odot}$) au centre du halo, puis s'effondre inévitablement en un trou noir super-massif d'une masse représentant $\sim 90\%$ de la masse initiale de l'étoile. Un autre scénario explore la formation des trous noirs super-massifs par coalescence de plusieurs trous noirs massifs, reliquats des étoiles de populations III, qui tombent dans le puits de potentiel du halo par friction dynamique (Volonteri et al. 2003). Ces modèles permettent d'expliquer la fonction de luminosité des quasars entre $1 < z < 5$ avec l'hypothèse que les trous noirs super-massifs se sont formés à partir de trous noirs primordiaux des étoiles de populations III à $z \sim 20$.

1.2.2 Contraintes observationnelles

Il existe principalement deux contraintes observationnelles sur la réionisation. La première se base sur l'observation du fonds diffus cosmologique. En effet, les grandes échelles angulaires de la corrélation température-polarisation du CMB sont sensibles à l'épaisseur optique de Thomson τ , qui mesure la quantité d'électrons libres de l'Univers. Les récents résultats du satellite WMAP ont permis de déterminer une épaisseur optique de $\tau = 0.17 \pm 0.04$ (Kogut et al. 2003). En utilisant un modèle de réionisation instantanée, il est possible d'en déduire son décalage spectral $z_{\text{r}} = 17 \pm 3$, où dans le cas d'un scénario de réionisation en deux étapes $z_{\text{r}} = 20_{-9}^{+10}$. Ces scénarios de réionisation sont relativement simplistes mais présentent une limite de l'époque où a commencé la réionisation.

La deuxième contrainte observationnelle provient de l'effet Gunn Peterson des quasars du relevé SDSS (Gunn & Peterson 1965) : le spectre des quasars est absorbé par l'hydrogène atomique neutre présent dans le milieu intergalactique, ce qui permet d'en déduire sa densité. Cet effet a été clairement identifié pour la première fois sur les quasars du relevé SDSS à $z \sim 6$ (Fan et al. 2003) (voir spectres, part. I, chap. 6). Ainsi, même si le scénario complet de la réionisation n'est pas encore totalement compris, on peut placer une limite sur la fin de la réionisation : l'Univers était complètement ionisé à un décalage spectral de 6.

1.3 Formation stellaire

Sorti de l'âge sombre, complètement ionisé, l'Univers continue son évolution. Les halos de matière noire fusionnent en suivant les potentiels de gravité et en formant des halos de plus en plus massifs, où les baryons, le gaz et les étoiles, s'organisent en galaxies. Il existe essentiellement deux possibilités pour étudier la formation stellaire et son évolution pendant ces âges cosmiques. La première consiste à effectuer des relevés profonds sur le ciel sur des champs soit disant *vides*, et à déterminer les propriétés des galaxies détectées (distance, nombre, luminosité, morphologie...). Une approche complémentaire s'intéresse à la formation stellaire autour d'objets relativement bien connus, tel que des quasars, ce qui permet un sondage temporel plus lointain et plus précis.

1.3.1 Histoire globale

Relevés profonds

Les relevés profonds effectués dans l'UV (Lilly et al. 1996) combinés avec les relevés profonds du *Hubble Space Telescope* (HDF) ont permis à Madau et al. (1996) d'estimer l'histoire de la

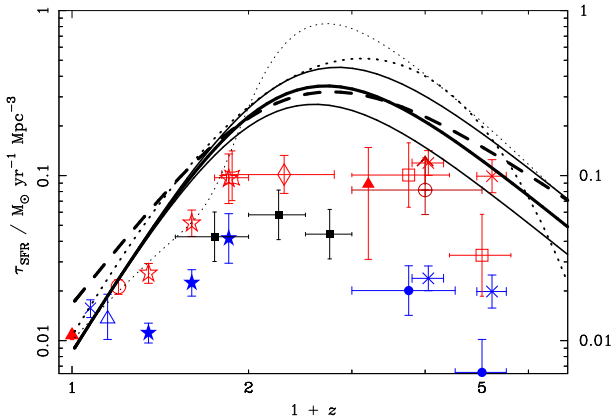


FIG. 1.2 – Différentes estimations du taux de formation stellaire en fonction du décalage spectral, avec notamment les estimations de Lilly et al. (1996) (étoiles pleines), corrigées de l’extinction (étoiles vides). Les courbes représentent les meilleurs ajustements effectués à partir des relevés infrarouges lointains ou submillimétriques. Tiré de Blain et al. (2002)

formation stellaire globale de l’Univers de $z = 0$ à $z = 4$. Le taux de formation d’étoiles décroît d’un facteur 10 entre $z \sim 1$ et aujourd’hui, et semble être passé par un maximum à $z = 1 - 1.5$. Ces résultats sont compatibles un scénario dans lequel la formation d’étoiles, activée par les interactions ou les collisions de galaxies, consume le contenu en gaz des galaxies en fonction du temps. Un tel scénario est attendu dans les modèles de formation hiérarchique des structures.

Cette vision, apparemment cohérente, de la formation et de l’évolution des galaxies est entièrement basée sur des observations dans le domaine visible ou proche infrarouge qui tracent, pour les galaxies lointaines, leur émission UV ou visible. Or ces domaines présentent deux désavantages majeurs : d’une part l’émission des galaxies peut être fortement contaminée par l’extinction en raison de la présence de poussières et peut, par exemple, faire varier l’estimation du taux de formation stellaire jusqu’à un facteur 10 à $z = 3$ (Pettini et al. 1997) ; d’autre part, une fraction significative de la formation stellaire peut être totalement invisible si elle se situe dans des galaxies très éteintes. En effectuant un relevé infrarouge avec ISO du HDF, Rowan-Robinson et al. (1997) ont ainsi pu estimer des taux de formation stellaire plus élevés qu’en optique/UV. Le domaine de longueur d’onde IR/submm paraît donc mieux adapté que le domaine optique à l’observation des galaxies à sursaut de formation stellaire à grand décalage spectral.

Le développement des matrices de bolomètres, SUBMILLIMETER COMMON USER ARRAY (SCUBA) au JCMT ou MAX-PLANCK MILLIMETER BOLOMETER ARRAY (MAMBO) au 30-m de l’IRAM, ont permis d’effectuer les premiers relevés profonds dans le domaine (sub)millimétrique et ont mis en évidence une population de galaxies très lumineuses à grand décalage spectral (Smail et al. 1997; Hughes et al. 1998; Bertoldi et al. 2000; Greve et al. 2004b). Ces études ont permis à la détection de plus de 200 galaxies, qui se situent très probablement à des décalages spectraux de l’ordre de 2-3 (Smail et al. 2000, 2002). Ces sources sont probablement l’analogie à grand décalage spectral des galaxies infrarouge ultra lumineuses détectées par IRAS (voir plus loin). Les relevés profonds submillimétrique et millimétrique sont une composante importante dans la recherche d’une vue globale de la formation stellaire et de l’évolution des galaxies. En effet, la contribution énergétique des galaxies submillimétriques à la formation stellaire globale de l’Univers est très importante.

La figure 1.2, couramment dénommé ”diagramme de Madau”, présente un résumé de différentes estimations du taux de formation stellaire et de son évolution en fonction du décalage spectral. On peut remarquer que les estimations provenant de relevés optiques ou UV sous-estiment le taux de formation stellaire par rapport aux relevés (sub)millimétriques. Hopkins et al. (2001) montrent ainsi qu’en corrigeant les données UV et $H\alpha$ de l’extinction due aux poussières, il est possible de concilier les estimations faites à partir de UV/ $H\alpha$ et celles provenant de l’infrarouge lointain ou de la radio. Globalement, le taux de formation stellaire croît

jusqu'à un décalage spectral de 2 et semble ensuite être constant ou en légère diminution (Gispert et al. 2000; Hopkins et al. 2001).

Galaxies submillimétriques

Les résolutions limitées des observations submillimétrique et millimétrique faites avec des antennes uniques (JCMT,30-M), typiquement de l'ordre de 8 à 10", rendent les comparaisons directes entre les relevés submillimétrique et millimétrique et ceux effectués en optique ou en infrarouge proche très difficile. La figure 1.3 présente le cas du relevé profond SCUBA effectué à 850 μ m par Smail et al. (1997) en direction de l'amas de galaxies ABEL1835. La taille des lobes des antennes submillimétrique ne permet d'associer facilement les sources submillimétriques à leur contrepartie optique : pour certaines sources, il n'y a pas de contrepartie évidente pour d'autre plusieurs candidats sont possible. De plus, certaines sources submillimétriques semblent être des galaxies très obscurcies, très faibles en optique ce qui rends d'autant plus délicate leur identification. Cet état de fait a rendu le suivi des galaxies submillimétrique difficile, en particulier la détermination de leur décalage spectral.

Cette situation a récemment changé grâce aux travaux de Chapman et al. (2003). En se basant sur la corrélation entre l'émission infrarouge lointain et radio des galaxies locales à flambées stellaires (voir part. I chap. 1), Chapman et al. (2003) ont pu déterminer les contreparties optiques de ces sources, obtenir leur spectres optiques, et déterminer les décalages spectraux d'un grand nombre de galaxies submillimétriques (une centaine à ce jour). Ces sources se situent à des décalages spectraux compris entre 1.9 et 2.8 avec une médiane à $z = 2.4$, coïncidant avec la distribution en décalage spectral des quasars. La détermination du décalage spectral des galaxies submillimétriques est un facteur déterminant dans la compréhension de leur nature et de leur évolution. En se basant sur ces estimations, Neri et al. (2003) et Greve et al. (in prep) ont présenté les premiers résultats d'un large relevé en cours à l'interféromètre du Plateau de Bure de l'émission CO dans cet échantillon de galaxies submillimétriques. Ces auteurs ont ainsi pu mettre en évidence la présence de réservoirs de gaz moléculaire très importants ($M_{\text{H}_2} \sim 10^{10} - 10^{11} M_{\odot}$) confirmant l'activité intense de formation stellaire dans ces sources. Cette approche, bien que biaisée vers les sources suivant la corrélation infrarouge radio, a également permis de déterminer le décalage spectral systémique d'une douzaine de sources submillimétriques, et d'estimer la masse dynamique de ces systèmes.

1.3.2 Formation stellaire locale

Galaxies infrarouge ultra lumineuses

Des observations détaillées, spectrales et résolues spatialement, n'existent seulement que pour les galaxies locales, et il est souvent nécessaire de les utiliser comme guide pour interpréter les observations de galaxies plus distantes. Les galaxies infrarouge ultra lumineuses (*ULIRGs*) sont une classe importante de galaxies, similaires en luminosités aux galaxies (sub)millimétriques. Découvertes par le relevé complet du ciel du satellite IRAS (voir l'article de revue, Sanders & Mirabel 1996), les *ULIRGs* sont définies comme des galaxies ayant une luminosité bolométrique, dominée par le domaine infrarouge lointain, plus grande que $10^{12} L_{\odot}$. Elles se situent parmi les galaxies les plus brillantes, mais n'en représentent que 0.1% en nombre. La sensibilité du satellite IRAS n'a permis de détecter, dans un premier temps, que des sources locales avec $z < 0.3$. Près 99% de l'énergie produite par ces galaxies dans le domaine submillimétrique et infrarouge lointain provient de l'émission thermique des poussières, le reste provenant de raies d'émission de structure fine ([CII],[CI]) et des raies rotationnelles moléculaires, principalement celles de la

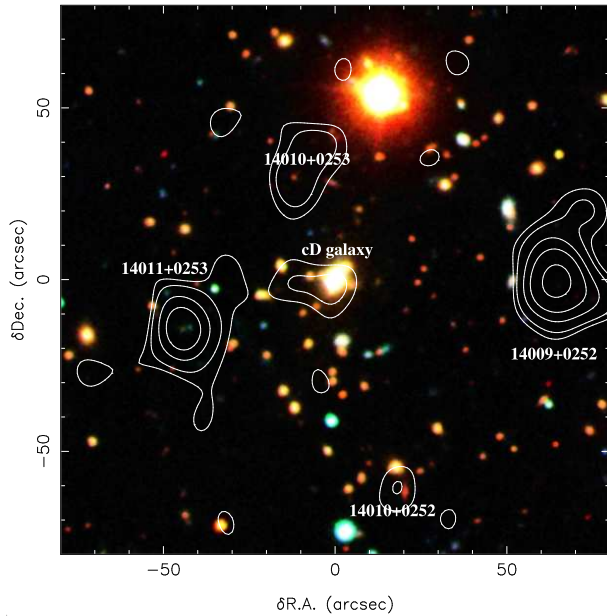


FIG. 1.3 – Comparaison de l'émission submillimétrique (contour) et de l'émission optique dans l'amas de galaxies Abell 1835. Les observations submillimétrique ont été effectuées avec SCUBA à $850\mu\text{m}$ au JCMT, avec une résolution de $14''$, limitant ainsi les possibilités d'identification de leur contrepartie optique.

molécule de monoxyde de carbone. La source de chauffage de ces poussières reste encore indéterminée, puisqu'elle pourrait être dû au rayonnement UV provenant du disque d'accrétion autour de l'AGN ou des étoiles jeunes de la galaxie hôte. Dans quelques cas, comme celui de NGC 4038/4039 (les "Antennes"), les pics de formation stellaire, responsable de la majorité de l'énergie émise par ce système, ne coïncident pas avec les noyaux actifs identifiés en optique (Mirabel et al. 1998). C'est un premier indice sur la nature du chauffage des poussières dans de tels systèmes. Dans les *ULIRGs* plus lumineux et relativement proches pour être résolus, l'émission de la poussières provient de régions plus petites, de tailles typiquement inférieures au kiloparsec. Les modèles de transfert radiatifs permettent de distinguer les deux types de chauffages de la poussière, où la source de chauffage serait un noyau actif produisant un rayonnement UV dur, ou une source de chauffage plus diffuse et moins dure dû à des régions de formation stellaire. Cependant ces modèles dépendent beaucoup de la géométrie de la source qui est souvent inconnue à grand décalage spectral. Il est également possible d'étudier la source d'énergie du chauffage des poussières en effectuant de la spectroscopie infrarouge proche et moyen. En effet, les observations effectuées avec le satellite ISO ont permis de montrer que la majorité de l'énergie des *ULIRGs* proches provenait de l'activité de formation stellaire plutôt que du noyau actif (Genzel et al. 1998; Rigopoulou et al. 1999). En effet, le rayonnement UV dur provenant de l'AGN provoquerait la destruction des molécules polycyclique aromatique (voir part. I chap. 1), en faisant un discriminant entre une énergie produite par l'AGN ou l'activité de formation stellaire.

Parmi les galaxies infrarouge ultra lumineuses, la galaxie M82, distante de seulement 3.9 Mpc, est considérée comme l'archétype des galaxies à formation d'étoiles et a été abondamment étudiée. Les images optiques de M82 présentent des zones de forte absorption, notamment près du centre, expliquées par la présence de grandes quantités de poussières. Les observations faites avec ISO montrent que cette poussière émet dans l'infrarouge lointain à une température moyenne de 48 K (Colbert et al. 1999). Des modèles à flambées stellaires ont permis d'expliquer cette émission comme provenant de la ré-émission par les poussières, du rayonnement UV absorbé émis par les étoiles jeunes (Solinger et al. 1977; Rieke et al. 1980). Ces modèles de flambées stellaires prédisent la présence de restes de supernova dans les régions de formation d'étoiles, qui furent détectés dans le disque de M82 en radio.

Fusion et formation stellaire

Les interactions et les fusions de galaxies sont d'une très grande importance dans la compréhension de l'histoire des galaxies, de la formation des structures et de la formation stellaire. Cela est devenu évident avec l'analyse des images du champ profond du télescope Hubble, avec par exemple l'étude démarrée par Brinchmann et al. (1998) qui présente une étude morphologique des galaxies présentes dans ces données et qui combinée avec des estimations de leur décalages spectraux permet de montrer que la fraction de galaxies en interaction augmente avec le décalage spectral (Le Fèvre et al. 2000). Des observations de galaxies locales en interaction, telle que le triplé de M81, permettent de mettre en évidence de manière directe que l'activité formation stellaire est relié aux interactions entre galaxies (Walter et al. 2002). De même, l'étude morphologique des galaxies infrarouges ultra lumineuses permet également de relier leur luminosité infrarouge, traceur de l'activité de formation stellaire, à leur degré d'interaction : les galaxies les plus lumineuses étant celles qui présentent le degré d'interaction le plus élevé (Sanders et al. in prep.). Des simulations numériques montrent également que les interactions importantes entre galaxies permettent un sursaut d'activité de formation stellaire (Mihos & Hernquist 1996; Kazantzidis et al. 2004).

Trou noir central et formation stellaire

Une très grande majorité des galaxies proches présentent en leur centre un trou noir massif (Kormendy & Richstone 1995; Richstone et al. 1999). Ce résultat fondamental est basé sur des études cinématiques et photométriques de noyaux de galaxies de type précoce et mène à des déterminations de masses de trou noir, similaires par les deux approches, de $M_{\text{bh}} = 10^{6-9} M_{\odot}$ (van der Marel 1999). La masse du trou noir central est proportionnelle à la luminosité du bulbe de la galaxie hôte, avec un écart type de ~ 0.5 dex en M_{bh} (Magorrian et al. 1998). De plus, Gebhardt et al. (2000) et Ferrarese & Merritt (2000) ont montré que la dispersion des vitesses des étoiles dans le bulbe galactique à un rayon extérieur à l'influence gravitationnelle du trou noir, σ_* , corrèle fortement avec la masse du trou noir massif

$$M_{\text{bh}} = (1.2 \pm 0.2) \times 10^8 M_{\odot} \left(\frac{\sigma_*}{200 \text{ kms}^{-1}} \right)^{(3.75 \pm 0.03)}$$

comme le présente la figure 1.4. Les interprétations théoriques de cette corrélation sont très nombreuses et font intervenir une formation du trou noir avant, pendant ou après la formation du bulbe (Silk & Rees 1998; Adams et al. 2001; Burkert & Silk 2001,...). Il est donc intéressant d'étudier cette relation dans des objets à grand décalage spectral pour départager ces modèles. Toutefois ces observations sont rendues délicates par le manque de résolution spatiale des observations spectrales possibles à de tels décalages spectraux. Récemment, Shields et al. (2003) ont étendu cette étude aux quasars jusqu'à des décalages spectraux de $z \sim 2 - 3$, en utilisant la raie de OIII pour mesurer σ_* . Ces travaux montrent que la relation $M_{\text{bh}} - \sigma$ est également vérifiée par les quasars jusqu'à $z = 3.3$, ce qui tend à montrer que la formation des trous noirs supermassifs centraux et des bulbes s'effectuent simultanément. Cette relation implique également un lien très fort entre la formation du trou noir central et les propriétés des étoiles du bulbe, voire une relation causale entre la formation et l'évolution du trou noir central et celle du bulbe. Récemment, Alexander et al. (2004) ont également montré qu'une fraction importante des galaxies submillimétriques présentait un noyau actif qui ne contribuait cependant pas significativement à leur luminosité bolométrique. Comprendre la relation qui lie la formation d'un trou noir central et la formation des étoiles dans le bulbe de sa galaxie hôte est donc une question fondamentale pour l'étude de la formation et l'évolution des galaxies. Les quasars représentent

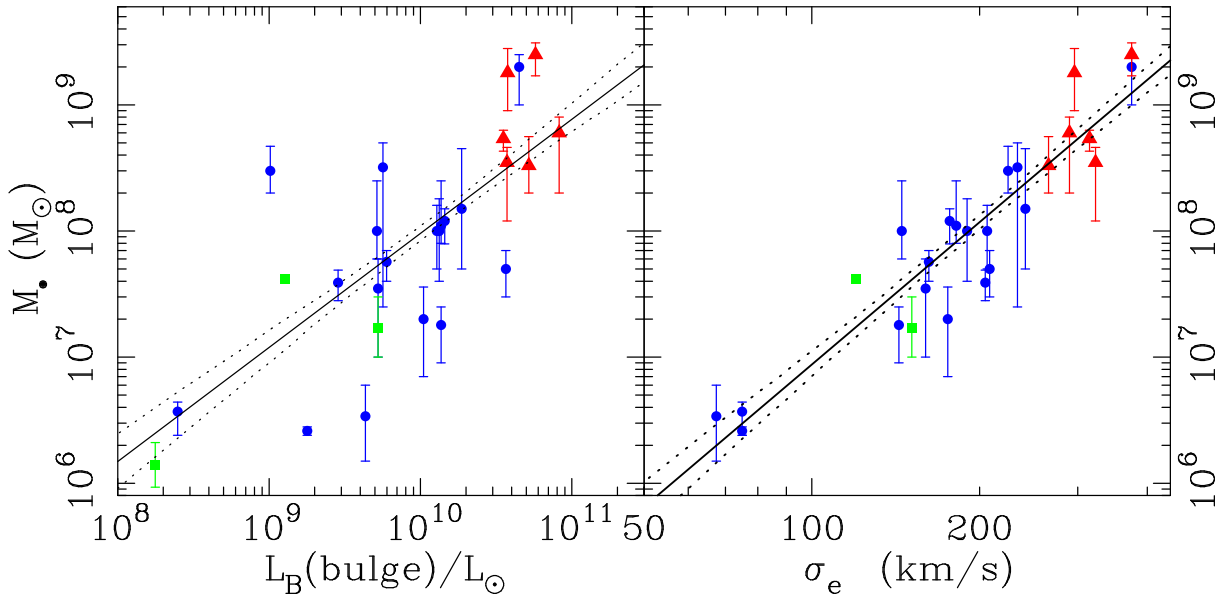


FIG. 1.4 – Relation entre la masse du trou noir et la luminosité du bulbe (*gauche*) et la dispersion des vitesses des étoiles du bulbe (*droite*). Les différentes couleurs correspondent à différentes techniques de mesures. Les droites présentent le meilleur ajustement aux données et son incertitude à 1σ . Tiré de Gebhardt et al. (2000)

des cas extrêmes avec des masses de trou noir $M_{\text{bh}} > 10^9 M_{\odot}$ et permettent de sonder le lien entre le trou noir central et les propriétés de leur galaxie hôte, et ce jusqu'à des époques très reculées.

Chapitre 2

Quasars

Sommaire

2.1	Modèle unifié	11
2.1.1	Trou noir massif	12
2.1.2	Tore de poussière	12
2.1.3	Émission radio	13
2.2	Catalogues de quasars	13
2.2.1	PALOMAR OBSERVATORY SKY SURVEYS	14
2.2.2	SLOAN DIGITAL SKY SURVEY	14
2.2.3	Catalogue de Véron-Cetty & Véron	16

Les Noyaux Actifs des Galaxies (NAG ou AGN) font partie des objets astrophysiques les plus spectaculaires. Ils se distinguent des coeurs de galaxies ordinaires par leurs luminosités qui sont jusqu'à 4 ordres de grandeurs supérieures. Cette énergie qui provient de régions très petites a un spectre d'émission plat, $S_\nu \propto \nu^{-\alpha}$ où $\alpha \sim 1$, et ne peut donc pas être expliqué par une émission de type stellaire. Il existe un grand nombre de classes de noyaux actifs qui dépendent de leurs propriétés spectrales ou leurs morphologie. Une classification a été effectuée en suivant différents critères arbitraires qui ne révèlent pas des différences intrinsèques des propriétés des sources, le terme AGN désignant aussi bien la galaxie toute entière que son noyau. Ainsi, les AGN émettant fortement dans le domaine radio sont appelés radio galaxies (RG), et les galaxies Seyfert, étudiées dès 1943 par Carl Seyfert, sont des galaxies où on distingue clairement la galaxie hôte du noyau actif.

La classe la plus lumineuse des AGN est dénommée quasars ou QSO, acronyme de *quasi stellar objects*. Bien qu'en moyenne les quasars sont 2 ordres de grandeurs plus lumineux, leurs spectres sont remarquablement similaires à ceux des galaxies Seyfert. On distingue deux sous-classes de quasars, ceux émettant faiblement en radio, les *Radio Quiet QSOs (RQQSOs)* et ceux émettant fortement en radio, les *Radio Loud QSOs (RLQSOs)*. Les différentes classes d'AGN sont en fait représentatives d'un seul type d'objet comme le suggère le *modèle unifié* qui tente d'expliquer ces différentes classes par un effet d'inclinaison.

2.1 Modèle unifié

De nombreux modèles ont été proposés pour unifier l'ensemble des propriétés d'émission des AGN. Bien qu'encore en développement, un consensus général a été établi, faisant intervenir

une source d'énergie très efficace à l'aide d'un disque d'accrétion sur un trou noir massif et un tore de poussière pouvant expliquer, par son orientation, les différentes propriétés d'émissions des AGN.

2.1.1 Trou noir massif

La description des noyaux actifs doit avant tout expliquer le processus physique à l'origine des très grandes énergies observée. Le modèle d'AGN le plus répandu, dit standard, propose comme explication un *moteur central* constitué d'un trou noir massif accrétant de la matière chauffée à haute température dans un disque d'accrétion dissipatif. La masse du trou noir central et la luminosité émise sont liées, en effet, dans le cas d'une accrétion à symétrie sphérique, la force gravitationnelle qui s'exerce sur le gaz qui tombe sur le trou noir doit être supérieure ou égale à la force radiative pour qu'il y ait accrétion. Le flux d'énergie à une distance r d'une source de luminosité L est donnée par $F = L/4\pi r^2$. À cette distance, la pression de radiation est alors de $P_{\text{rad}} = E/c = L/4\pi r^2 c$, résultant en une force exercée sur un électron

$$\mathbf{F}_{\text{rad}} = \sigma_T \frac{L}{4\pi r^2 c} \mathbf{r},$$

où σ_T est la section efficace d'interaction entre un photon et un électron, dite de Thomson. On néglige ici la force exercée sur les protons. La force gravitationnelle qui s'exerce sur ce gaz peut s'écrire

$$\mathbf{F}_{\text{grav}} = -\frac{GMm_p}{r^2} \mathbf{r},$$

où M est la masse du trou noir et m_p est la masse d'un proton. On néglige ici la masse de l'électron lié électromagnétiquement au proton. Ainsi, pour qu'il y ait accrétion $|\mathbf{F}_{\text{rad}}| \leq |\mathbf{F}_{\text{grav}}|$. On définit alors une luminosité limite, dite d'Eddington,

$$L_{\text{Edd}} = \frac{4\pi G c m_p}{\sigma_T} M.$$

Il est donc possible d'estimer la masse du trou noir à partir de sa luminosité. Ainsi, un quasar de luminosité $L_{\text{QSO}} \approx 10^{46}$ erg s⁻¹ aura une masse estimée à $M_{\text{E}} \sim 10^8 M_{\odot}$. Le processus fondamental du noyau actif est la conversion de la masse en énergie, on peut donc définir l'efficacité, η , à laquelle cette conversion est effectuée par $E = \eta M c^2$. La luminosité du noyau est définie comme son taux d'énergie, $L = dE/dt$, et permet de définir le taux d'accrétion d'Eddington, \dot{M}_{edd} , nécessaire pour soutenir la luminosité d'Eddington comme $L_{\text{edd}} = \eta \dot{M}_{\text{edd}} c^2$.

2.1.2 Tore de poussière

Différents modèles d'unification de l'émission des AGN font appel à la présence d'un tore de poussière qui permettrait d'expliquer les différentes classes d'AGN par des effets d'orientation. Ainsi, le modèle proposé par Wills (1999) permet d'unifier les différentes classes d'AGN, en distinguant les sources présentant une émission radio importante (RLQ) et les autres (RQQ, Seyfert). La figure 2.1 présente ce modèle avec l'émission des RLQ en bas et à droite, les RQQ et galaxies Seyfert étant en haut et à gauche. L'émission des RLQ peut être dominée par le coeur (CD) ou par les lobes (LD). L'émission des RQQ ou des Seyfert peuvent également présenter des raies d'émissions larges, ou étroites, suivant l'orientation de la source qui révélerait respectivement la/les *Broad Line Region* ou *Narrow Line Region*, dans le premier cas on parle alors de *Broad Absorption Line Quasar (BALQSO)*. On définit également ainsi deux types de

De nombreux catalogues de quasars ont été élaborés depuis cette date, je vais me limiter ici à une brève description de trois relevés/catalogues, que j'ai utilisés au cours de ma thèse.

2.2.1 Palomar Observatory Sky Surveys

De nombreux catalogues de quasars ont été établis, notamment en radio. Cependant, il a rapidement été réalisé que le domaine radio n'était pas la seule possibilité d'identification des quasars. En effet, il est possible de se baser sur le fait que les quasars ont une couleur bleue atypique dans le système de magnitudes de Johnson, avec notamment une couleur U-B très faible. Ainsi, un relevé dans les bandes U et B, dont les temps d'intégration de chaque bande est effectué de telle façon que les étoiles de type A aient la même intensité, permettant une comparaison des deux images en superposition rapide de déterminer les objets ayant un excès dans la bande B. Les premiers relevés de quasars multi-bandes en optique a mené à la découverte insoupçonnée d'un grand nombre de quasars radio faible, avec notamment, le *Palomar Observatory Sky Survey*, terminé en 1954, sur une portion du ciel de $6^\circ \times 6^\circ$. Le second relevé du Palomar (POSS II) couvre l'ensemble du ciel de l'hémisphère nord dans 3 bandes photométriques. Les plaques photométriques ont été ensuite numérisées donnant naissance au DIGITAL PALOMAR OBSERVATORY SKY SURVEY (DPOSS) (Djorgovski et al. 1998a). En se basant sur une sélection de couleurs, Djorgovski et al. (1998b) ont pu établir un catalogue de 40 candidats quasars à $z > 4$ qui ont été ensuite utilisés pour effectuer des suivis à d'autres longueurs d'onde (voir par exemple part. I).

2.2.2 Sloan Digital Sky Survey

Le récent relevé du SLOAN DIGITAL SKY SURVEY (SDSS) a pour but de cartographier près d'un quart du ciel d'ici l'été 2007 (York et al. 2000). Ce relevé photométrique et astrométrique est effectué à l'aide d'un télescope dédié de 2.5 m installé au Nouveau Mexique, équipé d'une caméra CCD grand format imageant en 5 bandes photométriques r' , i' , u' , z' et g' , et de deux spectromètres numériques permettant d'obtenir le spectre des sources identifiées par le relevé photométrique. Les données du relevé SDSS sont publiées à intervalle réguliers et sont disponibles en ligne. A ce jour, trois mises à disposition des données ont été effectuées : il s'agit du EARLY DATA RELEASE (EDR) (Stoughton et al. 2002), et des DATA RELEASE 1 & 2 (Abazajian et al. 2003, 2004). Le SDSS met ainsi à disposition un catalogue photométrique de plus de 88 million de sources, et de 367360 spectres de galaxies, de quasars et d'étoiles.

Quasars

Parallèlement à la constitution du catalogue complet du SDSS, chaque mise à disposition des données a été accompagnée par la constitution d'un catalogue des quasars présent dans les champs observés. Ainsi, l'EARLY DATA RELEASE QUASAR CATALOG (Schneider et al. 2002) et le FIRST DATA RELEASE QUASAR CATALOG (Schneider et al. 2003) recense 16713 quasars présent dans une région de $\sim 1360 \text{ deg}^2$. Les décalages spectraux des quasars sont dans l'intervalle $0.05 < z < 5.41$, avec une valeur médiane de 1.43, calculés à partir de la raie d'émission de [O III]. Le catalogue de quasars contient également les magnitudes et les incertitudes associées dans les 5 bandes observées par le SDSS, ainsi que les magnitudes absolues dans la bande i , corrigées de l'extinction galactique et calculées avec un indice spectral de $\alpha = 0.5$, et un drapeau indiquant si les sources ont été observées ou détectées à 1.4 GHz par le relevé VLA FIRST.

La figure 2.2 présente le résultat des travaux de Vanden Berk et al. (2001) qui ont construit un spectre composite de quasar, obtenu à partir de 2200 spectres de quasars du relevé SDSS

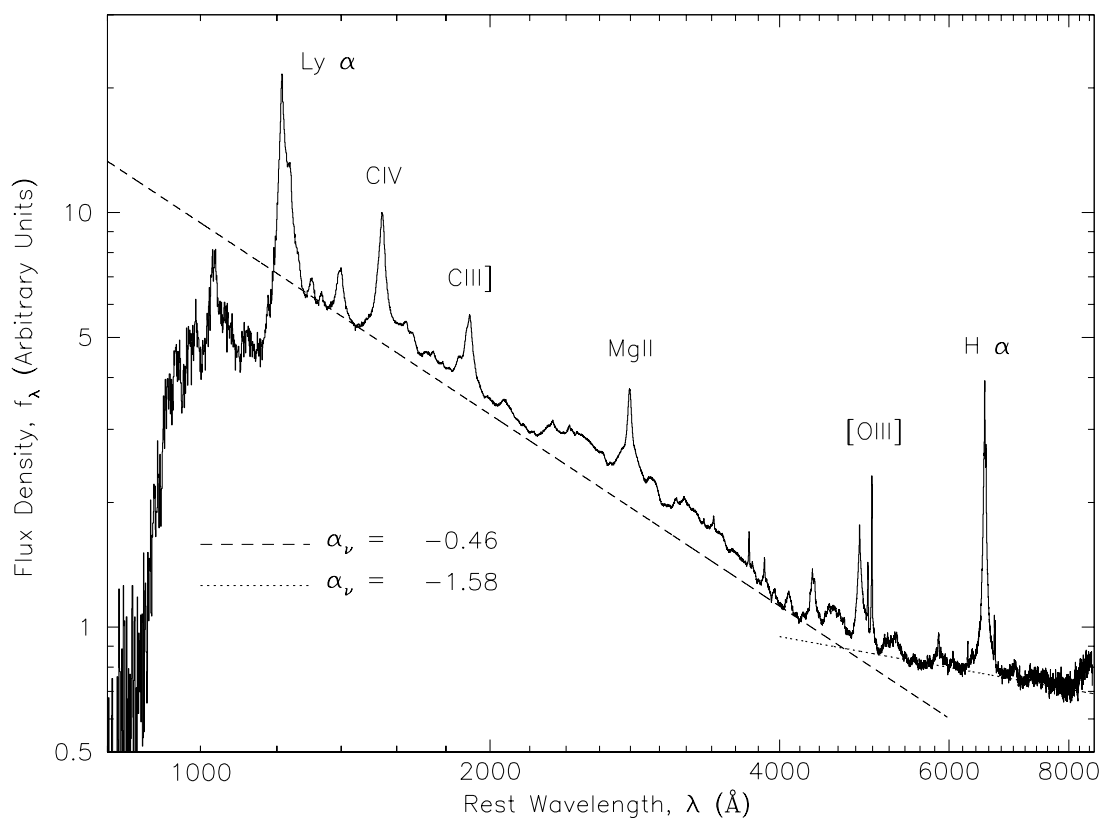


FIG. 2.2 – Spectre de quasars synthétique obtenu à partir de 2200 spectres de quasars du relevé SDSS (voir texte). Tiré de Vanden Berk et al. (2001)

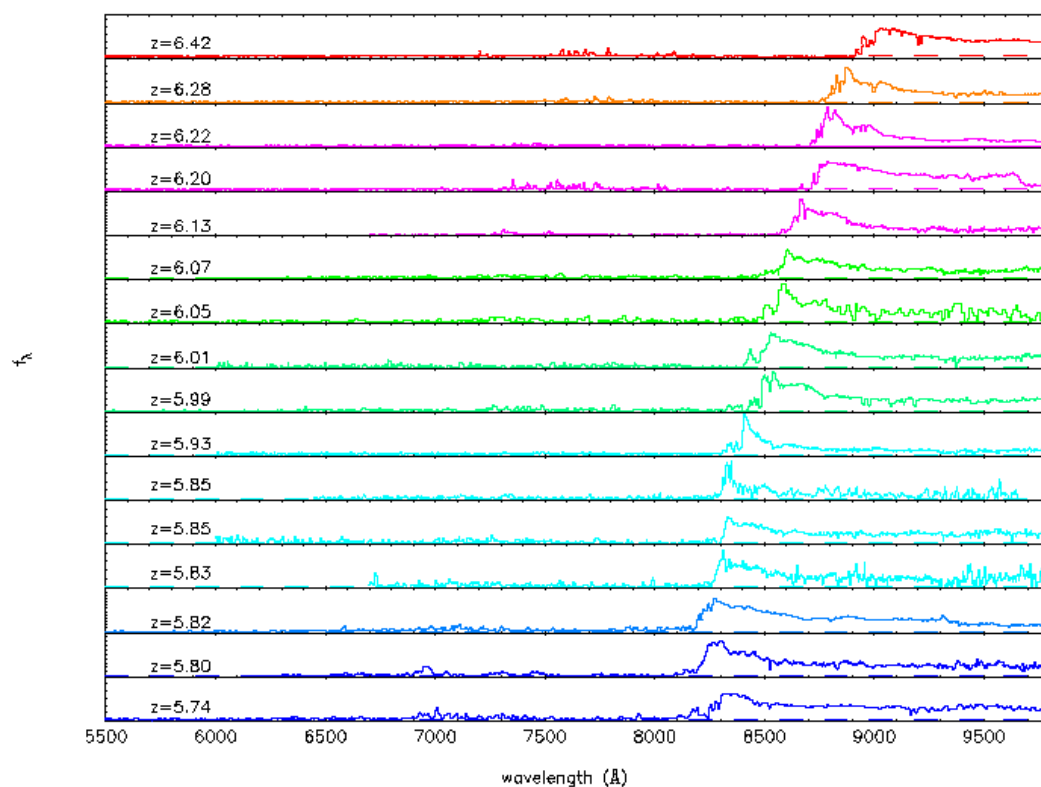


FIG. 2.3 – Spectres optiques des quasars à $z > 5.7$ du relevé SDSS. L'effet Gunn-Peterson est visible sur l'ensemble de ces quasars dans l'aile bleue de la raie Ly- α , et augmente avec le décalage spectral des sources. Autorisation de Xiaohui Fan.

avec des décalages spectraux dans l'intervalle $0.044 \leq z \leq 4.789$. La figure identifie également un certain nombre de raies d'émission présentes dans le spectre d'un quasar. L'émission continuum du quasar composite peut être modélisée par deux lois de puissances, $f_\nu \propto \nu^{\alpha_\nu}$ présentée sur la figure 2.2, avec $\alpha_\nu \approx -0.44$ dans le domaine 1300-5000Å, et $\alpha_\nu \approx -2.45$ pour les longueurs ondes au delà de 5000Å.

Quasars à $z > 5.7$

Les données du SDSS permettent également de construire des échantillons de quasars à $z > 5.7$ à l'aide d'une méthode dite *i-dropout* qui consiste à sélectionner des régions d'intérêt sur des diagrammes couleur-couleur. La raie Lyman- α des quasars à $z > 5.7$ est décalée de la bande i à la bande z , le filtre le plus rouge du SDSS, ainsi la couleur $i - z$ permet de sélectionner les quasars aux décalages spectraux les plus élevés. Des suivis spectroscopiques, effectués en optique, permettent de déterminer le décalage spectral de ces sources à partir des raies d'émission OI, NV ou Lyman- α . En suivant cette technique, Fan et al. (2003) ont traité 1320 deg^2 qui ont permis la détection de 3 quasars à $z > 6$, dont J1148+5251 à $z = 6.42$, le quasar le plus lointain connu à ce jour. De même, Fan et al. (2004) ont présenté une étude similaire sur un nouveau champ du SDSS couvrant $\sim 1700 \text{ deg}^2$. Cette nouvelle étude a permis la détection de 5 nouveaux quasars à $z > 5.7$ dont 2 à $z > 6$. La figure 2.3 présente les spectres optiques obtenus pour l'ensemble des sources de ces échantillons. Ces spectres présentent clairement la signature de l'effet Gunn-Peterson, une absorption dans l'aile bleue de la raie Lyman- α des quasars due aux nuages de gaz neutres inter-galactiques.

2.2.3 Catalogue de Véron-Cetty & Véron

Parallèlement aux différents relevés visant à détecter de nouveaux quasars, certains auteurs ont construit des catalogues de quasars à partir de l'ensemble des relevés. Ainsi, Veron-Cetty & Veron (1984) ont débuté un catalogue de quasars et de noyaux actifs, dont la troisième édition en 1987, la première édition en ligne au CDS contenait déjà 84 sources. Ce catalogue regroupe un certain nombre d'information sur chaque quasar, comme leurs noms donnés par les différents relevés, leurs positions, leurs magnitudes dans les bandes U, B et V, leurs décalages spectraux, leurs flux radios à 6 et 11 cm, leurs classes, ainsi que l'ensemble des références nécessaires. La dernière version de ce catalogue (Véron-Cetty & Véron 2003) contient 48921 quasars et est accessible directement au CDS.

Chapitre 3

Instrumentation

Sommaire

3.1	Détecteurs bolométriques	17
3.1.1	MAMBO I & MAMBO II	18
3.1.2	SHARC II	21
3.2	Interférométrie	23
3.2.1	Interféromètre du Plateau de Bure	24
3.2.2	Very Large Array	27

Dans ce chapitre, je décrirai les principaux instruments submillimétrique et millimétrique que j'ai pu utiliser durant ma thèse, d'une part des matrices de bolomètres opérant sur des antennes uniques et d'autre part des interféromètres. Je rappellerai rapidement les principes de ces deux types d'observations puis je décrirai chacun des instruments sur lesquels j'ai pu effectuer des observations.

3.1 Détecteurs bolométriques

Aux longueurs d'onde plus grandes que $200 \mu\text{m}$, les photo-conducteurs cessent de fonctionner car l'énergie des photons n'est alors plus suffisante comparée au *gap* des détecteurs semiconducteurs. Les techniques hétérodynes qui peuvent être employées dans ces domaines de longueurs d'ondes, sont limitées par leur bande passante réduite les rendant inefficaces pour détecter l'émission large bande (*continuum*) en dessous de 3 mm . Entre ces deux régions, les récepteurs *thermiques* sont les seuls choix possibles. Le principe du bolomètre est de convertir en chaleur, l'énergie reçue par le récepteur, provoquant une élévation de sa température qui peut être mesurée par un thermomètre. Contrairement aux récepteurs traditionnels, comme les *photomultiplicateurs*, la réponse du bolomètre n'est pas proportionnelle au nombre de photons mais à la puissance reçue. De plus, la nature même du détecteur fait qu'il est sensible à toutes les gammes de fréquences, il nécessite donc l'emploi de filtres passe-bandes pour le domaine d'onde que l'on veut observer.

Dans cette partie, je décrirai les principaux instruments bolométriques que j'ai pu utiliser durant ma thèse, les MAX PLANCK MILLIMETER BOLOMETER ARRAYS (MAMBO I & II) qui opèrent à 1.2 mm au 30-m de l'INSTITUT DE RADIOASTRONOMIE MILLIMÉTRIQUE (IRAM) ainsi que SUBMILLIMETER HIGH ANGULAR RESOLUTION CAMERA II (SHARC II) qui opère à 350 et $450 \mu\text{m}$ au CALTECH SUBMILLIMETER OBSERVATORY (CSO) de CALIFORNIA INSTITUT OF TECHNOLOGY (CALTECH).

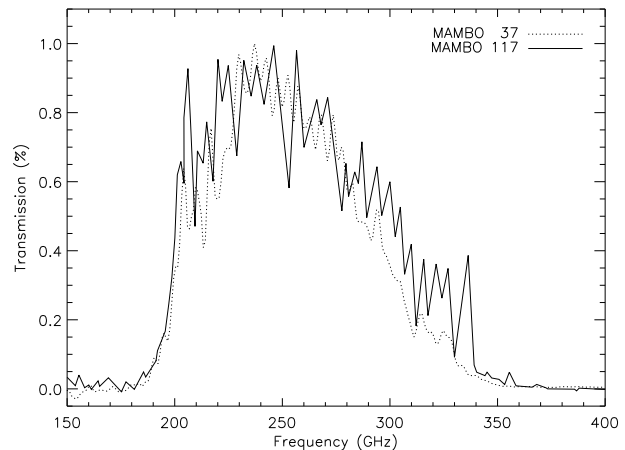
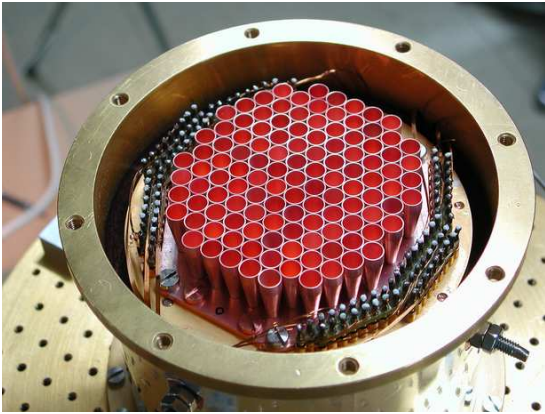


FIG. 3.1 – *Droite* : Photo de la matrice de bolomètres à 117 canaux MAMBO II. *Gauche* : réponse spectrale de la matrice de bolomètres MAMBO I & II. Dans les deux cas, la fréquence effective d'observation est 250 GHz.

3.1.1 MaMBo I & MaMBo II

Les matrices (MAMBO I & II) sont des matrices de bolomètres développées par le MAX PLANCK INSTITUT FUER RADIOASTRONOMIE (MPIFR) à Bonn, en Allemagne, et qui opèrent au foyer du télescope de 30-m de l'IRAM situé à 2900m dans la Sierra Nevada, en Espagne. Les bolomètres de ces deux matrices sont disposés en hexagone autour d'un canal central. Les radiations venant du télescope sont couplées aux bolomètres par un réseau de cornets (Kreysa et al. 1998). Chaque cornet est limité par la diffraction, la taille du lobe principal du 30-m à 230 GHz étant de $11''$, et l'espacement entre les cornets est de $22''$. La principale différence entre ces deux matrices est le nombre de bolomètres qui les compose, 37 pour MAMBO I et 117 pour MAMBO II. Les réponses spectrales de MAMBO I et MAMBO II sont présentées sur la figure 3.1, la fréquence effective d'observation de ces deux matrices est ramenées à 250 GHz, soit environ 1.2 mm.

Modes d'observation

Les observations astronomiques dans le domaine millimétrique et submillimétrique depuis le sol sont dominées par les fluctuations de l'émission atmosphérique. Il est donc nécessaire d'utiliser des stratégies d'observations qui permettent de soustraire le signal atmosphérique. La méthode utilisée au 30-m consiste à moduler le signal avec un miroir secondaire oscillant, un *wobbler*, qui pointe de manière alternative sur plusieurs positions sur le ciel. Cette méthode, appelée double lobe (*dual beam*), permet de mesurer la différence de signal entre deux positions sur le ciel, ce qui, au premier ordre, si le changement de position se fait rapidement et avec un angle approprié, permet de soustraire la composante atmosphérique et de récupérer le signal astronomique. Au 30-m, cette modulation est faite à 2 Hz avec des angles typique de $32''$ pour les sources ponctuelles et $46''$ pour les calibrateurs afin d'éviter toutes contaminations des lobes secondaires. Le signal enregistré lors de ces deux positions, *a* et *b*, porte alors par définition, le nom de phase 1 et phase 2.

On peut alors observer suivant deux stratégies : en mode ON-OFF pour la détection de source ponctuelle, ou ON THE FLY pour des observations de sources étendues ou des cartes. En plus de la modulation liée au *wobbler*, le mode d'observation ON-OFF fait osciller alternativement la

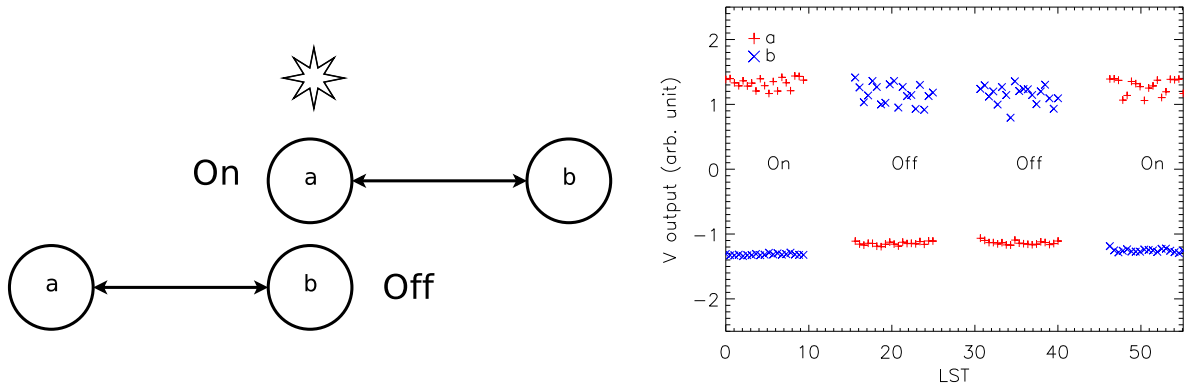


FIG. 3.2 – *Gauche* : configuration ON-OFF, les positions du ciel observées sont notés par leur phases a et b , voir texte. *Droite* : phase 1 & 2 du canal de référence dans le cas d’une observation de Mars en mode symétrique ON-OFF-OFF-ON.

position a et b de telle sorte à avoir alternativement la source dans la position a (ON) puis b (OFF). On alterne ainsi de manière symétrique les positions ON-OFF-OFF-ON ou de manière asymétrique ON-OFF-ON-OFF. La figure 3.2 présente le cas de l’observation symétrique qu’il est préférable d’utiliser au cas asymétrique car elle nécessite moins de mouvement du télescope. Dans le cas de carte ON THE FLY, le télescope n’effectue pas d’oscillation entre plusieurs positions dans ciel mais se décale de façon continue sur le ciel en effectuant un motif en *zig-zag* afin de couvrir toute la région d’intérêt. Il faut alors choisir l’amplitude du *wobbler* de sorte que la position OFF ne soit pas sur la région d’intérêt.

L’acquisition de données au 30-m avec MAMBO se fait par unité de *subscans* de 10 secondes. Ainsi, un certain nombre de *subscans*, déterminé lors de l’observation, définissent un *scan*. Les *scans* sont donc des séries temporelles composées de *subscans* qui contiennent la sortie de tout les canaux de la matrice en fonction du temps, ainsi que des informations concernant le pointage ou le statut du *wobbler*. Jusqu’en 2002, les données étaient stockées au format NMB, un format propre au logiciel de réduction de données de l’IRAM, GILDAS. Les données sont maintenant acquises ou converties au format FITS.

Réduction de données

Il existe plusieurs logiciels de réduction de données pour MAMBO, le premier, NEW IMAGING CONCEPT (NIC) (Broguière et al. 2002) de la suite de programmes GRENOBLE IMAGE AND LINE DATA ANALYSIS SOFTWARE (GILDAS), a été développé par l’IRAM pour réduire les données des matrices de bolomètres construites par le MPIFR et a été également utilisé pour la réduction d’autre matrice de bolomètres comme SHARC au CSO. MOPSI (Zylka 1998) est un logiciel de réduction de donnée écrit initialement pour l’usage privé de son développeur, Robert Zylka, et est devenu au fil du temps le logiciel de traitement des données MAMBO, car ses algorithmes de soustraction de bruit de fond donnaient des résultats plus encourageant que ceux utilisés par NIC, de plus il a eu l’opportunité d’être testé et corrigé massivement pendant son développement. Enfin, FRED a été développé en IDL par Frank Bertoldi et moi-même à l’arrivée de MAMBO II au 30-m car aucun des logiciels cités précédemment ne pouvait alors lire son format de données étendu à 117 canaux. La réduction de données se déroule de la manière suivante :

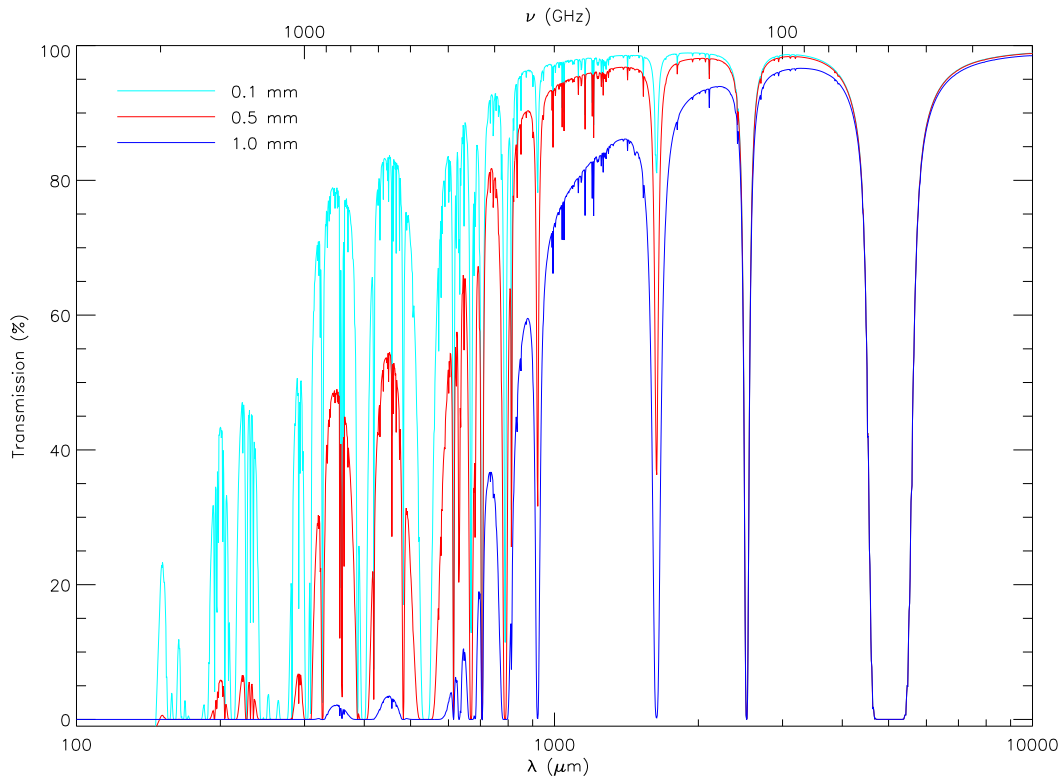


FIG. 3.3 – Transmission de l’atmosphère en fonction de la longueur d’onde et de la quantité de vapeur d’eau présente dans l’atmosphère. Réalisé avec l’utilisation de *atm_cso*.

suppression des canaux défectueux, certains canaux des matrices sont hors d’usage que ce soit de façon définitive ou temporairement il est donc nécessaire de ne pas les inclure dans le processus de traitement des données.

correction des dérives instrumentales & transitoires, en retirant une ligne de base polynomiale dont l’ordre dépend de la longueur des séries temporelles que l’on étudie, typiquement 0 ou 1 pour des *subscans*, on corrige des effets de dérives instrumentales. On peut identifier, pour chaque canal, la présence de transitoires dus à des rayons cosmiques comme des déviations à plus de 5 ou 6 σ de la moyenne.

correction de l’extinction atmosphérique, comme on peut le voir sur la figure 3.3 l’extinction atmosphérique τ_{atm} est très importante dans le domaine (sub)millimétrique et dépend fortement de la quantité de vapeur eau présente dans l’atmosphère. Il est donc nécessaire de corriger de son effet avant d’appliquer la réduction des données proprement dite.

correction d’obscurité, la disposition mécanique ou l’électronique de lecture de la matrice de bolomètre induit une certaine quantité de bruit corrélé dans les données des différents canaux que l’on peut corriger en construisant des matrices de corrections à partir de moyennes temporelles du bruit corrélé ou en se basant sur le bruit du ciel qui peut dominer le signal et permettre une détermination directe de la matrice de correction.

filtrage du bruit de ciel, à chaque étape temporelle on peut calculer la matrice de cross-corrélation de chaque canal avec les autres et retirer ainsi la partie du signal corrélé qui provient de l’émission atmosphérique sur l’ensemble ou un sous ensemble de la matrice.

Les canaux défectueux sont, soit des bolomètres pour lesquels le processus de fabrication a échoué, ou des bolomètres qui présentent des niveaux de bruit trop élevés pour des causes qui ne sont pas toujours bien connues. Les problèmes peuvent être temporaires, sur des échelles de temps du mois ou de la saison d’observation, il est donc nécessaire de surveiller régulièrement le niveau de bruit des bolomètres et d’établir un inventaire des canaux défectueux en fonction du temps. Pour corriger l’effet d’extinction atmosphérique, il est nécessaire de surveiller régulièrement la quantité de vapeur d’eau présente dans l’atmosphère, ceci est fait régulièrement au 30-m en utilisant un mode d’observation dédié, le *Skydip*, qui permet de déduire, à partir d’observation à différentes élévations en mode *puissance totale* et d’un modèle atmosphérique, la quantité de vapeur d’eau présente dans l’atmosphère et ainsi la correction atmosphérique à appliquer. La fréquence à laquelle il faut effectuer des *Skydips* dépend de la stabilité de l’atmosphère. En règle générale, il faut en faire toutes les demi-heures, mais cela peut s’étendre jusqu’à une heure si le temps est très stable ou se réduire à quelques minutes lors des transitions jour-nuit ou nuit-jour. Depuis l’hiver 2002, la stabilité de l’atmosphère peut être surveillée grâce à l’utilisation d’un nouveau dispositif installé au 30-m, permettant de mesurer, de façon quasi-continue, l’opacité de l’atmosphère à 225 GHz. Cependant, ces mesures ne sont pas encore utilisées directement dans les processus de réduction de données, il faut donc régulièrement utiliser le 30-m pour mesurer l’opacité atmosphérique. Dans le cas d’observation de type ON-OFF, on peut ensuite effectuer une moyenne pondérée du signal reçu par le canal de référence pour obtenir, après l’application du facteur de calibration (33000 ct/Jy), le flux de la source. Le facteur de calibration est obtenu à partir d’observations de calibrateurs primaires et secondaires, tels que des planètes ou des sources dont le flux à 1.3 mm est important, stable et bien connu, le plus souvent à l’aide d’un modèle décrivant son émission. La précision absolue de la calibration est typiquement de l’ordre de 10 à 20%.

Sensibilité

La sensibilité de matrices MAMBOs se calcule différemment suivant le mode d’observation que l’on utilise. En se limitant à des observations de type ON-OFF, la sensibilité déterminante est celle du canal de référence. Durant l’hiver 2003/2004, le canal 20 était le plus sensible des canaux de la matrice MAMBO II et a donc été utilisé comme canal de référence pour tous les projets de type ON-OFF. Sa sensibilité effective varie entre 35 et 40 mJy s^{1/2} en fonction de l’opacité atmosphérique. Dans le cas d’observation ON THE FLY, le calcul est plus complexe et fait intervenir une sensibilité moyenne sur la matrice

3.1.2 Sharc II

SUBMILLIMETRE HIGH ANGULAR RESOLUTION CAMERA II (SHARC II) est une caméra construite par CALTECH, opérant à 350 et 450 μm au CSO à 4000 m d’altitude sur le Mauna Kea à Hawaii. Elle est constituée d’une matrice de 12×32 bolomètres dopés au silicium “pop-up”. Chaque pixel a une taille de 1 mm \times 1 mm et ils ont un facteur de couverture supérieur à 90% dans le plan focal (Dowell et al. 2003). A 350 μm , les pixels de SHARC II sont séparés de $0.65\lambda/D$, ce qui permet d’échantillonner le plan focal en suivant le critère de Nyquist. Contrairement aux matrices MAMBOs, le rayonnement n’est pas couplé aux bolomètres par des cornets, mais arrive directement dans le plan des détecteurs. La transmission du filtre à 350 μm ainsi qu’une photo de la matrice sont présentées figure 3.4. La longueur d’onde effective d’observation est ramenée à 350 μm .

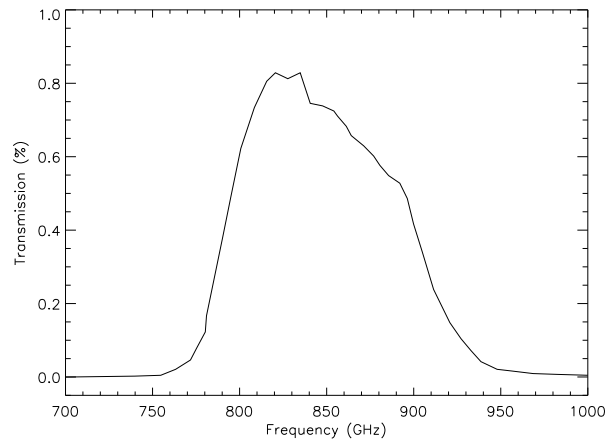
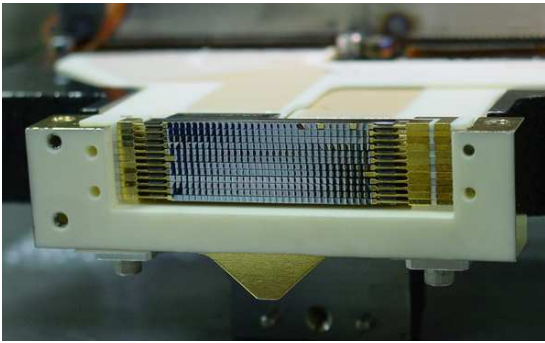


FIG. 3.4 – *Gauche* : photo de la matrice 12×32 bolomètres de SHARC II. *Droite* : réponse spectrale à $350 \mu\text{m}$ de SHARC II. La fréquence effective est prise à 857 GHz.

Modes d'observation

Contrairement au 30-m, le CSO n'opère pas pour SHARC II avec un miroir secondaire mobile mais avec une technique visant à produire le même effet, le *fastscanning* : le télescope est déplacé suivant un motif qui vise à maximiser le nombre de pixels voyant la source, on peut ainsi séparer les signaux provenant des sources astronomiques de ceux dus à l'atmosphère par leur caractéristiques spatiales et temporelles. Plusieurs types de motifs ont été retenus, avec notamment, la figure de *Lissajous* dont les paramètres sont choisis afin que la trajectoire du télescope ne boucle pas sur elle-même, et une figure de type *boîte* dont la trajectoire est arrondie pour éviter des retournements à 45° , source d'accélération rapides, en bord de carte. La figure 3.5 présente ces deux modes de balayages.

Réduction de données

La réduction des données provenant de SHARC II se fait avec le logiciel COMPREHENSIVE REDUCTION UTILITY FOR SHARC-II (CRUSH) (Kovács 2004). CRUSH est développé entièrement en java et implémente une nouvelle approche de réduction de données, qui fait usage du haut niveau de redondance dans les données de SHARC II et de la nature des données, en *puissance totale* plutôt qu'en phase. L'approche de CRUSH consiste à résoudre, sur les données, un modèle représentant l'instrument et/ou l'environnement observé, à l'aide d'estimateurs statistiques. L'intérêt de cette méthode est que le temps de calcul de ces estimateurs croît linéairement avec la taille des données. En pratique, la réduction de données avec CRUSH s'effectue en passant en arguments les *scans* de la source que l'on veut traiter, ainsi qu'une série de paramètres optionnels. La brillance de la source observée est un des paramètres utiles dans la construction de son modèle d'émission. Bien que CRUSH a la possibilité de déterminer lui-même la brillance des sources observées et d'appliquer, en fonction, les paramètres de réductions optimaux, il est souvent utile de forcer ce paramètre à l'aide des options *-bright*, *-faint* ou *-deep* lorsque la source est suspectée avoir, respectivement, un flux supérieur à 1000 Jy, entre 100 mJy et 1 Jy ou plus petit que 100 mJy. Ces trois options déterminent un ensemble de paramètres internes utilisés par CRUSH lors de la construction de ses modèles, comme ceux concernant la source, le bruit corrélé, ou les différents décalages dans la matrice. Chacun de ces paramètres internes peut aussi être directement ajusté en fonction des réductions à effectuer. Cependant, avec la version 1.3b2

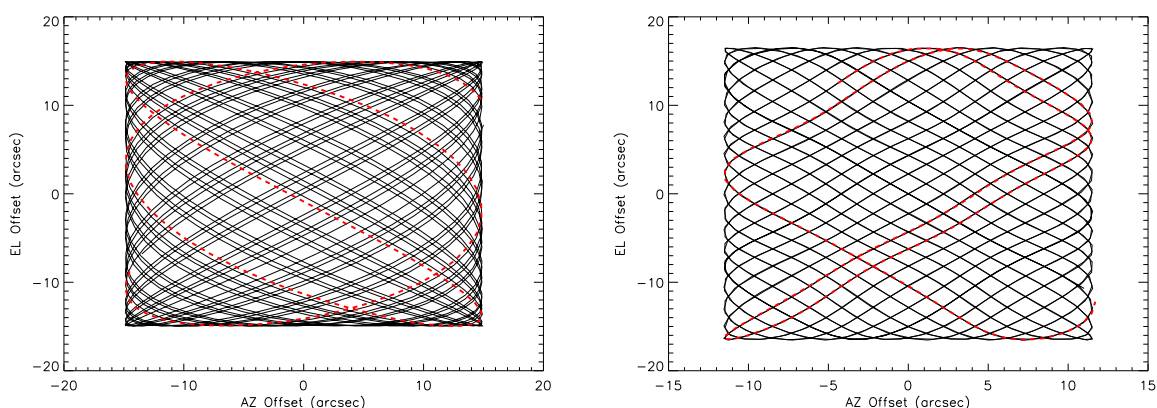


FIG. 3.5 – *Gauche* : Mode de balayage avec SHARC II de type figure de *Lissajous* pour 10 minutes d’observations. Le trait pointillé présente une coupe temporelle sur le parcours. *Droite* : même figure dans le cas de la figure de type *boite*.

de CRUSH, les paramètres internes définis par défaut avec les options *-bright -faint* ou *-deep* sont satisfaisants.

Dans le cas d’observations au CSO, il n’est pas nécessaire d’effectuer des relevés de l’opacité atmosphérique à l’aide du télescope, comme c’est le cas au 30-m. En effet, le CSO possède un instrument, le *taumeter*, dédié à la détermination de l’opacité de l’atmosphère, et qui en effectue une mesure à 225 GHz toutes les 10 minutes au zénith du CSO. En utilisant des modèles d’atmosphère et/ou des relations empiriques, il est possible de relier simplement l’opacité mesurée à 225 GHz à l’opacité à 350 μm . Ces mesures sont regroupées sur un serveur de CALTECH pour pouvoir être récupérées lors de la réduction de données. CRUSH produit un fichier *fits* de sortie contenant une carte d’intensité, de bruit, de rapport signal à bruit ainsi qu’une carte du temps d’intégration par pixel. Les cartes d’intensité et de bruit sont par défaut en Volts/pixel area, la taille des pixels étant de $4''.77 \times 4''.93$ et le facteur de conversion de Volts/pixel area est de $V/\text{Jy} = 7.98 \times 10^{-7}$, mesuré en janvier 2003.

3.2 Interférométrie

La résolution d’un télescope varie comme λ/D , où λ est la longueur d’onde que l’on observe, et D le diamètre du télescope. À longueur d’onde fixée, il faut donc augmenter le diamètre du télescope pour améliorer sa résolution. Cependant à grandes longueurs d’onde, les diamètres nécessaires atteignent rapidement des limites mécaniques qui réduisent, voire empêchent, la construction de télescopes orientables. C’est pourquoi, dès 1960, a émergé l’idée de reconstituer une antenne virtuelle de grand diamètre à partir d’un réseau interférométrique de petites antennes, c’est la *synthèse d’ouverture*.

Si on fait corrélérer entre eux, les signaux venant de deux antennes observant la même source, on peut montrer que l’on mesure une *visibilité*, un point de la transformée de Fourier de la distribution de brillance de la source. Les visibilités sont repérées par leur coordonnées (u, v) dans le plan de Fourier (ou plan uv), la distance $r = \sqrt{u^2 + v^2}$ définissant alors la fréquence spatiale associée. Cette fréquence spatiale est fixée par la distance (ou *ligne de base*), entre les deux antennes et on la mesure, par convention, en mètre ou en unité de la longueur d’onde. En corrélant les signaux de N antennes entres-elles, on définit alors $N(N - 1)/2$ lignes de bases. Avec un placement judicieux des antennes, cela permet de mieux échantillonner le plan uv et,

en effectuant une transformée de Fourier inverse, de retrouver la distribution de brillance de la source. Cependant, l'échantillonnage du plan uv est alors très limité et ne permet pas d'effectuer des inversions robustes. En remarquant qu'une ligne de base est la projection sur le plan focal de la distance entre deux antennes, on peut utiliser les rotations de la terre, qui, en multipliant les projections relatives de cette distance, augmente le nombre de visibilité échantillonnées, c'est le principe de la *supersynthèse d'ouverture* (voir, par exemple, la figure 3.6).

Il existera cependant toujours au moins deux limitations intrinsèques à la technique interférométrique car elle n'est pas capable de mesurer les fréquences spatiales au delà de d_{\max} , la plus grande ligne de base correspondant à l'espacement le plus grand entre les antennes, ni en deçà de d_{\min} , la plus petite ligne de base qui ne pourra jamais être inférieure au diamètre des antennes utilisées (au problème de *shadowing* près). Ce dernier point est extrêmement important lorsqu'on interprète des données interférométriques : en effet, un interféromètre seul ne mesure pas tout le plan uv , notamment le point $u = v = 0$, qui est une mesure de l'énergie totale du champ observé, et les courtes lignes de bases, c'est le problème des *espacements courts*, qui provoque un filtrage sur des fréquences spatiales de l'image reconstruite, supprimant toute émission ayant une fréquence spatiale plus courte que d_{\min} , correspondant à une dimension angulaire $\approx \lambda/d_{\min}$. Cet effet permet notamment de s'affranchir du problème de l'atmosphère présent dans les observations (sub)millimétrique à antennes unique, car l'émission du ciel corrélée sur la taille de l'interféromètre est directement filtrée.

La transformée de Fourier inverse, effectuée sur les visibilité pour obtenir la distribution de brillance de la source, fait intervenir le produit des visibilité et d'une fonction d'échantillonnage du plan uv . Cette fonction d'échantillonnage définit la réponse impulsionnelle de l'interféromètre, appelée *lobe sale*. L'image obtenue par la transformée de Fourier inverse est appelée *image sale*. Il est nécessaire de la déconvoluer avec des méthodes de type CLEAN ou de maximum d'entropie pour obtenir l'*image propre*, reconvoluée avec un lobe propre, définit en ajustant une gaussienne elliptique sur le lobe sale. Par construction, il n'est pas possible de déconvoluer une image d'observation interférométrique, comme on le ferait avec une image classique, car les courtes fréquences spatiales ne sont *pas mesurées* par l'interféromètre.

Enfin, le champ de vue de l'interféromètre est celui des antennes qui le composent. Ainsi, dans le cas d'un interféromètre composé de N antennes de diamètre D et dont les récepteurs sont des détecteurs monopixels, le champ de vue de l'interféromètre est celui de chaque antenne, $\theta_b = 1.02\lambda/D$. Ce champ de vue est défini comme la taille du lobe primaire ayant une atténuation plus petite que 10 dB, la taille du lobe primaire totale étant donnée par la taille de la tache d'Airy, $\theta_{fb} = 1.22\lambda/D$.

3.2.1 Interféromètre du Plateau de Bure

Le PLATEAU DE BURE INTERFEROMETER (PDBI) est situé à 2552 m sur le plateau de Bure dans les Alpes du sud françaises, et son fonctionnement est assuré par l'IRAM. Opérant depuis 1998, il est composé, depuis décembre 2002, de six antennes de 15 m, disposées sur un motif en T de stations fixes, s'étendant au maximum sur 408 mètres dans la direction est-ouest, et 232 mètres dans la direction nord-sud (Guilloteau et al. 1992). La configuration de l'interféromètre est modifiée environ toutes les 3 semaines parmi 6 configurations prédéfinies en suivant plusieurs critères comme la disponibilité des antennes, le type de projet à observer, les conditions atmosphériques... Chaque antenne est équipée de récepteurs *Superconductor-Insulator-Superconductor* (SIS) à double bande. Les fréquences accessibles vont de 82 à 116 GHz pour le récepteur dit à 3 mm et 205 à 245 GHz pour le récepteur à 1 mm. La résolution spectrale peut varier de 0.039 à 2.5 MHz avec respectivement, des largeurs de bandes de 20 et 2×160 MHz.

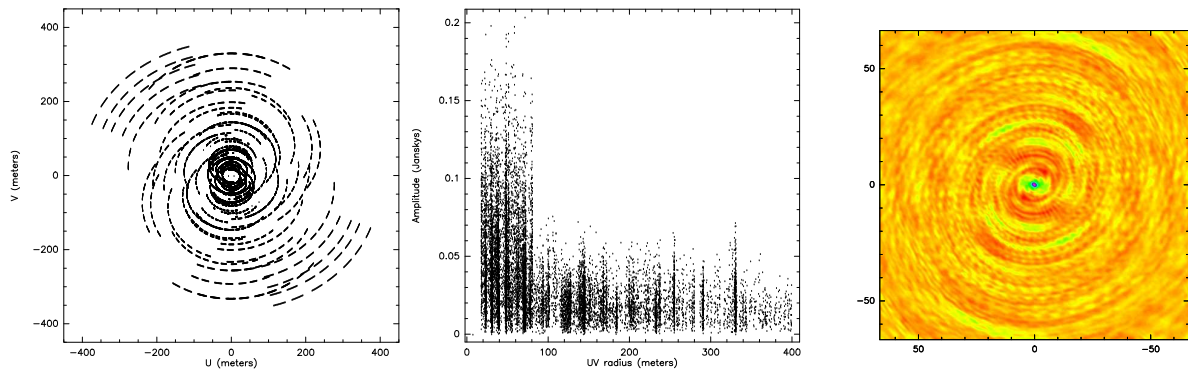


FIG. 3.6 – *Gauche* : couverture du plan uv pour l’observation de J1409 au PdBI (voir part. II chap. 2). Plusieurs séries d’observations effectuées avec différentes configurations ont été co-additionnées. On peut voir l’effet de la supersynthèse d’ouverture par les ellipses dessinées par les visibilités dans le plan uv . *Centre* : Amplitude des visibilités en fonction de la fréquence spatiale r pour le même jeu de données. *Droite* : lobe sale correspondant à la couverture du plan uv de ce jeu de données, les axes sont en arcsecondes.

Mode d’observation

Pour obtenir une bonne couverture du plan uv , les observations d’un projet sont étalées sur plusieurs mois. Ainsi, l’observateur spécifie tous les paramètres de ses observations et transmet ces informations à son *local contact*. La décision d’observer un projet est prise par l’IRAM en fonction de la priorité donnée au projet par le comité de programme, de la position des sources sur le ciel ou des conditions atmosphériques.

Avant chaque observation, l’opérateur de l’interféromètre vérifie les propriétés des antennes : réglage des récepteurs, des gains, du pointage et de la mise au point. L’observation se déroule ensuite suivant un schéma cyclique préétabli : observation d’un calibrateur primaire (calibration de la bande passante des récepteurs, calibration en phase, mise au point, pointage, intégration), observation d’un calibrateur secondaire plus proche de la source (calibration de la bande passante, calibration en phase, intégration), puis observation sur la source (calibration de la bande passante, calibration en phase et intégration). Ce cycle se répète avec une période d’environ 25 minutes. Les données sont vérifiées et pré-calibrées par l’astronome en fonction directement lors de l’acquisition des données. L’observateur est ensuite averti lorsque l’ensemble de son projet est observé. Il est alors possible de récupérer les données afin de les traiter, ou de se déplacer à l’IRAM à Grenoble, pour vérifier la calibration des données, un point critique de la réduction des données, qui demande des connaissances avancées en interférométrie.

Réduction de données

Les données du PdBI s’accompagnent d’un rapport automatique sur les conditions d’acquisition (conditions météorologiques, correction de pointage et de mise au point, températures systèmes ou encore quantité estimée de vapeur d’eau), et d’un rapport du ou des astronomes *on duty* sur d’éventuels problèmes ou des informations sur les calibrations préliminaires déjà effectuées. Ces informations sont utiles pour estimer la qualité du jeu de données et pour déceler d’éventuels problèmes. La réduction des données proprement dites s’effectue en deux étapes, la calibration des données d’une part, et leurs analyses :

calibration, la calibration des données s’effectue à l’aide du programme CONTINUUM AND LINE

INTERFEROMETER CALIBRATION (CLIC) de la suite GILDAS. Elle se déroule en suivant plusieurs étapes : calibration des bandes passantes des récepteurs de chaque antennes ; calibration en phase ; détermination du facteur de conversion Jy/K ; calibration en flux. L'étape la plus déterminante de la calibration est l'estimation de l'efficacité de chaque antenne et la calibration absolue en flux. En effet, la calibration en flux doit être homogène sur les différentes périodes d'observations afin de pouvoir les co-additionner. Cela peut représenter des délais de plusieurs mois, voire quelques années, période pendant laquelle le flux des calibrateurs *primaires* utilisés, CRL618 ou MWC349 peuvent avoir varié. Il faut également vérifier que l'interféromètre ne résout pas les calibrateurs, ce qui modifierait la calibration en flux, c'est le cas par exemple de CRL618 en configuration A. Une fois les données calibrées et intercalibrées entre les différentes séries d'observations, on peut construire la table $uv - \nu$ correspondante en co-additionnant l'ensemble des données en excluant les jeux de données défectueux.

analyse, l'analyse des tables uvv s'effectue avec le logiciel MAPPING de la suite GILDAS. La qualité des observations peut être vérifiée que ce soit en terme de couverture du plan uv en traçant les coordonnées u et v des visibilitées, ou en cherchant des données erronées, en terme de ligne de base ou d'antenne, en traçant par exemple l'amplitude des visibilitées en fonction de la fréquence spatiale ($uvall$, voir fig 3.6). L'analyse du cube de données uvv se fait ensuite en fonction du type de projet étudié. Par la suite je décrirai le cas particulier de la détection de raie dans des objets peu brillants et non résolus. Le champs de vue relativement réduit du PDBI limite la présence de sources millimétrique dans le lobe, c'est pourquoi la plupart des étapes qui suivront pourront se faire directement dans le plan uv .

position de la source, en effectuant une compression ($uv_compress$; $uv_average$) en fréquence, on construit une table uv contenant l'émission intégrée *continuum+raie*, ce qui permet, en ajustant un modèle simple de source directement dans le plan uv , de retrouver la position du pic d'émission de la source (uv_fit). L'émission millimétrique n'étant pas obligatoirement reliée à l'émission optique, il est ainsi possible de déterminer le décalage entre les positions optique et millimétrique. Si la source est résolue ou partiellement résolue, des ajustements de modèles gaussien, circulaire ou elliptique, permettent de déterminer la taille de la source ou sa limite supérieure.

spectre, une fois la position du pic d'émission millimétrique connue, on peut effectuer des ajustements dans le plan uv en fixant la position de la source, ainsi que sa taille le cas échéant. La densité de flux ainsi ajustée dans chaque canal de fréquence définit le spectre de la source. Comparée aux méthodes utilisant les cartes en vitesse reconstruites, cette approche ne fait pas intervenir les étapes de déconvolution/reconvolution et permet de calculer les incertitudes des paramètres de l'ajustement, à partir des incertitudes sur les quantités observées (les visibilitées) alors que les incertitudes sur les cartes reconstruites sont moins facilement définies. On peut ajuster la résolution spectrale du cube de données en effectuant une compression en fréquence ($uv_compress$). En utilisant des méthodes d'ajustements prenant en compte la présence d'une éventuelle émission continuum, on peut alors déterminer de façon robuste, le flux intégré de la raie, la position et la largeur à mi-hauteur de la raie et le niveau de l'émission continuum.

image, si on souhaite reconstruire une image de la source, la tâche uv_map permet d'effectuer une transformée de Fourier inverse sur les visibilitées. Les paramètres nécessaires à son exécution sont, la taille de l'image en pixel, la taille d'un pixel, ainsi que le poids à appliquer aux visibilitées. On obtient alors une image sale et son lobe associé.

Il est possible d'estimer le bruit de cette carte, à l'aide de la tâche *noise*, en effectuant un ajustement gaussien sur la distribution du flux des pixels qui la composent. Il existe alors plusieurs tâches pour obtenir une image propre, notamment *clark* qui implémente une méthode de CLEAN. Dans tout les cas, il est recommandé d'arrêter la procédure de CLEAN lorsque les composantes CLEAN ont un flux égal à 1 ou 2 fois le bruit de l'image sale. On peut alors exporter l'image propre au format FITS à l'aide de la tâche GILDAS_FITS ce qui permet de l'utiliser dans d'autres logiciels.

Sensibilité

Dans le cas d'observation effectuée au PDB avec N_a antennes et N_c configurations, la sensibilité des observations σ_{rms} , peut être estimée par

$$\sigma_{\text{rms}} = \frac{J_{\text{pK}} T_{\text{sys}}}{\eta \sqrt{N_a(N_a - 1)} N_c T_{\text{on}} B},$$

où T_{sys} est la température système, typiquement 150 K en dessous de 110 GHz, 200 K à 115 GHz et 400 K à 230 GHz pour des sources à des élévations $> 20^\circ$, J_{pK} est le facteur de conversion de Kelvin à Jansky, 22 Jy/K à 3 mm et 35 Jy/K à 1 mm, η est le facteur d'efficacité dû au bruit de phase de l'atmosphère, typiquement 0.9 à 3 mm et 0.8 à 1 mm, T_{ON} est le temps d'intégration sur la source en seconde, entre 2 et 8 h suivant la déclinaison de la source, et enfin B est la largeur de bande observée en Hz, 580 MHz pour une observation de type continuum, 40 kHz à 2.5 MHz pour des observations de raies. Le temps télescope total doit tenir compte du temps utilisé pour les différentes calibrations, ainsi le temps télescope est estimé avec $T = 1.4 T_{\text{ON}}$.

3.2.2 Very Large Array

Le VERY LARGE ARRAY (VLA) est un interféromètre situé près de Socorro au Nouveau Mexique, dont le fonctionnement est assuré par le NATIONAL RADIO ASTRONOMY OBSERVATORY (NRAO). Les 27 antennes qui le composent, de 25 mètres de diamètre chacune, sont disposées suivant un motif en Y. Les configurations du VLA permettent des lignes de bases allant de 0.7 à 36 km en configuration étendue (A) ou de 35m à près d'1 km en configuration compacte (D). Les configurations sont changées environ tout les 4 mois. Les récepteurs disponibles au VLA couvrent une large gamme de fréquence allant de 0.073 – 0.0745 GHz pour la *4 Band*, à 40 – 50 GHz pour la *Q Band*. En mode spectral, les bandes passantes utilisables vont de ≈ 0.2 à 50 MHz avec respectivement des résolutions de ≈ 0.4 à ≈ 3125 kHz.

Mode d'observation

Lors d'une demande de temps d'observation au VLA l'observateur doit fournir un fichier décrivant très précisément le déroulement des observations lors du temps alloué au programme. Ce fichier se construit à l'aide de *JObserve* qui permet de planifier chaque étape, de l'observation des calibrateurs à celle des sources d'intérêt, à la seconde près. Il faut donc établir une stratégie d'observation visant à maximiser la couverture du plan *uv* pour chacune des sources de l'échantillon : en observant la source à différentes élévations la supersynthèse d'ouverture permettra d'explorer de nouvelles régions du plan *uv*. Il faut également définir l'ordre d'observation des sources et des calibrateurs primaires et secondaires afin d'optimiser les mouvements des télescopes. Ce fichier est vérifié par le NRAO puis envoyé aux opérateurs qui l'utilise comme fichier de commande pour diriger l'interféromètre.

Réduction de données

La réduction de données provenant du VLA s'effectue préférentiellement à l'aide du logiciel ASTRONOMICAL IMAGE PROCESSING SYSTEM (AIPS) développé par le NRAO depuis 1978. Les principes de la réduction de données décrits pour le PDBI s'appliquent pour le VLA, avec cependant, quelques différences entre les deux approches.

Tout d'abord, le grand nombre de lignes de base du VLA permet plus facilement le rejet de données défectueuses, sur la base d'antenne, de ligne de base, ou d'intervalle temporel, suivant l'une et/ou l'autre polarisation observée. Les couvertures du plan uv obtenues sont alors suffisantes pour permettre une analyse des données directement dans le plan image. De plus, les antennes du VLA ayant des champs très étendus (30' à 1.4 GHz), le nombre de sources radio présentes dans le champ de vue peut-être très important, la principale limitation pour la détection de source faible viendra alors de la contamination par les lobes secondaires des sources brillantes du champs. L'étape de déconvolution sera donc cruciale dans la réduction de données du VLA. Afin de limiter le temps machine nécessaire pour inverser les visibilitées, on peut définir des régions d'intérêts autour des sources brillantes du champ pour aider l'étape de déconvolution (voir fig 3.7).

Cependant, la présence de sources brillantes dans le champ observé permet de calibrer la phase et l'amplitude du signal pendant la durée de l'intégration. En effet, en appliquant un modèle simple des sources, obtenues en effectuant une première étape de déconvolution/reconvolution, on peut retrouver le gain des antennes et produire une nouvelle table uv auto-calibrée. Cette nouvelle table va permettre une meilleure estimation des modèles de sources et on va pouvoir itérer ce processus, en diminuant à chaque fois le temps d'intégration. Cette technique dite de *self-calibration* permet de diminuer le bruit des cartes, si on applique les bons modèles de sources, on utilisera ainsi que les composantes propres positives trouvés lors du CLEAN.

De plus, la densité des sources radios très brillantes est telle qu'il est possible que l'émission d'une telle source contamine les lobes secondaires des antennes. Bien que l'atténuation des lobes secondaires soit plus de 10 dB, une source suffisamment brillante peut engendrer des artefacts importants dans le lobe primaire, il faudra donc tenir compte de cet effet lors de la réduction des données et, le cas échéant, reconstruire des cartes avec une taille plus grande que le lobe primaire.

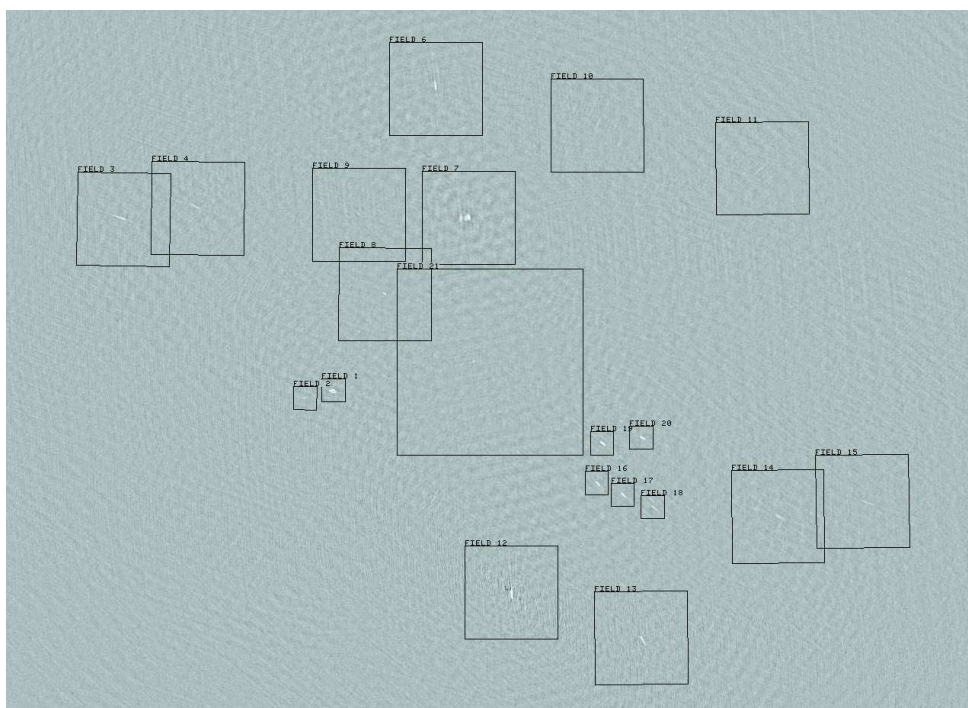


FIG. 3.7 – Aperçu du champ de vue du VLA lors d’une observation sur une source située au centre de l’image. Les régions d’intérêts sont délimitées autour des sources fortes du champs.

Première partie

Émission des poussières

Les récents progrès technologiques des détecteurs millimétriques ont permis la détection d'importantes quantités de poussières dans de nombreuses sources à grand décalage spectral. Les relevés optiques ont conduit à la construction de larges catalogues de quasars permettant l'étude de l'émission millimétrique de leur galaxies hôtes. Il est ainsi désormais possible d'étudier le lien entre la formation des trous noir super-massifs et la formation stellaire dans leurs galaxies hôtes.

Après une introduction consacrée à la description de l'émission radio et de l'émission thermique des poussières dans les quasars à grand décalage spectral, et aux différents relevés millimétriques et submillimétriques de quasars optiquement lumineux, je présente les résultats de deux relevés effectués à 1.2 mm, le premier de quasars optiquement lumineux à un décalage spectral de 2, et le seconde de quasars optiquement plus faible à $1 < z < 4$. Le regroupement de ces relevés a permis pour la première fois de mettre en évidence une corrélation entre les luminosités infrarouge lointaine et bleue dans les quasars à grand décalage spectral, reliant ainsi la formation stellaire du bulbe à l'activité du trou noir super-massif. Je terminerai cette partie par un chapitre consacré aux propriétés des poussières dans les galaxies hôtes des quasars à grand décalage spectral.

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1.1	Émission infrarouge et radio	32
1.1.1	Milieu interstellaire	33
1.1.2	Émission infrarouge lointain des poussières	34
1.1.3	Émission radio	36
1.2	De la poussière à grand z	38
1.2.1	Cas particulier : Pss 2322+1944	39
1.2.2	De l'infrarouge au taux de formation stellaire	39

Après une brève description de l'émission infrarouge des poussières dans le milieu interstellaire, plus particulièrement de leur émission infrarouge lointain, et de l'émission radio des galaxies, je présenterai les résultats d'une étude multi longueurs d'onde sur Pss 2322+1944, un quasar à $z = 4.12$, qui permet de montrer que, dans cette source, l'émission millimétrique provient de l'émission thermique des poussières. Pour les quelques quasars optiquement lumineux et radio faibles pour lesquels une telle étude est possible, l'émission observée à 1.2 mm provient toujours de l'émission thermique de poussières. Le chauffage de ces poussières peut-être de diverses natures, que ce soit par les étoiles jeunes présentes dans les galaxies hôtes de ces quasars ou le quasar lui-même. Je présenterai donc un argument, basé sur la corrélation entre l'émission infrarouge et radio, qui tend à montrer que le chauffage des poussières des quasars à grand décalage spectral est au moins en grande partie dû à l'activité de formation stellaire. J'expliquerai ensuite comment dériver des quantités physiques telles que la température des poussières, la luminosité infrarouge lointain, la masse des poussières ou le taux de formation stellaire dans les galaxies hôtes des quasars à grand décalage spectral à partir de mesures (sub)millimétriques. Enfin, je terminerai cette introduction en rappelant rapidement les résultats des relevés de quasars effectués à $z \sim 4$ avec MAMBO ainsi qu'à $z \sim 4$ et $z \sim 2$ avec SCUBA.

1.1 Émission infrarouge et radio

L'émission infrarouge du milieu interstellaire est dominée par l'émission des poussières. La description de cette émission a principalement été effectuée en suivant deux approches, l'une, empirique, a permis de décrire l'émission et l'extinction du milieu diffus interstellaire de façon cohérente (Desert et al. 1990), l'autre, théorique, s'applique à décrire la physique corpusculaire des grains et ainsi à remonter à l'émission astrophysique (Draine & Lee 1984).

Après un bref rappel des principales caractéristiques du modèle de Desert et al. (1990), qui permettront de fixer les caractéristiques spectrales globales de l'émission des poussières, je présenterai plus précisément le cas de l'émission des poussières dans le domaine infrarouge lointain et je montrerai comment on peut décrire simplement leur émission.

1.1.1 Milieu interstellaire

L'émission et l'extinction du milieu diffus interstellaire ont été modélisées de façon cohérente par Desert et al. (1990). Leur modèle met en jeu l'émission de trois composantes de poussières, à savoir, les porteurs aromatiques (PAH), de taille comprise entre 0.4 et 1.2 nm, une composante de petits grains de taille comprise entre 1.2 et 15 nm et enfin une composante de gros grains avec des tailles comprises entre 15 et 110 nm. Ce modèle empirique a été développé afin d'expliquer le spectre infrarouge des cirrus galactiques. Les modèles ultérieurs ont adapté la même répartition et la même nature de grains. Par exemple, le modèle de Dale et al. (2001) reprend ce modèle en modifiant la distribution en température des très petits grains et en remplaçant le spectre des porteurs aromatiques par un spectre plus réaliste basé sur une moyenne effectuée sur des observations faites avec ISO. De plus, il prend en compte la possible destruction des PAHs dans les régions où le champ de rayonnement devient très important (à partir de 10 fois le champ de rayonnement stellaire (ISRF) local). Ces modèles ont également été utilisés dans de nombreuses études, notamment celle de l'émission infrarouge intégrée sur une galaxie. Ces modèles séparent l'émission infrarouge des poussières en trois composantes, présentée par la figure 1.1 :

Gros grains (Big Grains - BG) Les gros grains sont composés de carbone et de silicate. La distribution en taille de ces grains avec un rayon a compris entre a et $a + da$ suit une loi de puissance du type $n(a) \propto a^{-2.9}$ avec $a_{min} = 15$ nm et $a_{max} = 110$ nm. La capacité calorifique de ces grains suit celle des silicates et influe peu sur la température des grains. En effet, celle-ci ne varie pas plus de 1K suivant la taille des grains, on peut donc dire que ceux-ci sont en équilibre thermique et que leur spectre d'émission peut être décrit par l'émission d'un corps noir.

Très petit grains (Very Small Grains - VSG) L'excès d'émission du milieu diffus interstellaire reporté entre les longueurs d'onde 20 et 100 μm ne peut pas s'expliquer par une émission de gros grains et/ou de PAHs. Une troisième composante de grains de propriété intermédiaire est nécessaire. Tout comme les gros grains, les très petits grains sont probablement formés de carbone et silicate. Ils ne diffèrent des gros grains que par leur taille. Celle-ci suit une distribution du type $n(a) \propto a^{-2.6}$ avec $a_{min} = 12$ nm et $a_{max} = 150$ nm. Bien que la nature exacte des petits grains soit toujours questionnée puisque l'on doit encore trouver une signature spectrale caractéristique entre 15 et 60 μm , on pense que le chauffage des petits grains est intermédiaire entre l'équilibre thermique et le chauffage par photon unique. On attend donc un spectre de corps gris pour de très petits grains baignés dans un environnement de chauffage intense, et, à l'inverse, un profil d'émission plus étendu à grande longueur d'onde pour des environnements moins chauds.

Porteurs aromatiques (Polycyclic Aromatic Hydrocarbons - PAHs) Une large fraction de l'énergie ($\sim 30\%$) émise par la poussière dans le milieu interstellaire est observée dans le domaine proche ou moyen infrarouge. Cette émission est caractéristique de la présence de très petits grains, généralement identifiés à des molécules Polycycliques Aromatique Hydrocarbonées (PAH), molécules de carbone planes aromatiques. Du fait de leur petites tailles ($n(a) \propto a^{-3.0}$ avec $a_{min} = 0.4$ nm et $a_{max} = 1.2$ nm), ces molécules sont hors équilibre thermique quand elles sont excitées par un rayonnement UV/Visible. Leur tem-

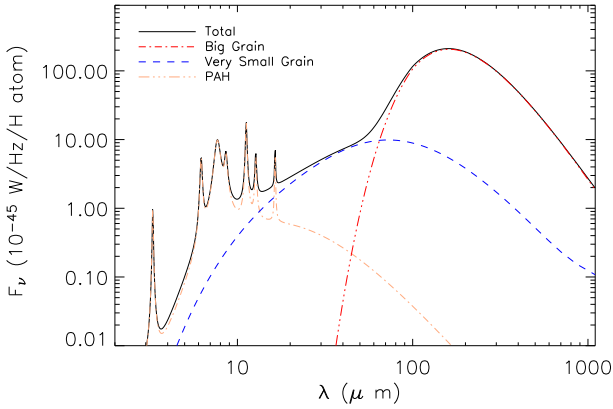


FIG. 1.1 – Modèle de Desert et al. (1990) rendant compte de l'émission infrarouge des cirrus galactiques. Les trois composantes de ce modèle, PAHs, VSGs et BGs, sont représentées. Le pic d'émission des gros grains dépend fortement de leur température, ici à ~ 19 K pour représenter l'émission des cirrus galactiques.

pérature fluctue et peut atteindre des valeurs bien supérieures à la température d'équilibre. Ces grosses molécules sont caractérisées par une famille de bandes en émission caractéristiques des composés aromatiques polycycliques, les principales se trouvant à 3.3, 6.2, 7.7, 8.6, 11.3 et 12.7 μm .

Le modèle de Desert et al. (1990) nécessite donc un nombre de paramètres important, comme l'abondance respective des différentes composantes, leurs capacités calorifiques ou leurs distributions en taille ainsi que le champ de rayonnement. Le nombre d'observables nécessaires à leurs ajustements est donc élevé.

Dans le cas des quasars à grand décalage spectral, il n'existe que peu d'observables, notamment dans le domaine proche et moyen infrarouge où les premières mesures vraiment contraignantes vont venir du satellite SPITZER. C'est pourquoi le modèle de Desert et al. (1990) n'est pas directement applicable aux observations de quasars à grand décalage spectral, d'autant plus qu'il a été élaboré pour reproduire les propriétés d'émission et d'extinction des grains *galactiques*, avec leur métallicité et leur conditions environnementales. Ainsi une description plus simple de l'émission des poussières dans le domaine infrarouge est nécessaire, notamment dans le domaine infrarouge lointain pour lequel des contraintes existent pour les quasars à grand décalage spectral.

1.1.2 Émission infrarouge lointain des poussières

Dans le milieu interstellaire, l'émission infrarouge lointain est dominée par de gros grains de poussière en équilibre thermique comme décrit précédemment par le modèle de Desert et al. (1990). Ce modèle décrit le domaine infrarouge moyen comme dominé par l'émission des VSG, dans le cas de quasars à grand décalage spectral, il est possible que ce domaine soit dominé par une composante de grains de poussières chaudes ($T_{\text{warm}} \geq 100$ K). Cette composante est encore mal connue car peu d'observations existent à ces longueurs d'ondes, le chapitre 2 revient sur ces problèmes. Nous allons nous intéresser à l'émission d'un nuage de gros grains à une température donnée. L'intensité émergente d'un nuage de poussière ne contenant qu'un seul type de grain, notamment avec une seule taille, et à l'équilibre thermique à une température de T_{dust} est donnée par

$$I_\nu = [1 - e^{-\tau_{\text{dust}}(\nu)}] B_\nu(T_{\text{dust}}), \quad (1.1)$$

où $\tau_{\text{dust}}(\nu)$, la profondeur optique, s'écrit $\tau_{\text{dust}}(\nu) = \kappa(\nu) \sigma_{\text{dust}}$ où σ_{dust} est la *densité par unité de surface* des poussières, intégrée sur la ligne de visée. La densité des poussières par unité de surface peut encore s'écrire $\sigma_{\text{dust}} = x_{\text{dust}} \mu m_{\text{H}} N(\text{H})$, où x_{dust} est le rapport gaz sur poussière, μ la masse atomique moyenne du gaz et $N(\text{H})$ est la colonne densité d'hydrogène. Ceci définit

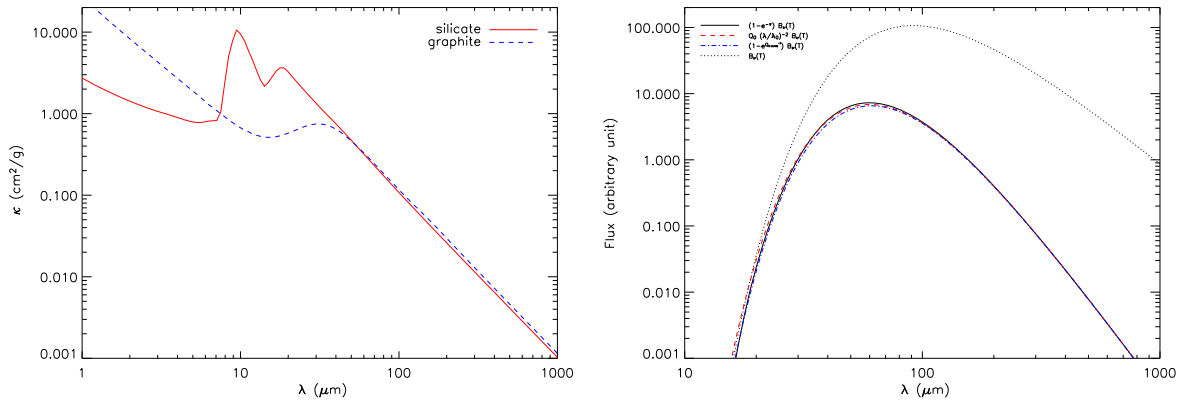


FIG. 1.2 – *Gauche* : Coefficient d’absorption des poussières de type graphite ou silicate calculée à partir des constantes optiques de Draine & Lee (1984). *Droite* : Émission d’une composante de poussière suivant les différentes approximations faites dans le texte.

l’émissivité de la poussière par atome d’hydrogène $\epsilon_{\text{dust}}(\lambda) = \kappa(\nu) x_{\text{dust}} \mu m_{\text{H}}$. Enfin, $B_{\nu}(T)$ est la fonction de Planck

$$B_{\nu}(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/k_B T} - 1}, \quad (1.2)$$

avec T la température (K), ν la fréquence (Hz), h , la constante de Planck, k_B la constante de Boltzman, et c la vitesse de la lumière. Le *coefficient d’absorption* des poussières $\kappa(\nu)$ est défini comme $\kappa(\nu) = Q_{\text{abs}}(a, \nu)/(4/3 a \rho)$ où a est le rayon effectif des grains, ρ la densité intrinsèque des poussières et Q_{abs} leur coefficient d’absorption. Les coefficients d’absorption du graphite et des silicates ”astronomiques” ont été estimés par Draine & Lee (1984) à partir de données de laboratoire et de données d’observation astronomiques. Ces coefficients sont disponibles en ligne²³.

Émission optiquement mince

Cette opacité des poussières κ_{ν} est représentée sur la figure 1.2 en fonction de la longueur d’onde pour des grains de silicate et/ou de graphite. À grande longueur d’onde, l’opacité des poussières suit une loi de puissance et peut s’approximer par une fonction de la forme $\kappa(\nu) = \kappa_0(\nu/\nu_0)^{\beta}$, ainsi $\tau_{\text{dust}} \ll 1$, l’émission est optiquement mince et l’intensité émergente du nuage peut alors être approximée par $I_{\nu} = \sigma_{\text{dust}} \kappa(\nu) B_{\nu}(T_{\text{dust}})$. Dans le cas d’un nuage avec une émission isotrope, sa luminosité s’écrit comme $L = 4\pi A \int_{\nu} I_{\nu}$, avec A l’aire du nuage. Sous l’approximation optiquement mince, ce calcul peut être fait analytiquement en utilisant $\int_{\nu} I_{\nu} \propto \int x^{3+\beta}/(e^x - 1) dx = \Gamma(4 + \beta) \zeta(4 + \beta)$, où Γ et ζ sont respectivement la fonction Gamma d’Euler et la fonction Zeta de Riemann. En remarquant que $\sigma_{\text{dust}} \times A = M_{\text{dust}}$, la masse du nuage de poussière, la luminosité du nuage s’écrit alors

$$L = 4\pi M_{\text{dust}} \kappa_0 \left(\frac{k_B}{\nu_0 h} \right)^{\beta} \frac{\Gamma(4 + \beta) \zeta(4 + \beta)}{\pi^5/15} \sigma T^{4+\beta}. \quad (1.3)$$

où σ est la constante de Stefan. Le flux net observé S_{ν} est le produit de l’intensité émergente I_{ν}

²³ <http://www.astro.princeton.edu/~draine/dust/dust.diel.html>

et de la taille angulaire du nuage $\Omega_{\text{dust}} = A/D^2$, où D est la distance au nuage. Il s'écrit alors

$$S_\nu = M_{\text{dust}} \kappa(\nu) B_\nu(T_{\text{dust}})/D^2. \quad (1.4)$$

On peut donc ainsi déduire la masse de poussière à partir de la mesure d'un flux à grande longueur d'onde, en connaissant la température et l'opacité des poussières. On peut également dériver la luminosité à partir de la mesure d'un flux, en égalisant M_{dust} dans les équations 1.3 et 1.4, soit

$$L = 4\pi D^2 \left(\frac{k_B}{h}\right)^\beta \frac{\Gamma(4+\beta) \zeta(4+\beta)}{\pi^5/15} \sigma T^{4+\beta} \frac{S_\nu}{\nu^\beta B_\nu(T)}. \quad (1.5)$$

Dégénérescence température-indice spectral

Lorsque deux mesures de l'émission infrarouge lointain sont disponibles à deux fréquences distinctes, F_{ν_1} et F_{ν_2} , en faisant l'hypothèse que ces deux émissions proviennent de la même composante de poussière, on peut alors égaliser M_{dust} dans l'équation 1.4 et relier la température T_{dust} et l'indice spectral d'émission de poussière β par

$$\alpha e^{h\nu_1/kT_{\text{dust}}} - e^{h\nu_2/kT_{\text{dust}}} = \alpha - 1, \quad (1.6)$$

où $\alpha = (\nu_2/\nu_1)^{3+\beta} F_{\nu_1}/F_{\nu_2}$. Cette équation est la forme analytique de la dégénérescence dite $\beta-T_{\text{dust}}$ et permet de dériver un paramètre en fonction de l'autre. Bien que cette dégénérescence permette une infinité de solutions ajustant les deux densités de flux mesurées, certaines de ces solutions peuvent être facilement exclues sur des considérations physiques sur l'émission de la poussière, par exemple à l'extrême en excluant les températures au delà de la température de sublimation des poussières ~ 3500 K ou celle en deçà du rayonnement de fond cosmologique.

1.1.3 Émission radio

L'émission radio des galaxies est dominée par deux types de rayonnement, le rayonnement synchrotron et le rayonnement de freinage (*free-free* ou *de Bremsstrahlung*). Ce dernier, dû au freinage des électrons libres dans le champ des noyaux atomiques, a un spectre d'émission thermique plat à basse fréquence ($\nu < 10$ GHz) et presque plat à plus grande fréquence $I_\nu \propto \nu^{-0.1}$. Le rayonnement de freinage est souvent non dominant dans la distribution spectrale d'énergie (SED) des galaxies et nous le négligerons par la suite.

L'émission synchrotron est émise par des électrons ultrarelativistes en mouvement giratoire dans un champ magnétique. Le spectre d'émission synchrotron est maximal à la fréquence $(\nu_m/\text{GHz}) \approx 0.016(B \sin \theta/\mu\text{G})(E/\text{GeV})^2$ avec B , l'intensité du champ magnétique, et E , l'énergie d'un électron. Ces électrons vont perdre de l'énergie en émettant un rayonnement et, en faisant l'hypothèse que ces électrons émettent seulement à leur fréquence maximale, tout en prenant compte des pertes par effet Compton inverse, l'intensité émergente s'écrit alors

$$I_\nu \propto \frac{\nu^{-\alpha_0}}{1 + (\nu/\nu_b)^{\Delta_\alpha}} \quad (1.7)$$

où $\Delta_\alpha = 1/2$ et $\alpha_0 = (\gamma - 1)/2$, γ étant l'exposant du spectre d'énergie de ces électrons ($N(E) = N_0 E^{-\gamma}$) avec une valeur qui dépend de chaque supernova étudiée, à l'origine de leur accélération, mais qui typiquement vaut $\gamma \approx 2.5$. ν_b est la fréquence de coupure où l'indice du spectre d'émission passe de α_0 à $\alpha_0 + \Delta_\alpha$. Cette fréquence critique est difficile à déterminer et, la plupart du temps, l'émission synchrotron est bien décrite par une loi de puissance en $I_\nu \propto \nu^{-\alpha_0}$.

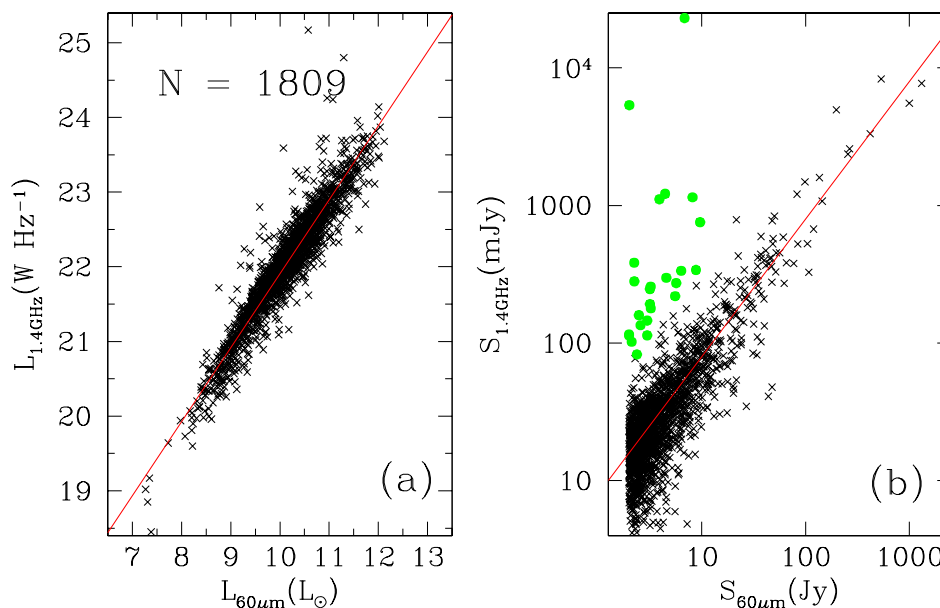


FIG. 1.3 – *Gauche* : Relation entre la luminosité monochromatique à 1.4 GHz et 60 μm pour l'échantillon IRAS 2 JY. Le trait plein correspond à une relation linéaire - voir texte. *Droite* : Relation entre les flux à 1.4 GHz et 60 μm pour le même échantillon. Le trait plein correspond à la même relation que précédemment. Les cercles identifient les sources avec un excès radio. (tiré de Yun et al. (2001))

Corrélation IR-radio

Une corrélation entre l'émission infrarouge à 10 μm et l'émission radio à 1415 MHz pour les noyaux de galaxies Seyfert a été découverte par van der Kruit (1971). On pensait au départ que l'émission infrarouge et l'émission radio étaient dues toutes les deux à l'émission d'électrons ultrarelativistes accélérés par le noyau actif de la galaxie. Harwit & Pacini (1975) proposèrent alors que l'émission infrarouge était le fait de la poussière contenue dans des régions HII, tandis que l'émission radio était dominée par l'émission synchrotron d'électrons ultrarelativistes produits lors des explosions de supernovae.

Avec l'arrivée du satellite *IRAS*, de grands relevés infrarouge ont été effectués et ont permis d'étudier cette relation plus en détail (Helou et al. 1985; Condon 1992). Plus récemment, Yun et al. (2001) ont recherché les contreparties radio du relevé IRAS REDSHIFT SURVEY, et publié un nouveau catalogue, le IRAS 2JY SAMPLE, de 1809 galaxies limité en flux ($S_{60\mu\text{m}} > 2 \text{ Jy}$), contenant les flux IRAS à 60 et 100 μm et le flux radio VLA à 1.4 GHz. La corrélation $L_{1.4 \text{ GHz}} - L_{60 \mu\text{m}}$ est suivie par plus de 98 % des sources de cet échantillon (voir figure 1.3) avec

$$\log(L_{1.4 \text{ GHz}}) = (0.99 \pm 0.01) \log(L_{60 \mu\text{m}}) + (12.07 \pm 0.08). \quad (1.8)$$

Cette corrélation a également été observée pour de nombreux types de sources, depuis des galaxies à flambées d'étoiles à des galaxies elliptiques en passant par des galaxies spirales. Cette corrélation infrarouge-radio est expliquée par le fait que les émissions radio et infrarouge sont toutes deux des traceurs de la formation stellaire. En effet, si l'émission IR est un bon traceur de la formation stellaire récente, à travers l'absorption, par la poussière, de l'émission UV des étoiles jeunes, et que l'émission synchrotron trace la formation stellaire, à travers les explosions

de supernovae des étoiles massives, la corrélation entre infrarouge et radio doit être linéaire. C'est ce qui est observé sur 5 ordres de grandeurs sur l'échantillon IRAS 2 JY, ce qui en fait une des meilleures corrélations observées en astrophysique.

De nombreuses études ont été effectuées sur la possible non-linéarité de cette relation. En effet, il est surprenant que cette corrélation soit si forte car l'émission infrarouge peut aussi être en partie due à l'émission diffuse des cirrus chauffés par le champ de rayonnement ambiant, ce qui limite le lien entre émission infrarouge et formation stellaire, notamment dans les galaxies à faible formation stellaire. La non-linéarité de la relation est étudiée à travers le paramètre q défini par Condon (1992), pour une source à $z = 0$, comme

$$q = \log \left(\frac{FIR}{3.75 \times 10^{12} \text{ W m}^{-2}} \right) - \log \left(\frac{S_{1.4 \text{ GHz}}}{\text{W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}} \right), \quad (1.9)$$

où $S_{1.4 \text{ GHz}}$ est le densité de flux radio mesurée à 1.4 GHz et FIR est une mesure de l'émission infrarouge donnée par $(FIR/\text{W m}^{-2}) = 1.25 \times 10^{-14} (2.58 S_{60\mu\text{m}} + S_{100\mu\text{m}}/\text{Jy})$ avec $S_{60\mu\text{m}}$ et $S_{100\mu\text{m}}$ les flux IRAS mesurés respectivement dans les bandes 60 et 100 μm . La plupart des galaxies de l'échantillon IRAS 2 JY ont une valeur de $q = 2.34$, typique des galaxies à flambées d'étoiles. On définit ainsi des limites d'excès infrarouge ou radio avec des écart à $\log 5$ par rapport à la valeur moyenne Yun et al. (2001).

Sopp & Alexander (1991) ont étendu l'étude de cette corrélation à différents types d'objets, reprenant les différentes études faites sur des galaxies normales, précoces et des galaxies radio, ils ont également inclus des galaxies actives de type Seyfert, quasars radio fort (*Radio Loud QSOs*) et radio faible (*Radio Quiet QSOs*) et des *Ultra Luminous InfraRed Galaxies (ULIRGs)*. Ils ont ainsi montré que les RQQSOs suivaient la même corrélation que les galaxies normales et les ULIRGs, tandis que les RLQSOs et les radio galaxies suivaient une corrélation séparée et plus dispersée. Contrairement aux RLQSOs, la corrélation suivie par les RQQSOs peut-être expliquée par un modèle de flambée d'étoiles (Colina & Perez-Olea 1995). Dans le cas des RLQSOs, la contribution dominante de l'AGN induirait alors une dispersion plus importante des flux radio observés. Les auteurs concluent que des régions de formation stellaire doivent être présentes autour du noyau actif de la plupart des RQQSOs.

1.2 De la poussière à grand z

Dans le domaine (sub)millimétrique, les observations de sources à grand décalage spectral sondent leur émission infrarouge. En effet, en observant des sources à grand décalage spectral dans le millimétrique, on détecte en réalité leur émission dans l'infrarouge lointain, décalée en suivant $\nu_{\text{rest}}/\nu_{\text{obs}} = 1 + z$ où z est le décalage spectral, ν_{rest} et ν_{obs} étant respectivement les fréquences d'émission et de réception. Dans le cas de relevés (sub)millimétrique où un seul point photométrique a été mesuré, il n'est pas possible de distinguer une émission thermique due à des poussières, d'une émission non-thermique synchrotron. Cependant, pour la plupart des sources, des observations radio permettent de valider l'hypothèse d'une émission thermique des poussières en dérivant l'indice spectral radio-IR, qui diffère fortement entre le cas d'une émission thermique de poussière dans l'infrarouge accompagné d'une émission synchrotron en radio et le cas d'une émission synchrotron pure, pour lequel l'indice spectral radio-IR est beaucoup plus plat. Il existe un certain nombre de QSOs à grand décalage spectral dont les SEDs ont été observées à plusieurs longueurs d'onde (sub)millimétriques. Pour les plus brillants d'entre eux, ces mesures multi-longueurs d'onde ont mis en évidence le fait que leur émission infrarouge lointain était dominée par l'émission thermique des poussières, et, pour certain d'entre eux, de

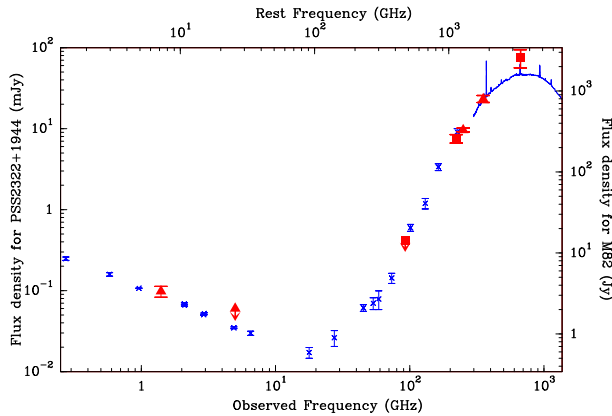


FIG. 1.4 – Distribution spectrale d'énergie de PSS 2322+1944. Les triangles et les carrés sont les mesures effectuées à $850\ \mu\text{m}$ (Isaak et al. 2002); $1.2\ \text{mm}$ (Omont et al. 2001); 1.4 et $5\ \text{GHz}$ (Carilli et al. 2001a); $450\ \mu\text{m}$, $1.35\ \text{mm}$ et $3\ \text{mm}$ de Cox et al. (2002). M82 est présenté en comparaison avec toutes les mesures de continus disponibles ainsi que les spectres ISO LWS et SWS Colbert et al. (1999). Tiré de Cox et al. (2002).

déterminer la température et l'indice spectral de ces poussières (voir chapitre 2). Parmi ceux-ci, le cas de PSS 2322+1944 sera détaillé ici. Enfin je détaillerai le passage des observations submillimétriques à la dérivation des grandeurs physiques intrinsèques des QSOs étudiés telles que la luminosité infrarouge lointain, la masse de poussière ou le taux de formation stellaire.

1.2.1 Cas particulier : Pss 2322+1944

Avec une densité de flux de $S_{1.2\ \text{mm}} = 9.6 \pm 0.5\ \text{mJy}$, PSS 2322+1944 est, à $z = 4.12$, le quasar le plus brillant détecté dans le relevé à $1.2\ \text{mm}$ des quasars PSS à $z \geq 4$ (Omont et al. 2001). Cette source a également été observée, et détectée, à 450 et $850\ \mu\text{m}$ avec SCUBA au JCMT ainsi qu'à 1.4 et $5\ \text{GHz}$ au VLA (Isaak et al. 2002; Cox et al. 2002; Carilli et al. 2001b). Les recherches qui ont conduit à la détection de l'émission de CO ont également permis d'obtenir les densités de flux du continuum à 90 et $225\ \text{GHz}$ (Cox et al. 2002). Cet ensemble de données continuum est représenté sur la figure 1.4 en superposition avec la densité spectrale d'énergie de la galaxie MESSIER 82 (M82), décalée en fréquence pour reproduire le décalage spectral de PSS 2322+1944, et normalisée à $850\ \mu\text{m}$.

La forte similarité des densités spectrales d'énergie de M82 et PSS 2322+1944 indique que l'émission infrarouge de ce dernier est due à une composante de poussière, chauffée par l'activité des étoiles jeunes comme dans le cas de M82. Cette similarité a également été constatée pour plusieurs autres quasars à grand décalage spectral pour lesquelles des observations multi longueurs d'onde existent, par exemple BRI 1335-0417 à $z = 4.4$ ou BR 1202-0725 à $z = 4.7$. De plus, dans le cas de PSS 2322+1944, des observations à $1.4\ \text{GHz}$ effectuées au VLA par Carilli et al. (2003) ont résolu l'émission du continuum radio en un anneau d'Einstein, résultant de l'amplification gravitationnelle de la source par une masse située dans l'alignement de la ligne de visée. Cette émission a pu être modélisée par un disque de gaz et de poussière d'un rayon de $2\ \text{kpc}$ entourant le noyau actif. Sur une telle distance, le noyau actif ne peut pas être responsable du chauffage des poussières, et les auteurs concluent en favorisant l'hypothèse d'un chauffage de la poussière dû principalement à la formation stellaire.

1.2.2 De l'infrarouge au taux de formation stellaire

On peut utiliser le formulaire établi à la section 1.1 pour décrire l'émission millimétrique observée des quasars à grand décalage spectral, l'estimateur de distance approprié ici est alors la distance lumineuse D_L . Si l'émission infrarouge lointain des quasars à grand décalage spectral peut être représentée par l'émission d'un seul nuage de poussière, de nature homogène, à la

température T_{dust} , leur luminosité monochromatique infrarouge lointain peut alors être décrite par :

$$L_{\nu_{\text{rest}}} = 4 \pi M_{\text{dust}} \kappa(\nu_{\text{rest}}) B_{\nu_{\text{rest}}}(T_{\text{dust}}) \quad (1.10)$$

Température

En exprimant les densités de flux observées comme $S_{\nu_{\text{obs}}} = (1+z)L_{\nu_{\text{rest}}}/4\pi D_L^2$, on remarque que $S_{\nu_{\text{obs}}} \propto B_{\nu_{\text{rest}}}(T_{\text{dust}}) = B_{\nu_{\text{obs}}}(T_{\text{dust}}/(1+z))$. Ainsi on peut déterminer la température des poussières à partir des luminosités monochromatiques ou, en corrigeant d'un facteur $1+z$, directement à partir des densités de flux observées. La détermination de la température et de l'indice spectral des poussières dominant l'émission infrarouge lointain des galaxies hôtes des quasars à grand décalage spectral est développée au chapitre 2. En moyenne, la température des poussières dominant l'émission infrarouge lointain dans les quasars à grand décalage spectral est de l'ordre de $T_{\text{dust}} = 50$ K avec un indice spectral effectif de $\beta = 1.6$. L'indice spectral des silicates ou de graphite est de l'ordre de 2 dans l'infrarouge lointain. Un indice spectral effectif plus petit met en évidence une distribution de la température des grains, ce qui est expliqué par l'intégration effectuée sur une galaxie complète, incluant des régions avec des conditions d'excitation différentes.

Cette distribution de températures des poussières peut être décrite de manière simplifiée à l'aide de deux composantes de poussières, une composante chaude à $T_w > 30$ K et une composante froide à $T_c = 15 - 20$ K. Ainsi, Dunne & Eales (2001) décrivent la distribution d'énergie spectrale des galaxies de l'échantillon *IRAS Bright Galaxy Sample* par

$$S_\nu = N_w \times \nu^{\beta_w} B_\nu(T_w) + N_c \times \nu^{\beta_c} B_\nu(T_c),$$

où N_w et N_c sont les masses relatives des composantes chaude et froide. Notons que ce formalisme peut-être facilement étendu à une distribution continue de température, avec

$$L_{\nu_{\text{rest}}} = 4\pi M_{\text{dust}} \int_{T_{\text{min}}}^{T_{\text{max}}} f(T) \kappa(\nu_{\text{rest}}) B_{\nu_{\text{rest}}}(T) dT,$$

avec $\int_{T_{\text{min}}}^{T_{\text{max}}} f(T) dT = 1$, $f(T)$ représentant la masse relative de poussière entre T et $T + dT$. De plus, dans le cas des quasars à grand décalage spectral, une composante de poussières chaudes chauffées directement par l'AGN à $T_h > 80$ K, et dont l'émission dominerait leur domaine infrarouge proche et moyen, peut influencer la détermination des propriétés de l'émission dominant l'infrarouge lointain. Cependant, dans les quelques cas où cette étude est possible, il semblerait qu'une séparation nette entre T_h et T_w soit suffisante pour que l'émission infrarouge lointain ne soit pas contaminée par l'émission des poussières chauffées directement par l'AGN (voir chap. 2).

Luminosité infrarouge lointain

La luminosité infrarouge lointain, L_{FIR} , des quasars à grand décalage spectral est définie comme l'intégrale, en fréquence, des luminosités monochromatiques d'un corps noir modifié rendant compte de leur émission dans l'infrarouge lointain, $L = \int L_{\nu_{\text{rest}}} d\nu_{\text{rest}}$. En suivant l'hypothèse d'une seule température de poussière T_{dust} et d'un indice spectral β , on peut également obtenir une relation similaire à l'équation 1.5 entre la luminosité et une densité de flux observée $S_{\nu_{\text{obs}}}$,

$$L_{\text{FIR}} = \frac{4\pi D_L^2}{(1+z)} \left(\frac{k_B}{h} \right)^\beta \frac{\Gamma(4+\beta) \zeta(4+\beta)}{\pi^5/15} \frac{\sigma T_{\text{dust}}^{4+\beta}}{\nu_{\text{rest}}^\beta B_{\nu_{\text{rest}}}(T_{\text{dust}})} S_{\nu_{\text{obs}}}. \quad (1.11)$$

Ainsi, une source, à un décalage spectral de $z = 4$, et avec une densité de flux à 250 GHz de $S_{250\text{GHz}} = 1$ mJy a une luminosité infrarouge lointain de $L_{\text{FIR}} = 5 \times 10^{12} L_{\odot}$, si la composante de poussière dominant l'infrarouge lointain est à une température de $T_{\text{dust}} = 50$ K avec un indice spectral de $\beta = 1.6$.

L'incertitude sur L_{FIR} peut s'écrire

$$\begin{aligned} \left(\frac{\sigma_{L_{\text{FIR}}}}{L_{\text{FIR}}}\right)^2 &= \left(\frac{\sigma_{S_{\nu_{\text{obs}}}}}{S_{\nu_{\text{obs}}}}\right)^2 \\ &+ \left(\log \frac{k_{\text{B}} T_{\text{dust}}}{h\nu_{\text{rest}}} + \frac{\frac{\partial}{\partial \beta} \Gamma(4 + \beta) \zeta(4 + \beta)}{\Gamma(4 + \beta) \zeta(4 + \beta)}\right)^2 \sigma_{\beta}^2 \\ &+ \left((4 + \beta) - \frac{x e^x}{e^x - 1}\right)^2 \left(\frac{\sigma_{T_{\text{dust}}}}{T_{\text{dust}}}\right)^2, \end{aligned}$$

avec $x = h\nu_{\text{rest}}/k_{\text{B}}T_{\text{dust}}$. Cette incertitude est dominée par les incertitudes de β et T_{dust} . Le chapitre 2 présente les contraintes que l'on peut obtenir sur la température et l'indice spectral des poussières dans les galaxies hôtes des quasars à grand décalage spectral à partir de mesures photométriques dans le domaine (sub)millimétrique, notamment à $350 \mu\text{m}$.

L'hypothèse faite en ne prenant qu'une seule composante de température et un indice spectral effectif n'intervient que peu dans la détermination de la luminosité infrarouge lointain. En effet, une distribution de température aurait pour conséquence de diminuer l'indice spectral effectif des poussières. Cependant, la description effective de l'émission infrarouge lointain rend bien compte de la distribution spectrale d'énergie, et ainsi l'intégration faite est une estimation robuste de la luminosité infrarouge lointain. Enfin, cette définition diffère de celle basée sur les flux IRAS à 60 et $100 \mu\text{m}$ (Sanders & Mirabel 1996) ou celle définie en intégrant de 40 à $1000 \mu\text{m}$ sur les ajustements de densité spectrale d'énergie (Dunne et al. 2000). Il faudra donc faire attention en comparant les valeurs obtenues par l'une ou l'autre méthode.

Masse de poussière

La masse de poussière, M_{dust} , peut être déduite à partir d'une mesure de densité de flux $S_{\nu_{\text{obs}}}$, en intégrant l'équation 1.10 et en l'égalisant avec l'équation 1.11, soit

$$M_{\text{dust}} = \frac{D_{\text{L}}^2}{(1+z)} \frac{S_{\nu_{\text{obs}}}}{\kappa(\nu_{\text{rest}}) B_{\nu_{\text{rest}}}(T_{\text{dust}})}. \quad (1.12)$$

L'incertitude sur la masse de poussière $\sigma_{M_{\text{dust}}}$ est

$$\begin{aligned} \left(\frac{\sigma_{M_{\text{dust}}}}{M_{\text{dust}}}\right)^2 &= \left(\frac{\sigma_{S_{\nu_{\text{obs}}}}}{S_{\nu_{\text{obs}}}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\kappa_0}}{\kappa_0}\right)^2 \\ &+ \left(\log \frac{\nu_{\text{rest}}}{\nu_0}\right)^2 \sigma_{\beta}^2 + \left(\frac{x e^x}{e^x - 1}\right)^2 \left(\frac{\sigma_{T_{\text{dust}}}}{T_{\text{dust}}}\right)^2, \end{aligned}$$

Une détermination précise de β et T_{dust} est donc nécessaire (voir chapitre 2), ainsi, on cherchera à obtenir une valeur de κ la plus proche possible de ν_{rest} afin de limiter au maximum l'effet de l'incertitude sur β . Enfin, dans certain cas, le coefficient d'absorption des poussières, κ_0 peut devenir la première source d'incertitude de M_{dust} . En effet, comme le montre la table 1.1, les estimations du coefficient d'absorption de la poussière peuvent varier d'un facteur ~ 4 (Alton et al. 2004). Cependant si on fixe cette valeur et que l'on fait l'hypothèse que la composition de

Références		$\kappa(1.2 \text{ mm})^\dagger$ (cm^2/g)			
Hildebrand (1983)	nébuleuse	$1/\kappa(250\mu\text{m})$	0.1	g/cm^2	0.43
Boulanger et al. (1996)	nuage HI	$\epsilon(250\mu\text{m})$	$1.0 \cdot 10^{-25}$	cm^2	0.26^\ddagger
Alton et al. (2004)	galaxie spirale	$\kappa(1.2\mu\text{m})$	0.57	cm^2/g	0.57
Kruegel et al. (1990)	Poussière	$\kappa(1.3\text{mm})$	0.1	cm^2/g	0.12
	Silicate	$\kappa(1.3\text{mm})$	0.17	cm^2/g	0.20
	Mat. Ints.	$\kappa(1.3\text{mm})$	0.003	cm^2/g	0.004
Dunne et al. (2000)	Poussière	$\kappa(850\mu\text{m})$	0.077	m^2/kg	0.39

TAB. 1.1 – Principales références pour la valeur du coefficient d'absorption κ , mesurée et théorique. † : ramené à 1.2 mm avec $\beta = 2$. ‡ : calculé à partir d'un rapport gaz sur poussière de 1% valide dans le voisinage solaire

la poussière ne varie pas d'un objet à l'autre, les valeurs relatives de masse de poussière, d'un objet à l'autre, seront correctes, à décalage spectral constant.

Pour la détermination de la masse de poussière, l'hypothèse d'une émission par une seule composante de poussière est ici très forte. En effet, Dunne et al. (2000) et Dunne & Eales (2001) ont montré que cette hypothèse peut sous-estimer la masse de poussière par un facteur 1.5 à 3 car une composante de poussière froide, peu lumineuse, peut dominer la masse de poussière de la galaxie. La détermination des paramètres de cette composante reste très incertaine, notamment pour les quasars à grand décalage spectral pour lesquels peu de mesures permettent de poser des contraintes dans ce domaine de longueurs d'onde. La dégénérescence des paramètres ne permet pas leur détermination simultanée et il est nécessaire, d'effectuer des ajustements soit en fixant $\beta = 2$, soit avec deux composantes de poussières où l'une des deux températures est fixée, ou enfin avec une distribution de température continue simplement paramétrée. Le chapitre 2 revient sur ces différents problèmes.

Taux de formation stellaire

Il est possible de déduire le taux de formation stellaire à partir de la luminosité infrarouge lointain. En effet, si on fait l'hypothèse que le rayonnement infrarouge lointain est dû à des poussières chauffées exclusivement par des étoiles jeunes et qu'elles absorbent leur rayonnement de façon parfaite, la luminosité infrarouge lointain est alors égale à la luminosité bolométrique des étoiles chauffant les poussières. Le transfert complet du rayonnement des étoiles jeunes en rayonnement infrarouge par les poussières n'est pas parfait et on peut définir $\delta_{\text{SB}} < 1$ le rapport entre ces deux grandeurs. Par la suite, les taux de formations stellaire ainsi déduits, seront donc toujours des limites supérieures.

Dans le cas d'une formation stellaire continue, le taux de formation stellaire, \dot{M}_{SF} , peut être relié à la luminosité bolométrique des étoiles par

$$L = \dot{M}_{\text{SF}} \frac{\int t(m) l(m) \psi(m) dm}{\int m \psi(m) dm} \quad (1.13)$$

où $l(m)$ est la luminosité bolométrique d'une étoile de masse m , $\psi(m)$ la fonction de masse initiale et $t(m)$ le temps pendant lequel l'étoile contribue au chauffage des poussières, que l'on

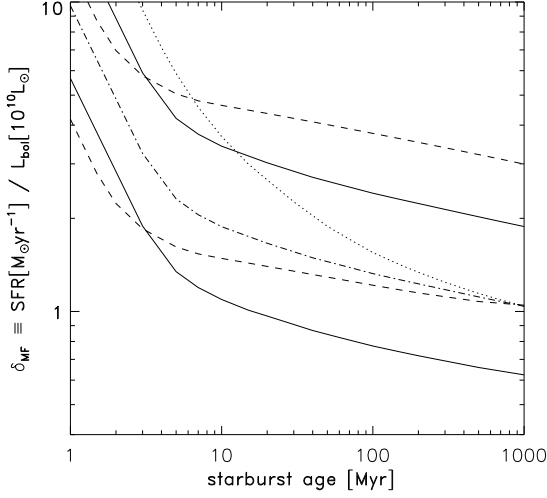


FIG. 1.5 – Taux de formation stellaire par luminosité totale, δ_{MF} , pour une flambée d'étoile continue en fonction de l'âge de la flambée d'étoile, en adoptant différentes fonctions de masse initiale. *Lignes pleines* : fonction de masse initiale de type Salpeter avec $m_{\text{low}} = 0.1 M_{\odot}$ et $m_{\text{high}} = 1.6 M_{\odot}$ (ligne supérieure et inférieure, respectivement), avec les temps de vie et luminosité de Schaerer et al. (1993). *Tiret* : idem mais en utilisant les temps de vie et les luminosités de Telesco & Gatley (1984). *Tiret-pointillés* : idem mais en utilisant une fonction de masse initiale plate en dessous de $1 M_{\odot}$. *Pointillés* : idem mais avec une fonction de masse initiale log-normale : $d \log \psi / d \log m = -\log m$. Tiré de Omont et al. (2001)

prendra ici égal à son temps de vie (Thronson & Telesco 1986). Dans l'équation 1.13, le rapport des intégrales est en fait celui de la luminosité et de la masse des étoiles qui vont contribuer au chauffage des poussières. Ainsi pour une flambée stellaire d'une durée T_0 , on peut écrire l'intégrale du numérateur comme

$$\int t_i(m) l(m) \psi(m) dm = \int_{m_{\text{min}}}^{m_0} T_0 l(m) \psi(m) dm + \int_{m_0}^{m_{\text{sup}}} t(m) l(m) \psi(m) dm.$$

On peut ainsi définir $\delta_{MF} = \dot{M}_{SF} [M_{\odot} \text{ yr}^{-1}] / L_{\text{bol}} [10^{10} L_{\odot}]$, la constante de proportionnalité qui relie le taux de formation stellaire à la luminosité bolométrique des étoiles jeunes. Ainsi $\dot{M}_{SF} = \delta_{MF} \delta_{SB} L_{\text{FIR}} / 10^{10} L_{\odot}$. Le calcul de δ_{MF} dépend donc de la fonction de masse initiale, des luminosités et du temps de vie des étoiles. Omont et al. (2001) ont utilisé, dans un premier temps, une fonction de masse initiale de type Salpeter avec $\psi(m) = m^{-2.35}$ et les expressions données par Telesco & Gatley (1984) pour les luminosités et le temps de vie des étoiles. Ils en déduisent $1.2 < \delta_{MF} < 3.8$ pour une durée de formation stellaire de 100 Myr, des valeurs plus petites d'un facteur 2 que celles utilisées par Thronson & Telesco (1986) avec une durée de 2 Myr, inappropriée pour l'étude des quasars à grand décalage spectral où la formation stellaire devrait se faire sur des durées comparable au temps dynamique dans ces objets. Omont et al. (2001) ont également utilisé des modèles d'évolution stellaire (Schaerer et al. 1993), et, en considérant plusieurs métallicités et une fonction de masse initiale plus réaliste, concluent que $0.8 < \delta_{MF} < 2$. La figure 1.5 présente le coefficient δ_{MF} en fonction de l'âge de la flambée stellaire pour différentes fonctions de masse initiale et différents modèles de luminosité et temps de vie des étoiles.

Ainsi, en suivant cette prescription, une source à $z = 4$ avec une densité de flux à 250 GHz de $S_{250\text{GHz}} = 1 \text{ mJy}$, a un taux de formation stellaire compris entre 400 et 1000 $\delta_{SB} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. Cependant, il faut noter que ces valeurs sont des limites supérieures, puisque $\delta_{SB} < 1$.

Chapitre 2

Observation à 350 μm et distribution spectrale d'énergie : Propriétés des poussières

Sommaire

2.1	Observations Sharc-ii à 350 μm	45
2.1.1	Observations	45
2.1.2	Résultats	45
2.2	Discussion	46
2.2.1	Température et indice spectral des poussières	46
2.2.2	Indice spectral infrarouge-radio	50
2.3	Conclusions	52

A grand décalage spectral, une grande partie de la formation stellaire a lieu dans des galaxies ultra-lumineuses contenant de grandes quantités de poussières qui absorbent le rayonnement des étoiles nouvellement formées et le réémettent en rayonnement thermique infrarouge autour de ~ 50 K (voir chap 1). La densité spectrale d'énergie (SED) de la plupart des sources à grand décalage spectral est mal connue, notamment dans le domaine infrarouge. Par exemple dans le cas des quasars, les poussières peuvent également être chauffées, par l'AGN lui-même, à des températures élevées (> 100 K) et l'émission de cette composante de poussière dominerait alors le domaine infrarouge proche et moyen. La température T_{dust} et l'indice spectral β de l'émissivité des poussières sont des paramètres clés pour déduire les propriétés des sources telles que leur luminosité infrarouge ou la masse de poussière à l'origine de ce rayonnement. Ces deux quantités sont fondamentales dans l'étude de l'émission infrarouge des quasars à grand décalage spectral. La détermination observationnelle de ces deux paramètres nécessite de bien échantillonner la distribution spectrale submillimétrique, en particulier au voisinage de son maximum $\leq 500 \mu\text{m}$. De telles observations restent difficiles à partir du sol à cause de la mauvaise transmission atmosphérique, même à partir des meilleurs sites actuels, comme le Mauna Kea. La détermination des valeurs typiques de T_{dust} et β repose donc sur l'observation d'un petit nombre de sources, une dizaine avant nos observations, dans les fenêtres atmosphériques à 450 μm ou mieux à 350 μm (Benford et al. 1999), (voir également les discussions dans Priddey & McMahon 2001; Blain et al. 2003). Les valeurs moyennes de T_{dust} et β ainsi déterminées sont la base de l'estimation de la luminosité dans l'infrarouge lointain des relevés de quasars détectés seulement à grande longueur

d'onde à 1.2 mm ou 850 μm .

Dans ce chapitre, je présenterai des observations à 350 μm d'un échantillon de 6 quasars à grand décalage spectral ($1.8 < z < 6$). Toutes les sources ont été détectées, doublant ainsi le nombre de sources pour lesquelles de telles mesures sont disponibles. Avec les observations existantes à plus grandes longueurs d'onde, la mesure à 350 μm permet de contraindre la température et l'indice spectral des poussières dans ces quasars à grand décalage spectral et ainsi leurs luminosités dans l'infrarouge lointain. Ce travail a conduit à une publication soumise à la revue ApJ présentée en fin de chapitre.

2.1 Observations Sharc-ii à 350 μm

Afin de mieux contraindre la température des poussières dans les quasars à grand décalage spectral, des observations à courtes longueurs d'onde sont nécessaires. Nous avons donc proposé d'observer à 350 μm un échantillon d'une vingtaine de quasars à grand décalage spectral, optiquement lumineux et radio faible, sélectionnés à partir des sources les plus brillantes détectées à 1.2 mm par Omont et al. (2001, 2003) ou Bertoldi et al. (2003a).

2.1.1 Observations

Les observations se sont déroulées les 5 et 6 janvier 2004 avec SHARC II, une caméra bolométrique de 12×32 pixels opérant à 350 μm (Dowell et al. 2003) au CALTECH SUBMILLIMETER OBSERVATORY (CSO). L'opacité atmosphérique, surveillée à l'aide du *taumeter* du CSO, était stable pendant la durée des observations, avec un niveau moyen excellent de 0.04 à 225 GHz, correspondant à une opacité de 1.0 à 350 μm . Le pointage, vérifié régulièrement sur des sources brillantes comme des planètes ou des calibrateurs secondaires, était stable durant les observations, avec une précision $\leq 1''$. Le *focus* était déterminé en début de chaque nuit. Nous avons utilisé le système d'optimisation de la surface du télescope (*Dish Surface Optimisation System*) qui corrige la surface de ses imperfections et des déformations dues à la gravité lorsque le télescope se déplace en élévation. En utilisant ce système, le lobe primaire du télescope est bien approximé par une gaussienne circulaire avec une largeur à mi hauteur (*Full Width Half Maximum - FWHM*), de $8''5$. La calibration a été effectuée à l'aide d'Uranus comme calibrateur primaire et les astéroïdes Pallas et Ceres comme calibrateurs secondaires. A partir des observations des calibrateurs primaires et secondaires, la calibration absolue en flux est estimée à 20%. Les observations ont été effectuées en balayant la matrice SHARC II en azimuth en utilisant un motif de Lissajous la première nuit, et, pour éviter tout effet systématique, un motif en boîte la seconde, avec respectivement des amplitudes de $15'' \times 14''$ et $25'' \times 35''$. Les sources ont été observées à différentes élévations, avant et après le transit et au moins une fois chaque nuit, à l'exception d'un quasar exceptionnellement brillant, APM 08276+5255 qui n'a été observé que 20 minutes. Sur l'échantillon initial, nous avons sélectionné 6 sources visibles lors des deux nuits d'observations.

2.1.2 Résultats

Les données ont été réduites à l'aide du logiciel COMPREHENSIVE REDUCTION UTILITY FOR SHARC II (CRUSH) v1.3B2, écrit par Attila Kovács à CALTECH. L'option *-deep*, appropriée pour des sources ayant des densités de flux plus petites que 100 mJy, a été utilisée. Pour retrouver les densités de flux, des gaussiennes circulaires et un continuum plat ont été ajustés sur les cartes en laissant en paramètres libres, la position, la largeur à mi hauteur et l'intensité de la

TAB. 2.1 – Résultats des observations effectuées à 350 μm avec SHARC II au CSO sur les 6 quasars optiquement lumineux et radio faibles présentés ici.

Source	z	M_B	R.A. (J2000.0)	Dec.	$S_{350\mu\text{m}}$ (mJy, $\pm 1 \sigma_{\text{stat}}$ †)	σ_{map} (mJy)	Int. (min)
KUV 08086+4037	1.78	-27.0	08 12 00.41	40 28 15.00	48 ± 8	9	240
APM 08279+5255	3.91		08 31 41.70	52 45 17.35	392 ± 36	31	20
HS 1002+4400	2.08	-28.3	10 05 17.45	43 46 09.30	78 ± 10	10	170
J1148+5251	6.42	-28.4	11 48 16.64	52 51 50.30	23 ± 3	6	430
J1409+5628	2.58	-28.4	14 09 55.56	56 28 26.50	159 ± 14	13	220
PSS 2322+1944	4.12	-28.1	23 22 07.25	19 44 22.08	66 ± 9	10	150

NOTE – †, L'incertitude sur la calibration absolue de 20% n'est pas incluse dans les valeurs présentées. L'erreur statistique des ajustements des flux doit être additionnée quadratiquement à l'incertitude des cartes pour obtenir une estimation de l'erreur sur les flux.

gaussienne, à l'exception de J1148+5251 où la largeur à mi hauteur a été fixée à $8''5$. Les 6 quasars ont tous été détectés à des niveaux $> 3\sigma$. La figure 2.1 présente les cartes reconstruites des 6 sources observées, lissées à la taille du lobe primaire de l'antenne du CSO, tandis que la table 2.1 rapporte les résultats des ajustements effectués sur les cartes brutes. Cette table rapporte les densités de flux à 350 μm , $S_{350\mu\text{m}}$, ainsi que les incertitudes statistiques sur les ajustements σ_{stat} et les incertitudes des cartes σ_{map} , estimées à partir de la largeur à mi hauteur d'une gaussienne ajustée à la distribution des pixels de chaque carte. L'incertitude sur le flux σ_S , sans tenir compte de l'incertitude de 20% sur la calibration absolue, est estimée en effectuant la somme quadratique de ces deux incertitudes, soit,

$$\sigma_S^2 = \sigma_{\text{stat}}^2 + \sigma_{\text{map}}^2$$

2.2 Discussion

En utilisant les données photométriques déjà existantes sur les sources observées à 350 μm nous avons étudié, dans un premier temps, la température et l'indice spectral des poussières, puis la relation entre la luminosité infrarouge et radio dans les quasars à grand décalage spectral.

2.2.1 Température et indice spectral des poussières

Pour chacune des sources de l'échantillon, nous avons ajusté un corps noir modifié avec une composante de température T_{dust} et un indice spectral β (voir chap. 1) sur les densités spectrales d'énergie, entre 40 et 800 μm , des 6 quasars observés à 350 μm . Lorsque cela était possible, les ajustements étaient effectués à la fois sur T_{dust} et β , dans le cas contraire, β était fixé à 1.6 (voir plus loin).

Les températures déduites vont de 40 à 60 K (voir les tables dans l'article présenté en fin de chapitre). Pour les deux sources où une détermination simultanée de T_{dust} et β était possible, les valeurs de l'indice spectral des poussières sont de $\beta = 1.8 \pm 0.2$ et $\beta = 1.6 \pm 0.3$, pour, respectivement, APM 08237+5255 et PSS 2322+1944. Les luminosités infrarouge lointain, calculées

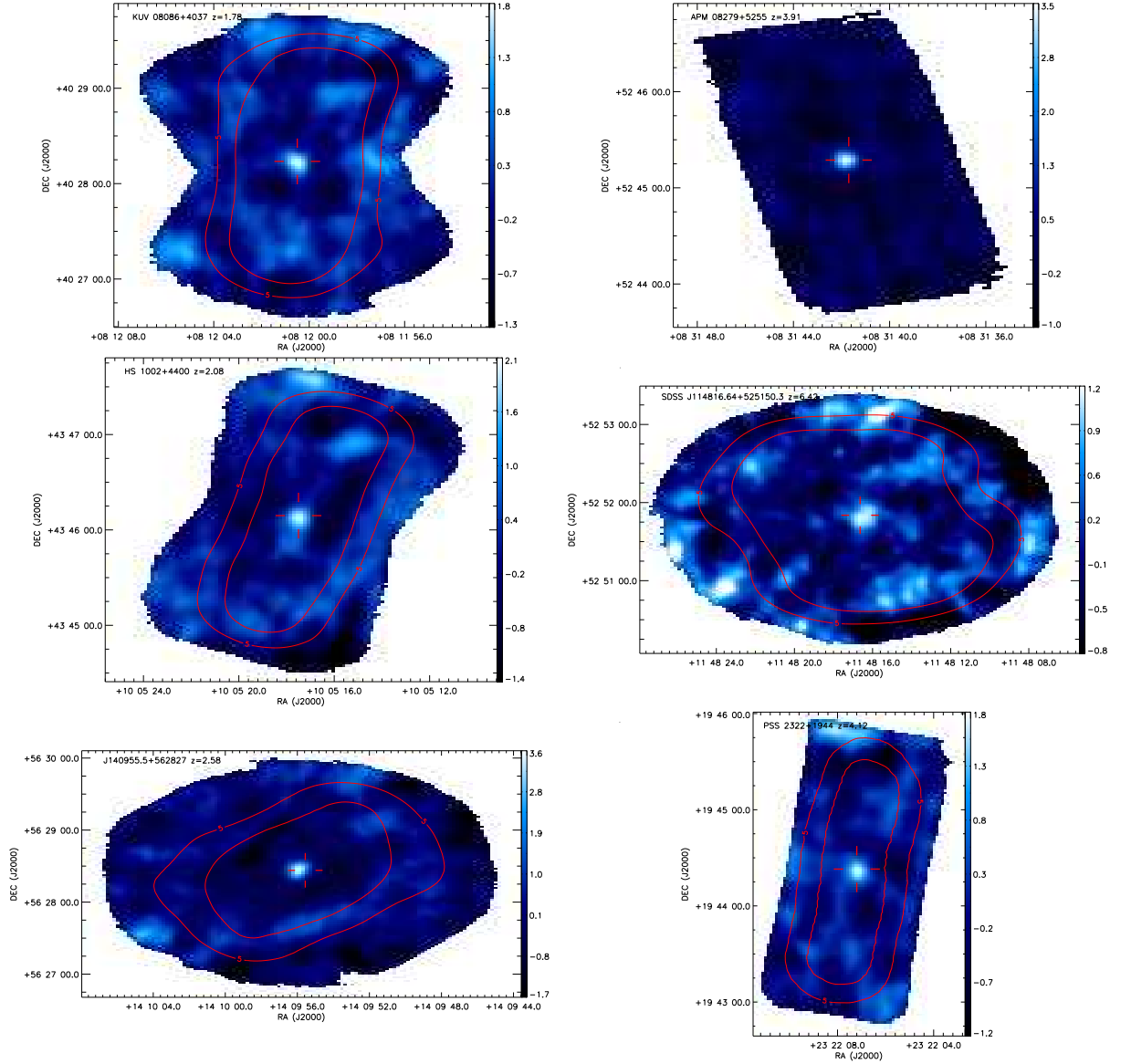


FIG. 2.1 – Cartes du rapport signal sur bruit obtenues avec SHARC II à $350 \mu\text{m}$ sur les 6 quasars optiquement lumineux et radio faibles étudiés ici. Les cartes sont lissées avec une gaussienne de $FWHM = 8''5$. Les contours représentent des courbes isochrones avec des temps d'intégration de 5 et 10 minutes. Les croix indiquent les positions optiques des sources présentées dans la table 2.1.

en intégrant sur le corps noir modifié, sont de quelque $10^{13} L_{\odot}$, corrigées de l'amplification gravitationnelle lorsque ce facteur est connu. En utilisant un coefficient d'absorption des poussières de $0.4 \text{ cm}^2/\text{g}$ à $1200 \mu\text{m}$ (Alton et al. 2004, voir chap. 1), ces luminosités infrarouge lointain correspondent à des masses de poussières de quelques $10^8 M_{\odot}$. Cependant, ces valeurs restent encore très incertaines, notamment si on tient compte des incertitudes sur la température et l'indice spectral des poussières lors de la détermination de la luminosité infrarouge lointain (voir chap. 1). En effet, l'estimation des luminosités dans l'infrarouge lointain ne tient pas compte de la présence d'une possible composante de poussière chaude dominant le domaine infrarouge proche ou moyen. Cet effet est exploré ci-dessous, pour les quelques sources où cela est possible. Le coefficient d'absorption des poussières n'est connu qu'à un facteur 4 près, même localement (Alton et al. 2004), de plus l'hypothèse d'une seule composante de température peut amener à sous-estimer la masse des poussières d'un facteur 1.5-3, dans le cas où une seconde composante de poussière froide est présente et, bien que peu lumineuse, concentre une grande partie de la masse des poussières (Dunne et al. 2000, voir également chap. 1). Ainsi la détermination des masses de poussière est très incertaine et ne doit être utilisée qu'à titre d'ordre de grandeur.

Deux composantes de poussières

En attendant les résultats du satellite Spitzer, il n'existe que peu d'objets à grand décalage spectral ayant des mesures photométriques à très courtes longueurs d'onde. En effet, seuls 3 quasars ont un échantillonnage de leurs SEDs suffisant pour permettre d'étudier l'effet d'une composante de poussière chaude (T_{hot}), dominant l'infrarouge proche et moyen, sur l'ajustement d'une composante de poussière tiède (T_{warm}) dominant l'infrarouge lointain avec un même indice spectral d'émissivité β . Nous avons donc effectué un ajustement de deux composantes de poussières, l'une à T_{hot} et l'autre à T_{warm} , sur les densités spectrales d'énergie de ces quasars entre 10 et $800 \mu\text{m}$ afin de comparer les valeurs de T_{warm} ainsi déduites à celles de T_{dust} ajustées à l'aide d'un modèle à une composante de poussières entre 40 et $800 \mu\text{m}$, comme décrit précédemment.

La figure 2.2 présente le résultat de cette étude sur IRAS F10214+4724 à $z = 2.29$, H1413+117 à $z = 2.56$ et APM 08279+5255 à $z = 3.91$. Les températures, déduites à l'aide des modèles à une ou deux composantes, sont résumées dans la table 2.2. Dans chacun des cas, les valeurs de T_{warm} et T_{dust} sont en bon accord. Cet accord est renforcé lorsque l'indice spectral des poussières utilisé dans l'ajustement à deux composantes est fixé à la valeur déduite de l'ajustement à une composante. L'ajustement des distributions spectrales d'énergie entre 40 et $800 \mu\text{m}$ par une seule composante de température représente donc bien la composante tiède trouvée lors d'un ajustement à deux températures effectué entre 10 et $800 \mu\text{m}$. Cependant, bien que les valeurs des températures soient compatibles aux erreurs près, celle déduite à l'aide d'un modèle à une composante est *systématiquement* plus élevée que la température tiède du modèle à 2 composantes. Ainsi, la luminosité infrarouge lointain de la composante de poussière tiède pourrait être légèrement surévaluée lorsque l'ajustement est effectué avec une seule composante de poussières. Cette tendance doit être confirmée quantitativement par des observations à plus courtes longueurs d'onde sur d'autres sources à grand décalage spectral.

Température et indice spectral moyen

Dans l'échantillon observé, il n'existe que peu de sources pour lesquelles un ajustement simultané de la température et de l'indice spectral des poussières soit possible par manque de contraintes observationnelles. Il est donc nécessaire de combiner les mesures photométriques de plusieurs quasars à grand décalage spectral afin d'obtenir la température et l'indice spectral

TAB. 2.2 – Résultats des ajustements à 2 composantes de poussières à T_{hot} et T_{warm} entre 10 et 800 μm ou à 1 composante de poussière à T_{dust} entre 40 et 800 μm

Source	z	2 composantes			1 composante	
		T_{hot} (K)	T_{warm} (K)	β	T_{dust} (K)	β
IRAS F10214+4724	2.29	83 ± 17	29 ± 15	2.3 ± 1.3	32 ± 19	2.1 ± 1.2
		85 ± 7	31 ± 3	2.1^\dagger	32 ± 3	2.1^\dagger
H1413+117	2.56	104 ± 11	31 ± 3	2.4 ± 0.3	38 ± 3	2.0 ± 0.2
		118 ± 10	36 ± 1	2.0^\dagger	38 ± 1	2.0^\dagger
APM 08279+5255	3.91	155 ± 15	47 ± 6	1.8 ± 0.2	51 ± 7	1.8 ± 0.2
		157 ± 14	49 ± 2	1.8^\dagger	51 ± 2	1.8^\dagger

NOTE – † valeur fixée lors de l'ajustement.

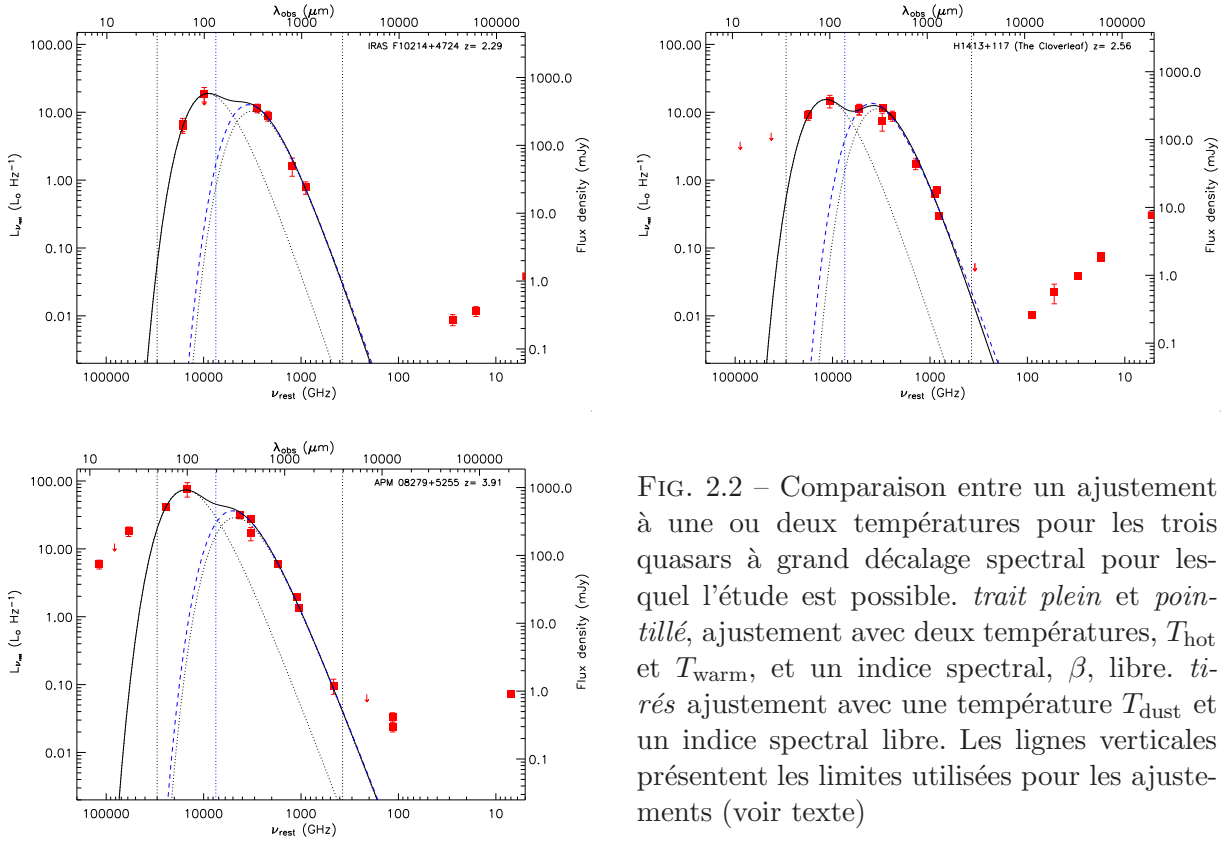


FIG. 2.2 – Comparaison entre un ajustement à une ou deux températures pour les trois quasars à grand décalage spectral pour lequel l'étude est possible. *trait plein et pointillé*, ajustement avec deux températures, T_{hot} et T_{warm} , et un indice spectral, β , libre. *tirés* ajustement avec une température T_{dust} et un indice spectral libre. Les lignes verticales présentent les limites utilisées pour les ajustements (voir texte)

moyen des poussières de ces sources. En effet, une distribution en décalage spectral permet de sonder la SED moyenne à différentes longueurs d’ondes dans le référentiel au repos. Priddey & McMahon (2001) ont utilisé une telle approche sur un échantillon de 7 quasars à $z \sim 4$, et en ont déduit une température moyenne $T_{\text{dust}} = 41 \pm 5$ K et $\beta = 1.9 \pm 0.3$. Afin de normaliser les différentes SEDs, Priddey & McMahon ont utilisé une approche itérative qui consiste à normaliser chaque SED à une longueur d’onde au repos commune, en admettant un indice spectral des poussières, puis à ajuster la température et l’indice spectral moyen sur ces SEDs normalisées. Le processus est itérée en normalisant de nouveau les SEDs, avec l’indice spectral moyen trouvé à l’étape précédente, ainsi de suite, en vérifiant au final que les solutions ont bien convergé.

Il est cependant possible d’utiliser une approche où le facteur de normalisation de chaque objet est laissé en tant que paramètre libre de l’ajustement. Ainsi, aucune hypothèse n’est faite pour normaliser les SEDs et l’ajustement s’effectue de manière directe. Pour aboutir, cette approche nécessite que chaque source utilisée ait au moins deux points photométriques dans l’intervalle considéré, pour apporter un degré de liberté à l’ajustement. L’ensemble des quasars présentant plus de deux mesures photométriques dans leur domaine infrarouge lointain a été utilisé pour effectuer cet ajustement dont le résultat est présenté sur la figure 2.3, avec également les contours iso- χ^2 de l’ajustement. Les incertitudes de calibration absolue ont été prises en compte en augmentant de 20% les incertitudes des observations aux différentes longueurs d’ondes. Les paramètres de température et indice spectral moyen que l’on déduit sont $T_{\text{dust}} = 50 \pm 3$ K et $\beta = 1.6 \pm 0.1$. Ces résultats sont légèrement différents de ceux présentés par Priddey & McMahon (2001), mais toujours dans la limite de 1σ . Cependant, contrairement à Priddey & McMahon (2001) nous avons utilisé des données à grande longueur d’onde (≥ 1 mm) qui influent de façon importante sur la détermination de l’indice spectral des poussières et favorisent une température plus élevée et un indice spectral plus petit que ceux trouvés par Priddey & McMahon (2001).

Cette description empirique moyenne de la distribution spectrale d’énergie des quasars à grand décalage spectral peut alors être utilisée pour décrire l’émission infrarouge lointain de ces objets lorsque l’échantillonnage de leur SED ne permet pas une estimation simultanée de T_{dust} et β . De plus l’indice spectral effectif moyen de $\beta = 1.6 \pm 0.1$, déduit avec cette méthode, exclut la valeur de $\beta = 2$ attendue dans le cas de grains de silicates et/ou graphite. Cela peut être expliqué partiellement par une distribution en température des grains de poussières qui a pour effet de diminuer la valeur de β . Par exemple, on peut aussi bien décrire l’émission infrarouge lointain par la somme de deux corps noirs modifiés avec T_{warm} et T_{cold} et un indice spectral de $\beta = 2$ qu’avec un corps noir modifié à T_{warm} et un indice spectral $\beta < 2$. La description à deux composantes montre également qu’une grande partie de la masse des poussières peut être *cachée* dans une composante de poussière froide, $T_{\text{cold}} < 20$ K, pour laquelle l’ajustement à une composante est insensible. Cependant, dans le cas des quasars à grand décalage spectral, l’absence de données à grande longueur d’onde ne permet pas de contraindre significativement cette composante de poussière froide. Des données supplémentaires à 2 et 3 mm sont indispensables pour pouvoir tester ces hypothèses.

2.2.2 Indice spectral infrarouge-radio

Une corrélation très marquée entre la luminosité monochromatique à 1.4 GHz, $L_{1.4\text{GHz}}$ et la luminosité infrarouge lointain, L_{FIR} est présente pour les galaxies à flambées d’étoiles locales, avec seulement un facteur $\approx 2 - 3$ de dispersion autour de la relation sur plus de quatre ordres de grandeur (Condon 1992; Yun et al. 2001, voir chap. 1). Cette relation est généralement expliquée comme étant un lien entre l’activité de formation stellaire, tracée d’une part par

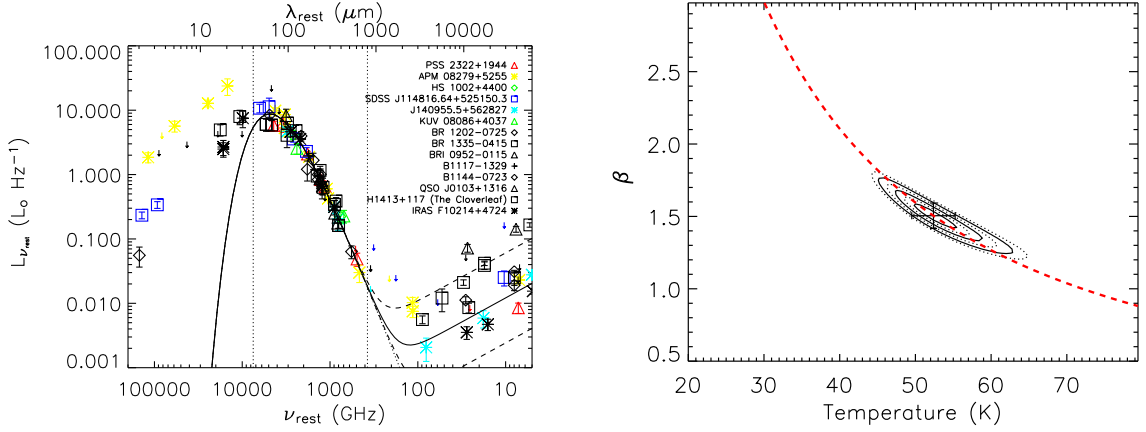


FIG. 2.3 – *Gauche* : Distribution spectrale d'énergie combinée des quasars à grand décalage spectral pour les 6 quasars observés à $350 \mu\text{m}$ de ce chapitre et les sources discutées dans Benford et al. (1999) et Priddey & McMahon (2001). La ligne continue présente le meilleur ajustement sur les données comprises entre les deux lignes pointillées verticales. L'émission radio a été extrapolé à partir de la luminosité infrarouge lointain en suivant la corrélation infrarouge radio (et sa dispersion - tiret pointillée) vu dans les ULIRGs locaux (voir texte). *Droite* : Contours iso- χ^2 dans le plan $\beta - T_{\text{dust}}$ correspondants au meilleur ajustement présenté à gauche. Les contours présentent les incertitudes à 1,2,et 3σ .

l'émission infrarouge provenant des poussières chauffées par les étoiles jeunes, et d'autre part par l'émission radio synchrotron due aux supernovae.

La relation infrarouge lointain/radio peut être paramétrée par

$$q = \log \left(\frac{L_{\text{FIR}}}{3.75 \times 10^{12} \text{ W}} \right) - \log \left(\frac{L_{1.4\text{GHz}}}{\text{W Hz}^{-1}} \right) \quad (2.1)$$

où $L_{1.4\text{GHz}}$ est la luminosité monochromatique à 1.4 GHz, et L_{FIR} est la luminosité infrarouge lointain (adapté de Helou et al. 1985; Condon 1992, voir chap. 1). La luminosité infrarouge lointain est souvent calculée à partir des densités de flux ou luminosités monochromatiques à 60 et $100 \mu\text{m}$ à l'aide d'une formule linéaire qui suppose une température des poussières de 30 K, pour un indice spectral de 1.5. Cette définition n'est pas applicable aux quasars à grand décalage spectral, car leur température de poussière est plus élevée, typiquement 40–60 K. Nous avons donc utilisé l'intégrale en fréquence sur le corps noir modifié, ajusté sur l'intervalle 40–800 μm des SEDs des quasars à grand décalage spectral, comme définition de la luminosité infrarouge lointain. Pour chaque quasar, la luminosité monochromatique à 1.4 GHz a été calculée à partir des données existantes en ajustant une loi de puissance, $\propto \nu^{\alpha_0}$ (voir chap 1) sur la partie radio des SEDs, en fixant $\alpha_0 = -0.75$ (Condon 1992) lorsque cela était nécessaire.

La figure 2.4 présente la luminosité monochromatique à 1.4 GHz en fonction de la luminosité infrarouge lointain des quasars à grand décalage spectral étudiés dans ce chapitre, à l'exception de HS 1002+4400 pour lequel aucune donnée radio n'est disponible. Pour comparaison, les sources du IRAS 2 JY SAMPLE (Yun et al. 2001) sont représentées. Pour cet échantillon, les luminosités infrarouge lointain et monochromatiques à 1.4 GHz ont été recalculées à partir des flux IRAS à 60 et $100 \mu\text{m}$ et des densités de flux radio à 1.4 GHz du VLA en suivant la même prescription que pour les quasars à grand décalage spectral. La plupart des quasars suivent la corrélation infrarouge-radio avec un q médian de 1.8 ± 0.4 comparé à la valeur moyenne de 2.4 ± 0.3 obtenue pour les sources du IRAS 2JY SAMPLE. Cet accord se renforce lorsque l'on

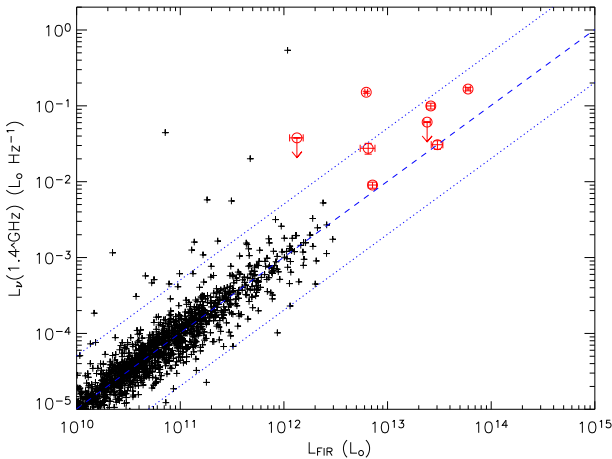


FIG. 2.4 – Luminosité monochromatique à 1.4 GHz en fonction de la luminosité infrarouge lointain pour les quasars à grand décalage spectral et les sources du IRAS 2 JY SAMPLE (croix). La ligne en tirets présente la valeur moyenne de l’IRAS 2 JY SAMPLE avec en pointillés les limites d’excès infrarouge et radio définies par Yun et al. (2001). Les luminosités des quasars à grand décalages spectral ont été corrigées des effets d’amplification quand celui ci est connu.

prend en compte la possible surévaluation de la luminosité infrarouge lointain lorsqu’elle est évaluée à partir d’un modèle à une composante plutôt que deux. En suivant la définition de Yun et al. (2001), deux sources sont en excès radio, BRI 0952-0115 qui a une luminosité radio compatible avec une galaxie radio peu lumineuse, et *H1413+117* (*The Cloverleaf*), un quasar radio fort, qui a l’excès radio le plus important de l’échantillon. Le fait que les quasars à grand décalage spectral suivent la corrélation infrarouge-radio est une indication d’une activité de formation stellaire dans leurs galaxies hôtes (voir chap 1). Cette hypothèse est soutenue par la détection d’importants réservoirs de gaz moléculaire dans la plupart de ces sources, nécessaires pour soutenir une formation stellaire importante.

2.3 Conclusions

Nous avons présenté des observations à $350 \mu\text{m}$ de 6 quasars optiquement lumineux et radio faibles effectuées avec la matrice SHARC II au CSO. Les 6 quasars sont détectés avec des niveaux $> 3\sigma$, avec notamment J1148+5251, le quasar le plus lointain connu, à $z = 6.42$, sa densité de flux à $350 \mu\text{m}$ est de $S_{350\mu\text{m}} = 23 \pm 7 \text{ mJy}$ la plus faible détectée à ce jour à $350 \mu\text{m}$. Ces observations ont permis d’effectuer des ajustements de l’émission infrarouge lointain dans ces quasars à grand décalage spectral, avec des températures typiques entre $T_{\text{dust}} = 40$ et 60 K . Sur certains objets, on peut montrer que la détermination de la température des poussières dominant l’émission dans l’infrarouge lointain est peu influencée par la présence d’une composante de poussière chaude probablement chauffée par l’AGN lui-même. Les mesures à des longueurs d’ondes submillimétriques sont sensibles au pic d’émission de la composante de poussières dominant l’infrarouge lointain dans les quasars à grand décalage spectral, et sont donc fondamentales pour contraindre leur température. Au contraire, les observations à grandes longueurs d’onde, de 1 à 4 mm, permettent de contraindre l’indice spectral des poussières dans les quasars à grand décalage spectral et de tester la présence d’éventuelles composantes de poussières froides, dans lesquelles de grandes masses peuvent être masquées.

En faisant l’hypothèse d’une émission thermique isotherme, les données actuelles permettent de contraindre la température et l’indice spectral des poussières avec une incertitude de 12%, dans le cas de PSS 2322+1944 ou APM 08279+5255, les deux sources de notre échantillon pour lesquelles une estimation simultanée des deux paramètres est possible. Une telle incertitude permet de déterminer une luminosité infrarouge lointain avec une incertitude de 20% lorsque les incertitudes sur la température et l’indice spectral sont prises en compte et que l’ajustement est

fait pour minimiser les incertitudes sur la luminosité infrarouge lointain.

Cependant, les incertitudes sur la température et l'indice spectral des poussières peuvent avoir des conséquences importantes sur la dérivation de la luminosité infrarouge lointain lorsqu'elle est calculée à partir de la formule 1.5. En effet, si on considère la température comme seul paramètre, $L_{\text{FIR}} \propto T^{4+\beta}$ et

$$\frac{\sigma_{L_{\text{FIR}}}}{L_{\text{FIR}}} = (4 + \beta) \frac{\sigma_T}{T}.$$

Avec un indice spectral $\beta = 1.5$, il faudrait une mesure de la température à mieux que 2% pour obtenir une incertitude sur la luminosité infrarouge lointain à 10%, sans prendre en compte les incertitudes sur β . Il est donc nécessaire d'utiliser des techniques d'ajustement qui permettent de dériver directement l'incertitude de la luminosité infrarouge lointain en fonction des incertitudes sur β et T_{dust} , et effectuer des ajustements sur $(L_{\text{FIR}}, \beta, T_{\text{dust}})$. Cependant, pour la plupart des sources à grand décalage spectral, le nombre de mesures de l'émission continuum ne permet pas de déterminer simultanément l'indice spectral et la température des poussières. C'est pourquoi, dans la plupart des cas l'indice spectral des poussières est fixé lors du calcul des incertitudes sur la température et la luminosité infrarouge lointain. Ainsi, seules les incertitudes sur la température et sur les densités de flux mesurées sont prises en compte lors de l'estimation des incertitudes sur la luminosité infrarouge lointain. L'utilisation d'instruments plus sensibles, avec une calibration absolue bien connue, et une couverture spectrale plus large, tel qu'HERSCHEL ou ALMA, permettra de mieux contraindre la température et l'indice spectral des poussières, notamment avec des observations à plus grande longueurs d'onde, et ainsi de connaître plus précisément la luminosité infrarouge lointain dans ces objets.

Même si la description de l'émission infrarouge lointain des galaxies hôtes des quasars à grand décalage spectral ne reste qu'effective, elle permet néanmoins une détermination de la luminosité infrarouge lointain indépendamment du modèle utilisé. L'estimation de la masse de poussière présente dans ces quasars à grand décalage spectral est plus délicate. Certainement liée à la luminosité infrarouge lointain, l'incertitude sur la masse de poussière profitera également des plus grandes sensibilités et des meilleures calibrations absolues des instruments à venir. Cependant, le coefficient d'absorption des poussières dans les quasars à grand décalage spectral reste inconnu. Il est contraint dans les galaxies spirales proches qu'à un facteur 4 près (Alton et al. 2004). Il est possible que ce facteur devienne limitant, empêchant toute détermination précise de la masse de poussière dans les quasars à grand décalage spectral. Enfin, des observations à grandes longueurs d'onde permettront de fixer des contraintes sur la présence d'une composante de poussière froide dont la masse pourrait dominer celle des composantes plus chaudes, autorisant ainsi une estimation de la masse totale de poussière présente dans ces objets. Mais celle ci restera soumise à l'incertitude sur l'émissivité. Cette détermination directe de la luminosité dans l'infrarouge lointain permet de vérifier dans quelle mesure la corrélation générale observée dans les galaxies à flambées stellaires entre les luminosités infrarouge lointain et radio s'applique également aux quasars à grand z .

350 Micron Dust Emission from High Redshift Quasars

Alexandre Beelen & Pierre Cox

Institut d'Astrophysique Spatiale, Bât. 121, Université de Paris XI, F-91405 Orsay, France

alexandre.beelen@ias.u-psud.fr

and

Dominic J. Benford

NASA / Goddard Space Flight Center, Code 685, Greenbelt, MD 20771

dominic.benford@gsfc.nasa.gov

and

Daren Dowell & Attila Kovacs

Caltech Institute of Technology, MS 320-47, Pasadena, CA 91125

cdd@submm.caltech.edu, attila@submm.caltech.edu

and

Frank Bertoldi

Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Auf dem Hügel 69, D-53121 Bonn, Germany

bertoldi@mpifr-bonn.mpg.de

and

Alain Omont

Institut d'Astrophysique de Paris, CNRS, 98bis boulevard Arago, F-75014 Paris, France

omont@iap.fr

and

Chris L. Carilli

National Radio Astronomy Observatory, P.O. Box, Socorro, NM 87801, USA

ccarilli@aoc.nrao.edu

ABSTRACT

We report observations of a sample of six high redshift ($1.7 \leq z \leq 6.4$), optically luminous, radio-quiet quasars at $350 \mu\text{m}$ using the SHARC II bolometer camera at the Caltech Submillimeter Observatory (CSO). The six quasars were detected at $> 4\sigma$ including the $z = 6.43$ quasar J 1148+5251, doubling the number of high- z sources for which such measurements are available. By combining the $350 \mu\text{m}$ with photometry at other submillimeter/millimeter wavelengths, we derive for each source the temperature of the warm dust and the far-infrared luminosity which are in the range $30 - 55 \text{ K}$ and 0.3 to $3.3 \times 10^{13} L_{\odot}$. By examining the mean spectral energy distribution (SED) obtained by co-adding the data of all the high- z quasars with at least three photometric measurements in their far-infrared rest-frame, we derive the best-fitting χ^2 values for the dust temperature ($T_{\text{dust}} = 50 \pm 3 \text{ K}$) and the power-law emissivity index ($\beta = 1.6 \pm 0.1$), simultaneously. It is shown that this warm dust component is a good tracer of the starburst activity of the quasar's host galaxy. Comparison of the far-infrared and radio luminosities indicates that, with the exception of 2 sources which are radio-loud AGN, the high- z quasars follow the radio/far-IR linear relation for star-forming galaxies.

Subject headings: infrared: QSOs, galaxies — galaxies: starburst, evolution, active quasars: individual (KUV 08086+4037, APM 08279+5255, HS 1002+4400, SDSS J1148+5251, J1409+5628, PSS 2322+1944)
— infrared: ISM: continuum

1. Introduction

At high redshifts, a large fraction of the star formation occurs in very luminous ($> 10^{12} L_{\odot}$) galaxies which are obscured by dust. Most of the radiation of the newly formed stars in these systems is absorbed by the dust and re-emitted at infrared wavelengths. In the rest-frame, the spectral energy distribution (SED) of dusty galaxies typically peaks at 60-80 μm and can be approximated with a modified black-body spectrum with dust temperatures in between 40 and 80 K. In host galaxies of quasi-stellar objects (QSOs), some dust can be directly heated by the central Active Galactic Nucleus (AGN) to temperatures in excess of 100 K and dominate the near- to mid-infrared part of the SED. For sources at high redshifts ($z > 1$), the peak emission and the far-infrared (far-IR) part of the SED are shifted at submillimetre (submm) and millimetre wavelengths. The submm and millimetre atmospheric windows are therefore key to find active star-forming systems at high redshifts and to study the star formation history in the early universe.

To derive properties such as the dust temperature, T_{dust} , and the dust emissivity index (β) in dusty galaxies, photometric measurements points at different frequencies of their SED are required, ideally around the peak and the Rayleigh-Jeans part. A precise determination of T_{dust} and β is crucial when estimating for instance the far-infrared (far-IR) luminosity, which is proportional to $T_{\text{dust}}^{4+\beta}$, and thereby to estimate the star formation rates. A good knowledge of the SED around the peak emission is also important to estimate redshifts when spectroscopic redshifts are not available, although it is now realised that photometric redshifts are not sufficiently accurate - see, e.g., discussion by Blain, Barnard, & Chapman (2003). However, sampling the SED of high-redshift infrared luminous galaxies at the different millimetre and submm atmospheric windows (usually 3000, 1200, 850, 450 and 350 μm) is difficult and has only been achieved for a few high- z sources (Benford et al. 1999; Priddey & McMahon 2001; Blain, Barnard, & Chapman 2003, and references therein).

In this paper we present measurements at 350 μm towards a sample of 6 high-redshift quasars with redshifts $1.8 \lesssim z \lesssim 6.4$, doubling the number

of high- z sources for which such measurements are available. These optically luminous, radio-quiet quasars were selected from 1.2 mm millimetre continuum surveys done with the Max-Planck Millimeter Bolometer (*MAMBO*) by Omont et al. (2001, 2003) and Bertoldi et al. (2003a) - see Table 1. A wavelength of 350 μm roughly corresponds to the peak flux density of highly redshifted ($z \simeq 3$) dust emission of objects with dust temperatures of 40 to 60 K. Combining with measurements at longer wavelengths, the 350 μm flux density strongly constrains the dust temperature and spectral index and hence the far-infrared luminosity of the sources. In this paper, we adopt the concordance Λ -cosmology with $H_0 = 71 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_{\Lambda} = 0.73$ and $\Omega_m = 0.27$ (Spergel et al. 2003).

2. Observations

The measurements were made in January 5 and 6, 2004 with the 10.4 m Leighton telescope of the CSO on the summit of Mauna Kea, Hawaii, during excellent weather conditions, with stable 225 GHz atmospheric opacities of 0.04 (corresponding to an opacity of 1.0 at 350 μm). We used the CSO bolometer camera, SHARC II, described by Dowell et al. (2003). It consists of a 12×32 array of doped silicon 'pop-up' bolometers operating at 350 μm . Under good weather conditions, the point-source sensitivity at 350 μm is of $\sim 1 \text{ Jy}/\sqrt{\text{Hz}}$ or better. The pixels of SHARC II cover the focal plane with 90% filling factor and are separated by $0.65 \lambda/D$.

Pointing was checked regularly on strong sources including planets and secondary calibrators and the focus was checked at the beginning of each night. The pointing was found to be stable with a typical accuracy of $\lesssim 1''$. We used the Dish Surface Optimization System (DSOS) which corrects the 10.4-meter primary surface for imperfections and deformations due to gravitational forces as the dish moves in elevation (Leong et al. 2003). The DSOS improves the beam shape and provides an elevation-independent telescope efficiency $\sim 10\%$ better than the passive telescope (which has an aperture efficiency of 33% at 350 μm) at intermediate elevation and 50% better at high elevation. The beam of the CSO at 350 μm is approximated by a circular gaussian with FWHM of $8''.5$. Uranus served as a primary flux calibrator

and the asteroid Pallas and Ceres as secondary calibrators. At the time of the observations, the temperature brightness of Uranus was 64 K and its diameter $3''.4$, corresponding to a $350\ \mu\text{m}$ flux density of 220 Jy. The secondary calibrators Pallas and Ceres have $350\ \mu\text{m}$ flux densities of 8.0 and 48 Jy, respectively. The absolute calibration was found to be accurate to within 20-30%.

SHARC II was also used at $450\ \mu\text{m}$ to observe APM 08279+5255 in January 13, 16 and 18, 2004 under very good weather conditions ($\tau_{225\ \text{GHz}} \sim 0.05$). For these observations, we used as the secondary calibrators Ceres and the AGB star IRC+10216 which had flux densities at $450\ \mu\text{m}$ of 28 and 13 Jy, respectively.

The observations were performed by scanning in azimuth the SHARC II array using Lissajous and box-scan patterns with amplitudes of $15''.0 \times 14''.14$ and $25''.0 \times 35''.22$, respectively, in order to reduce systematic errors. The sources were also observed at different elevation before and after transit. The final maps have typical sizes of $\approx 2 \times 1\ \text{arcmin}^2$. At $350\ \mu\text{m}$, the total integration time per map is in between 150 and 430 minutes, with the exception of APM 08276+5255, which was only observed for 20 minutes. The corresponding r.m.s values, derived by fitting a gaussian to the histogram of the pixels in the maps are in the range from 5 to 10 mJy (Table 1).

The data were reduced using the 1.3b2 version of the software package *CRUSH* (Comprehensive Reduction Utility for SHARC II; Kovaks 2004). *CRUSH* is based on a procedure which solves a series of models which try to reproduce the observations iteratively taking into account instrumental effects and using statistical estimators on the data. For the current data, we used the option *deep* which is appropriate for sources with typical flux densities smaller than 100 mJy/beam. To derive the flux densities of the high- z quasars from the $350\ \mu\text{m}$, we fit circular gaussians and the background level, leaving the position, the full width half maximum and the intensities as free parameters. The resulting noise maps were used to derive the statistical uncertainties on the fitted parameters which served to estimate the uncertainty on the flux densities. These uncertainties do not take into account the calibration errors.

3. Results

All six quasars were detected at levels of 4σ and above (see Table 1). The signal-to-noise maps of the $350\ \mu\text{m}$ continuum emission are shown in Fig. 1. In the following, we comment on the individual sources.

KUV 08086+4037 This $z = 1.78$ broad emission line quasar was discovered by Darling & Wegner (1996) and detected at 1.2 mm by Omont et al. (2003). The 1.4 GHz radio continuum emission is compatible with a star-forming galaxy (Petric et al. 2004). We detect KUV 08086+4037 at $350\ \mu\text{m}$ with a flux density of $42 \pm 10\ \text{mJy}$.

APM 08279+5255 This is a strongly lensed $z = 3.91$ broad absorption line quasar with a bolometric luminosity of $\sim 10^{14}\ L_{\odot}$ after correction for magnification by 20 [CHECK] (Downes et al. 1999). It is a strong infrared/submillimeter source which was also detected by IRAS (Irwin et al. 1998). Its mid-infrared spectrum was observed with the *Spitzer Space Telescope*, revealing a strong continuum likely due to the hot dust heated by the AGN (Soifer et al. 2004). The massive reservoir of dust (a few $\sim 10^8\ M_{\odot}$) and warm molecular gas ($3 \times 10^9\ M_{\odot}$), which is associated with this high- z quasar, is distributed in a nuclear disk of radius 100-200 pc around the Active Galactic Nucleus (AGN) and an estimated dynamical mass of $1.5 \times 10^{10}\ M_{\odot}$ (Lewis et al. 2002). With a $350\ \mu\text{m}$ flux density of $389 \pm 43\ \text{mJy}$, APM 8279+5255 is the strongest high- z source yet detected at $350\ \mu\text{m}$. The flux density at $450\ \mu\text{m}$ measured with SHARC II is $342 \pm 26\ \text{mJy}$, a value which is higher than the values of $211 \pm 47\ \text{mJy}$ reported by Lewis et al. (1998) and $285 \pm 11\ \text{mJy}$ by Barvainis & Ivison (2002).

HS 1002+4400 Discovered in the Hamburg survey (Hagen et al. 1999), HS 1002+4400 is a quasar at $z = 2.08$ which displays broad emission lines with no peculiar features. It was detected at 1.3 mm by Omont et al. (2003) and in the 1.4 GHz radio continuum by Petric et al. (2004). The radio and dust continuum ratio flux indicates a starburst activity in the host galaxy of this infrared luminous quasar. HS 1002+4400 is detected at $350\ \mu\text{m}$ with a flux density of $78 \pm 13\ \text{mJy}$.

SDSS J114816.64+5251 At $z = 6.42$, this quasar, hereafter referred to as J1148+5251, is the

most distant quasar known to date at (Fan et al. 2003). An optically very luminous quasar powered by a supermassive black hole, J1148+5251 is also an infrared luminous quasar with an estimated far-infrared luminosity of $1.2 \times 10^{13} L_{\odot}$ (Bertoldi et al. 2003a) and a corresponding rate of star formation of $\approx 3000 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. This high rate could be sustained by the observed massive ($\approx 2 \times 10^{10} M_{\odot}$) reservoir of molecular gas seen in the emission lines of CO (Walter et al. 2003; Bertoldi et al. 2003b). The 1.4 GHz radio continuum emission from J1148+5251 follows the radio-FIR correlation for star-forming galaxies (Carilli et al. 2004). Recently, Charmandaris (2004) reported the detection of J1148+5251 with the *Spitzer Space Telescope* at 16 and 22 μm , revealing a hot dust component likely heated by the AGN. J1148+5251 is detected at 350 μm at a level of $21 \pm 3 \text{ mJy}$. To date, this is the lowest flux density ever reported at 350 μm .

J140955.5+562827 This $z = 2.56$ optically very bright quasar, radio quiet quasar is by far the strongest source in the Omont et al. (2003) 1.2 mm survey of $z \approx 2$ quasars. It has a massive reservoir of warm and dense molecular gas with an estimated mass of $6 \times 10^{10} M_{\odot}$, sufficient to fuel star formation at the rate of several $1000 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ implied by the far-infrared luminosity of $4 \times 10^{13} L_{\odot}$ (Beelen et al. 2004). The radio emission is consistent with the radio-FIR correlation for star forming galaxies (Petric et al. 2004). High resolution VLBA observations resolve out the radio emission implying an intrinsic brightness temperature of $\sim 10^5 \text{ K}$ at 8 GHz, which is typical for nuclear starbursts (Beelen et al. 2004). The 350 μm flux density of $158 \pm 17 \text{ mJy}$ places J1409+5628 among one of the strongest submillimeter high- z sources.

PSS 2322+1944 This optically luminous $z = 4.12$ quasar was studied in detail both in the dust and radio emission and in various emission lines of CO. With an apparent far-infrared luminosity of $3 \times 10^{13} L_{\odot}$, it harbours a massive reservoir of molecular gas which is likely the site of active star formation with an estimated rate of $\approx 1000 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (Omont et al. 2001; Cox et al. 2002; Carilli et al. 2002). The CO line emission is resolved into an Einstein ring which can be modeled as a disk of dense and warm molecular gas surrounding the QSO with a radius of 2 kpc and a dynamical mass of a few $10^{10} M_{\odot}$ (Carilli et

al. 2003). PSS 2322+1944 is clearly detected at 350 μm with a flux density of $65 \pm 11 \text{ mJy}$.

4. Discussion

Considering dust at a single temperature T_{dust} , the emergent intensity is $I_{\nu} = B_{\nu}(T_{\text{dust}})[1 - e^{-\tau_d}]$, where $B_{\nu}(T_{\text{dust}})$ is the Planck function and $\tau_d(\lambda) = \kappa(\lambda) \int \rho ds$ is the dust optical depth, with κ being the mass absorption coefficient and ρ the total mass density. At far-IR wavelengths, defined in this paper as the wavelength range from 40 to 800 μm , $\tau_d \ll 1$, and the emission is optically thin. The far-IR emission of a dusty galaxy can be approximated by the emission of a single temperature dust, so that the flux density at frequency ν_{obs} is

$$S_{\nu_{\text{obs}}} = \frac{(1+z)}{D_L^2} M_{\text{dust}} \kappa(\nu_{\text{rest}}) B_{\nu_{\text{rest}}}(T_{\text{dust}}) \propto \nu_{\text{rest}}^{3+\beta} \frac{1}{\exp(h\nu_{\text{rest}}/kT_{\text{dust}}) - 1}, \quad (1)$$

with the mass absorption coefficient $\kappa(\nu) = \kappa_0(\nu/\nu_0)^{\beta}$. However, dusty galaxies typically show multi-temperature components in their far-IR SEDs. At rest-frame near- and mid-infrared wavelengths, the emission arises from a hot (several 100 K) but not very massive dust component heated by the AGN. The far-IR emission is more likely to arise from starburst regions where most of the energy emerges from dust with temperatures from 30 to 80 K, while most of the dust mass could be hidden in a 10-20 K component.

The dust temperature and emissivity index can be determined simultaneously only if enough photometric data points sample the rest-frame far-IR SED. When describing the SEDs of dusty galaxies with a single temperature modified black body law (3 free parameters), *at least* 4 photometric data points are needed in order to fit the SED with more than one degree of freedom. In most cases, only two photometric data points (S_1 and S_2 at ν_1 and ν_2) are available, so that a degeneracy between the dust temperature and β remains (Priddey & McMahon 2001; Blain, Barnard, & Chapman 2003):

$$\alpha e^{h\nu_1/kT_{\text{dust}}} - e^{h\nu_2/kT_{\text{dust}}} = \alpha - 1, \quad (2)$$

where $\alpha = (\nu_2/\nu_1)^{3+\beta} S_1/S_2$.

4.1. Individuals objects

For the six high- z quasars observed at $350\ \mu\text{m}$, a modified optically thin black body (see Eq. 1) was fit to the data points between the rest-frame wavelengths 40 and $800\ \mu\text{m}$. To take into account the uncertainties in the absolute calibration of the submillimeter and millimeter photometry, we added 20% to the errors of all the flux densities.

For the quasars for which only two photometric data points are available in the rest-frame far-IR, we fixed $\beta = 1.6$ (see below) and we derived T_{dust} using Eq. 2. When more photometric measurements are available, we performed a χ^2 -fit to T_{dust} only. The resulting SED fits are shown in Fig. 2 for four of the quasars for which at least three flux densities measurements at rest-frame far-IR wavelengths are available. Fig. 2 also displays the available radio, near- and mid-IR data points. For completeness, we also show the expected radio continuum emission as derived from the far-IR luminosity based on the Condon relation for star-forming galaxies (Condon 1992) - see § 4.3.

For each source, the far-IR luminosity is derived by integrating over the fitted modified black body. The dust mass (M_{dust}) at T_{dust} is related to far-IR luminosity by $L_{\text{FIR}} = 4\pi M_{\text{dust}} \int \kappa(\nu) B_{\nu}(T_{\text{dust}}) d\nu$, or to the flux density $S_{\nu_{\text{obs}}}$ observed at frequency ν_{obs} by

$$M_{\text{dust}} = \frac{D_L^2}{(1+z)} \frac{S_{\nu_{\text{obs}}}}{\kappa(\nu_{\text{rest}}) B_{\nu_{\text{rest}}}(T_{\text{dust}})}. \quad (3)$$

A major source of uncertainty in estimating the dust mass comes from the mass absorption coefficient κ , related to the dust emissivity, which is poorly constrained by observations or laboratory experiments. In this paper, we adopt a value of $0.4\ \text{cm}^2/\text{g}$ at $1200\ \mu\text{m}$, within the range of values derived in the literature (Alton et al. 2004 and references therein). The temperature, spectral index, luminosity, and dust mass derived under the above assumptions are given for each source in Table 2.

The derived temperatures for the warm dust are in the range 35 to 50 K which is typical for local infrared luminous galaxies where the heating is dominated by young massive stars (Dunne et al. 2000, e.g.,) and comparable to the dust tem-

peratures derived for other high- z sources (Benford et al. 1999). The fits, however, do not take into account the hot dust component dominating at rest-frame mid-infrared wavelengths. For example, for APM 08279+5255, adopting $\beta = 1.8$ a two dust temperature fit of the SED between 10 and $800\ \mu\text{m}$, yields $T_{\text{hot}} = 157 \pm 15\ \text{K}$ and $T_{\text{warm}} = 49 \pm 2\ \text{K}$. The latter value is in close agreement with the temperature derived with a the single dust component analysis. Similar conclusions are reached for the Cloverleaf, where a single component fit yields $T_{\text{dust}} = 38 \pm 3\ \text{K}$ and $\beta = 2.0 \pm 0.2$, whereas a two-component fit with $\beta = 2$ gives $T_{\text{hot}} = 120 \pm 13\ \text{K}$ and $T_{\text{warm}} = 37 \pm 1\ \text{K}$, in good agreement with the analysis by Weiß et al. (2003). Therefore we believe that for high- z quasars the single component fit to the far-IR SED provides a good fit to the warm dust component.

The dust spectral index could be derived only for two sources, APM 08279+5255 and PSS 2322+1944 with values of 1.8 ± 0.2 and 1.6 ± 0.3 , respectively. The assumed value of β for the other sources is based on the mean SED discussed in § 4.2. These values are compatible with the values derived in studies of dusty galaxies where $1.3 \leq \beta \leq 2.0$ (Dunne et al. 2000; Priddey & McMahon 2001; Alton et al. 2004 and references therein). A dust spectral of $\sim 1.6 - 1.8$ is only slightly lower than the value of $\beta = 2$ expected for silicate and graphite (Draine & Lee 1984).

The derived dust masses are a few 10^8 to $10^9\ M_{\odot}$, (Table 2) indicating the presence of huge reservoirs of dust in these high- z quasars. However, these dust masses are uncertain for at least two reasons. First, the mass absorption coefficient κ is poorly constrained within a factor of 4 (Alton et al. 2004). Second, assuming only one dust temperature can underestimate the dust mass by a factor 1.5–3, in the case of a second colder dust component or a distribution of dust temperatures (Dunne et al. 2000; Dunne & Eales 2001).

4.2. Dust temperature and spectral index of the mean far-IR SED of high- z quasars

As shown above, the determination of both β and T_{dust} is possible only for a few objects. Even when enough photometric data points are available for individual sources, the uncertainties on the temperature and the spectral index are large

and the $\beta - T_{\text{dust}}$ degeneracy prevents accurate estimates of the far-IR luminosities.

After considering individual sources, we will examine the properties of the mean SED obtained by co-adding the data of high- z quasars with at least three photometric measurements in their far-IR rest-frame, and derive the best-fitting χ^2 values for T_{dust} and β . The spread in redshift of this sample of 13 quasars ($1.78 < z < 6.4$) enables us to sample the SED over a much larger range in wavelengths than is possible for individual objects. Figure 3 shows the resulting mean SED and the caption lists the individual sources together with the references to the measurements.

A similar approach was used by Priddey & McMahon (2001) on a smaller sample of $z > 4$ quasars where they found as best-fitting values $T_{\text{dust}} = 41 \pm 5$ K and $\beta = 1.95 \pm 0.3$. Instead of using an iterative approach to normalize the SEDs, we left the normalization factor of each SED as a free parameter in the combined fit. With this approach no assumption is made to scale the SEDs of the high- z quasars but each source needs two or more far-IR flux densities to bring at least one degree of freedom to the fit. The best fit parameters, the χ^2 contours and the $\beta - T_{\text{dust}}$ degeneracy are shown in Fig. 4. The best-fitting values are $T_{\text{dust}} = 50 \pm 3$ K and $\beta = 1.6 \pm 0.1$. The modified black body law based on these values is overplotted on the mean SED in Fig. 3. These results are compatible within 1σ with the conclusions by Priddey & McMahon (2001). The present analysis, which are based on a larger sample and a wider wavelength coverage, tends to indicate higher dust temperatures and lower β values than Priddey & McMahon (2001).

This simple isothermal fit provides a useful empirical description of the mean far-IR SED of dusty high- z galaxies, which can be used as a template to derive the far-IR luminosities when only a few photometric measurements are available. However, it can only be used as an effective description of the physical conditions in a starburst since one expects a distribution of dust temperatures tracing the heating sources.

In addition, the derived mean spectral index of $\beta = 1.6 \pm 0.1$ excludes the value of $\beta = 2$ expected for dust grains made of pure silicates and/or graphites (Draine & Lee 1984). This is the value which was adopted in § 4.1 to derive

the properties of sources with only a few photometric measurements. A distribution of dust temperatures or dust grain sizes will lower the effective value of β . For instance, the simple sum of two modified black-bodies with dust temperatures T_{warm} and T_{cold} with $\beta = 2$ provides a fit to the mean far-IR SED which is comparable to the one with one dust temperature. The warm component would dominate the far-IR emission whereas most of the dust mass would reside in the cold component. However, the cold component is not well constrained and additional data at longer wavelengths, in particular observations at 2 or 3 mm, would be useful in this regard.

4.3. Infrared to Radio spectral index

A very tight linear correlation between the radio continuum ($L_{1.4\text{GHz}}$) and the far-IR luminosity (L_{FIR}) is seen for local star-forming galaxies, with only a factor of $\approx 2 - 3$ dispersion around the relationship over more than four orders of magnitude (Condon 1992; Yun, Reddy, & Condon 2001). This relationship is generally understood as being a relation between the star-forming activity, measured through infrared emission from dust heated by young massive stars, and the radio synchrotron emission probing the star formation through the supernovae remnants. This linear relationship can be used for high- z sources to constrain the star formation properties. That this relation holds at higher redshifts has recently been shown by Appleton et al. (2004), who reported evidence that this correlation is valid out to $z = 2$ by matching *Spitzer Space Telescope* 24 and 70 μm sources and VLA radio sources. In the following, we check if the far-IR/radio correlation found for local galaxies also holds for the high- z infrared luminous quasars studied in this paper.

Usually the far-IR/radio relationship is quantified by a parameter

$$q \equiv \log\left(\frac{L_{\text{FIR}}}{3.75 \times 10^{12} \text{ W}}\right) - \log\left(\frac{L_{1.4\text{GHz}}}{\text{W Hz}^{-1}}\right), \quad (4)$$

where $L_{1.4\text{GHz}}$ is the monochromatic rest-frame 1.4 GHz luminosity (Helou, Soifer, & Rowan-Robinson 1985; Condon 1992). L_{FIR} is the far-IR luminosity which is usually computed from the rest-frame 60 and 100 μm monochromatic luminosities (Helou, Soifer, & Rowan-Robinson 1985) and assumes a typical dust temperature of

$\approx 30 K$. However, this definition is not appropriate for ULIRGs which have higher dust temperature, typically in the range 40-60 K. Instead, we used the far-IR luminosity derived from the warm dust component as explained in § 4.1.

The monochromatic rest-frame 1.4 GHz luminosities were derived by fitting a power-law to the rest-frame radio continuum flux densities of the high- z quasars. When only one data point was available, we fixed the radio spectral index to -0.75 (Condon 1992). The resulting q values are listed in Table 2. Figure 5 displays the monochromatic rest-frame 1.4 GHz luminosity as a function of the far-IR luminosity for the 2 Jy galaxy sample of Yun, Reddy, & Condon (2001) (for which we recomputed the far-IR luminosities by fitting for each galaxy a single dust temperature modified black-body adopting $\beta = 1.6$) and the high- z quasars discussed in this paper with the exception of HS 1002+4400 for which no radio data is available.

Most of the high- z quasars follow the far-IR/radio correlation and have a median q value of 1.8 ± 0.4 as compared to the value of 2.3 ± 0.1 derived for the 2 Jy galaxy sample. Two sources have radio emission well in excess of the emission expected from the relation (Fig. 5): BRI 0952 – 0115 which has a radio luminosity compatible with a low-luminosity radio galaxy (Yun et al. 2000) and the Cloverleaf which has the largest radio excess of the sample and is a known radio-loud AGN.

The fact that the high- z quasars follow the far-IR/radio correlation for star-forming galaxies is an indication for starburst activity in the host galaxies of these QSOs. However, this is not definite proof thereof and other evidence is needed to reach a more definite conclusion - see, e.g., Carilli et al. (2001) and Petric et al. (2004). In the case of the quasars studied in this paper, the majority of the sources have large reservoirs of molecular gas providing direct evidence for the fuel needed to sustain the star formation activity.

5. Summary

- Comment on what measurements are critical to determine accurately β and T_{dust} . What is needed is the widest possible leverage, i.e. a wide enough separation in frequency along the RJ art of the modified black-body and

ideally measurements around the emission peak. Therefore emphasize the importance of the continuum point at 3 mm and the high-frequency at 350 μm .

- Try to illustrate the above in a graph by sampling an SED at say the ALMA bands and the Herschel (PACS and SPIRE). Information on $\beta - T_{dust}$; any use for the photometric redshift? worth mentioning?
- How more accurate are the present estimates of L_{FIR} and T_{dust} ? How do the errors in the photometric measurements propagate in the estimate of the infrared luminosity? In other words, how accurate should a measurement be to assess its properties precisely enough - cf calibration accuracy for ALMA.

The CSO is funded by the NSF under contract AST96-15025 [check]. One of us (A.B.) acknowledges financial support from the Programme National de Galaxies. We acknowledge useful discussions with A. Jones and F. Boulanger during the writing of this paper.

REFERENCES

- Alton, P. B., Xilouris, E. M., Misiriotis, A., Dasyra, K. M., & Dumke, M. 2004, A&A, in press
- Appleton, P.N., Fadda, D.T., Marleau, F.R. et al. 2004, ApJSS, in press
- Barvainis, R. & Ivison, R. 2002, ApJ, 571, 712
- Beelen, A., Cox, P., Pety, J. et al. 2004, A&A, in press
- Benford, D.J., Cox, P., Omont, A., Phillips, T.G., & R.G. McMahon 1999, ApJ, 518, L65
- Bertoldi, F., Carilli, C.L., Cox, P. et al. 2003a, A&A406, L55
- Bertoldi, F., Cox, P., Neri, R., et al. 2003, A&A409, L47
- Blain, A.W., Barnard, V.E., & Chapman, S.C. 2003, MNRAS, 338, 773
- Carilli, C.L., Menten, K.M., & Yun, M.S. 1999, ApJ, 521, L25

- Carilli, C. L., et al. 2001, *ApJ*, 555, 625
- Carilli, C.L., Cox, P., Bertoldi, F. et al. 2003, *ApJ*, 575, 145
- Carilli, C.L., Lewis, G.F., Djorgovski, S.G. et al. 2003, *Science*, 300, 773
- Carilli, C.L., Walter, F., Bertoldi, F. et al., 2004, *AJ*, in press.
- Charmandaris, V., Uchida, K.I., Weedman, D. et al. 2004, *ApJSS*, in press
- Condon, J. J. 1992, *ARA&A*, 30, 575
- Cox, P., Omont, A., Djorgovski, S.G. et al. 2002, *A&A*, 387, 406
- Darling, G. W. & Wegner, G. 1996, *AJ*, 111, 865
- Dowell, C. D., Allen, C.A., Babu, R. et al. 2003, *Proc. SPIE*, 4855, 73
- Downes, D., Neri, R., Wiklind, T., Wilner, D. J., & Shaver, P. A. 1999, *ApJ*, 513, L1
- Dunne, L., Eales, S., Edmunds, M., Ivison, R., Alexander, P., & Clements, D. L. 2000, *MNRAS*, 315, 115
- Dunne, L. & Eales, S. A. 2001, *MNRAS*, 327, 697
- Draine, B. T. & Lee, H. M. 1984, *ApJ*, 285, 89
- Fan, X., et al. 2003, *AJ*, 125, 1649
- Hagen, H.-J., Engels, D., & Reimers, D. 1999, *A&AS*, 134, 483
- Helou, G., Soifer, B. T., & Rowan-Robinson, M. 1985, *ApJ*, 298, L7
- Irwin, M. J., Ibata, R. A., Lewis, G. F., & Totten, E. J. 1998, *ApJ*, 505, 529
- Leong, M., Houde, M., Peng, R., Yoshida, H., Chamberlin, R., & Phillips, T.G. 2003, *Proceedings of the AMOS Conference*
- Lewis, G. F., Chapman, S. C., Ibata, R. A., Irwin, M. J., & Totten, E. J. 1998, *ApJ*, 505, L1
- Lewis, G. F., Carilli, C., Papadopoulos, P., & Ivison, R. J. 2002, *MNRAS*, 330, L15
- Omont, A., Cox, P., Bertoldi, F. et al. 2001, *A&A*, 374, 371
- Omont, A., Beelen, A., Bertoldi, F. et al. 2003, *A&A*, 398, 657
- Petric, A., Carilli, C.L., Bertoldi, F. et al. 2004, *AJ*, in press
- Priddey, R.S., & McMahon, R.G. 2001, *MNRAS*, 324, L17
- Robson, I., Priddey, R.S., Isaak, K. & McMahon, R.G. 2004, *MNRAS*, in press
- Spergel, D. N., et al. 2003, *ApJS*, 148, 175
- Soifer, B.T., Charmandaris, V., Brandl, B.R. et al. 2004, *ApJSS*, in press
- Walter, F., Bertoldi, F., Carilli, C.L. et al. 2003, *Nature*, 424, 406
- Weiß, A., Henkel, C., Downes, D., & Walter, F. 2003, *A&A*, 409, L41
- Yun, M. S., Carilli, C. L., Kawabe, R., Tutui, Y., Kohno, K., & Ohta, K. 2000, *ApJ*, 528, 171
- Yun, M. S., Reddy, N. A., & Condon, J. J. 2001, *ApJ*, 554, 803

This 2-column preprint was prepared with the AAS L^AT_EX macros v5.2.

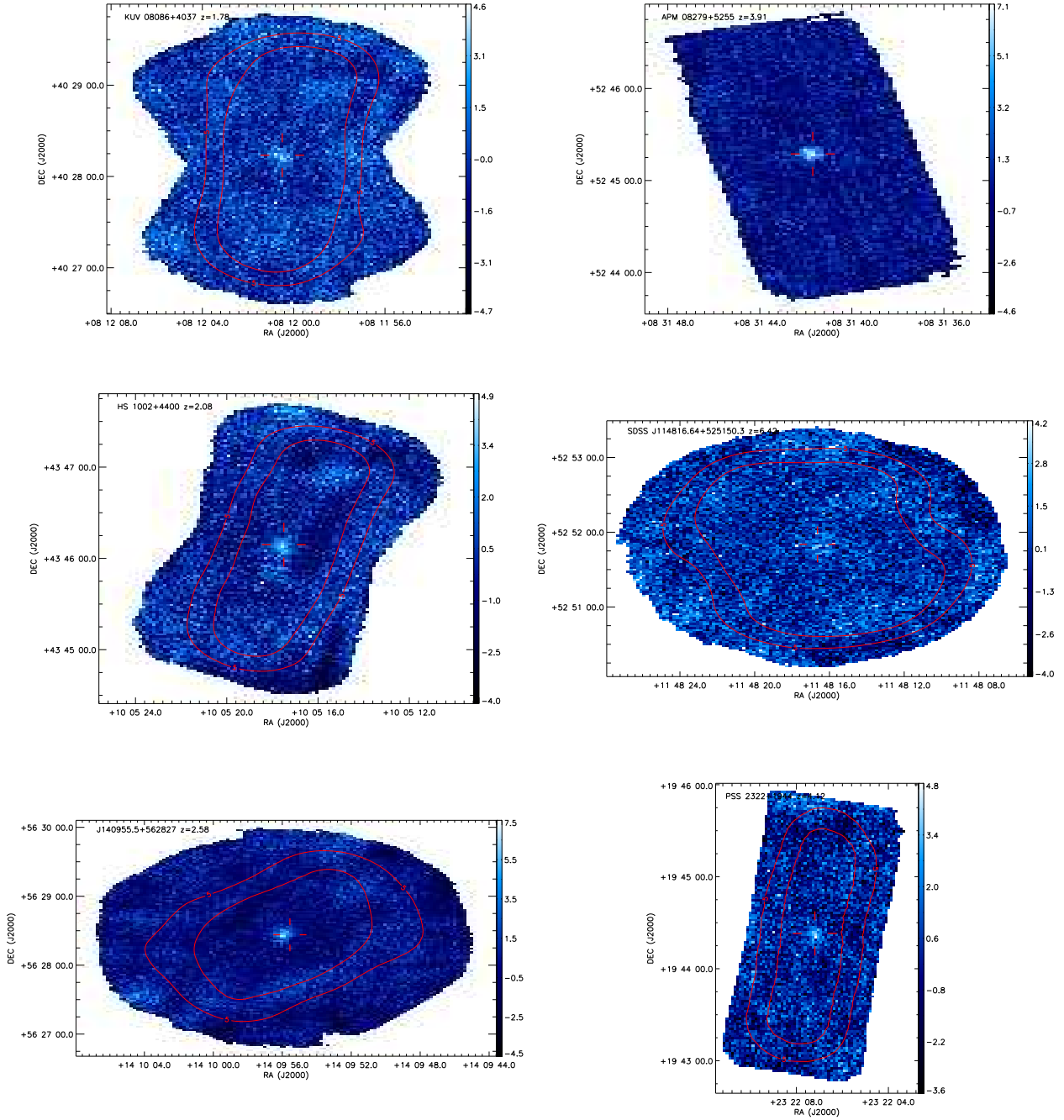


Fig. 1.— Signal-to-noise SHARC II maps at $350\ \mu\text{m}$ of the six optically luminous, radio-quiet high- z quasars studied in this paper. The names and redshifts are given in the upper left corner of each panel. The signal-to-noise values are indicated for each plot along the right vertical axis. The contours show the pixels with integration times of 5 and 10 minutes. The crosses indicate the optical positions of the quasars as listed in Table 1.

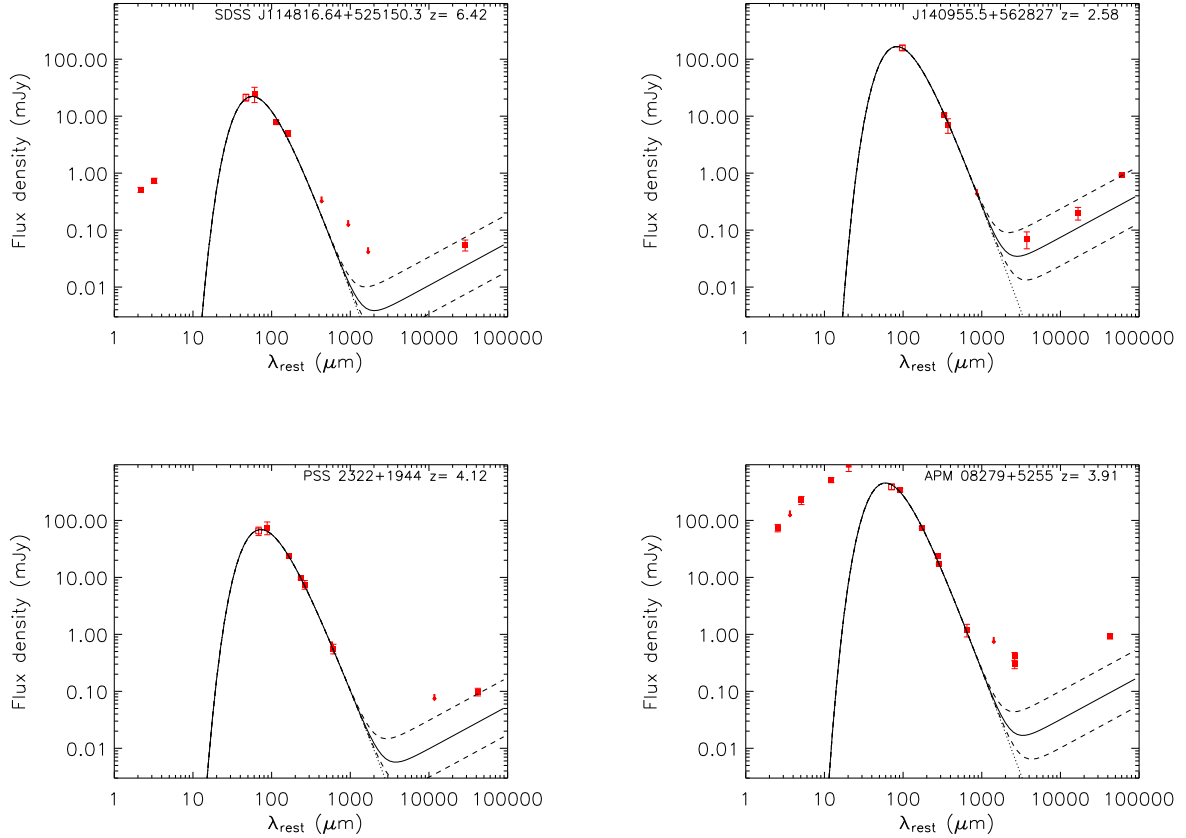


Fig. 2.— Spectral energy distributions (SEDs) of J1148+5251, J1409+5628, APM 08279+5255 and PSS 2322+1944 in the rest-frame of the sources. The SHARC II 350 and 450 μm points are shown as open squares. Other measurements (taken from the literature) are displayed with filled squares with arrows indicating 3σ upper limits. The dotted lines show the best fit to the far-infrared data using a modified black-body fit to the far-infrared data (see text and parameters in Table 2). The solid line shows the far-infrared to radio SEDs where the radio continuum is scaled to the far-infrared luminosities using the Condon relation for star-forming galaxies (see text for details). The dashed lines indicate the radio excesses which are 5 times above and below the value expected from the linear far-IR/radio relation. The references to the photometric measurements other than from SHARCII are: J1148+5251 - Bertoldi et al. (2003a); Carilli et al. (2003, 2004); Robson et al. (2004); Charmandaris (2004); J1409+5628 - Omont et al. (2003); Beelen et al. (2004); Petric et al. (2004); PSS 2322+1944 Cox et al. (2002, and references therein); APM08279+5255 - Irwin et al. (1998); Lewis et al. (1998, 2002); Downes et al. (1999).

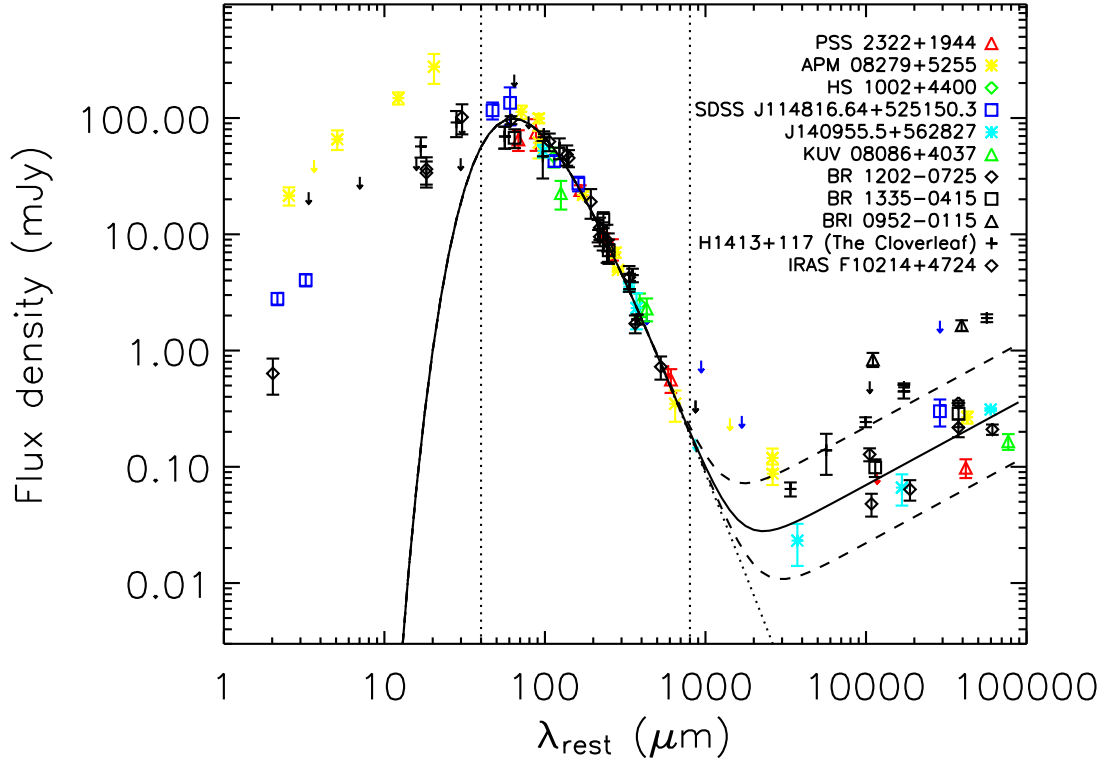


Fig. 3.— Combined SED, in the rest-frame, for all the high- z quasars from this paper and sources discussed in Benford et al. (1999) and (Priddey & McMahon 2001) (see references therein and in Fig. 2). The SEDs have been normalized to the far-infrared luminosity of PSS 2322+1944 (see text). Each quasar is represented with a different symbol identified in the panel. The best fit to the rest-frame far-IR data together with the derived radio continuum are shown using the same definitions as in Fig. 2. The corresponding dust temperature and spectral index are displayed in Fig. 4. The two vertical dot-dashed lines delineate the wavelength domain defined as the far-infrared in this paper.

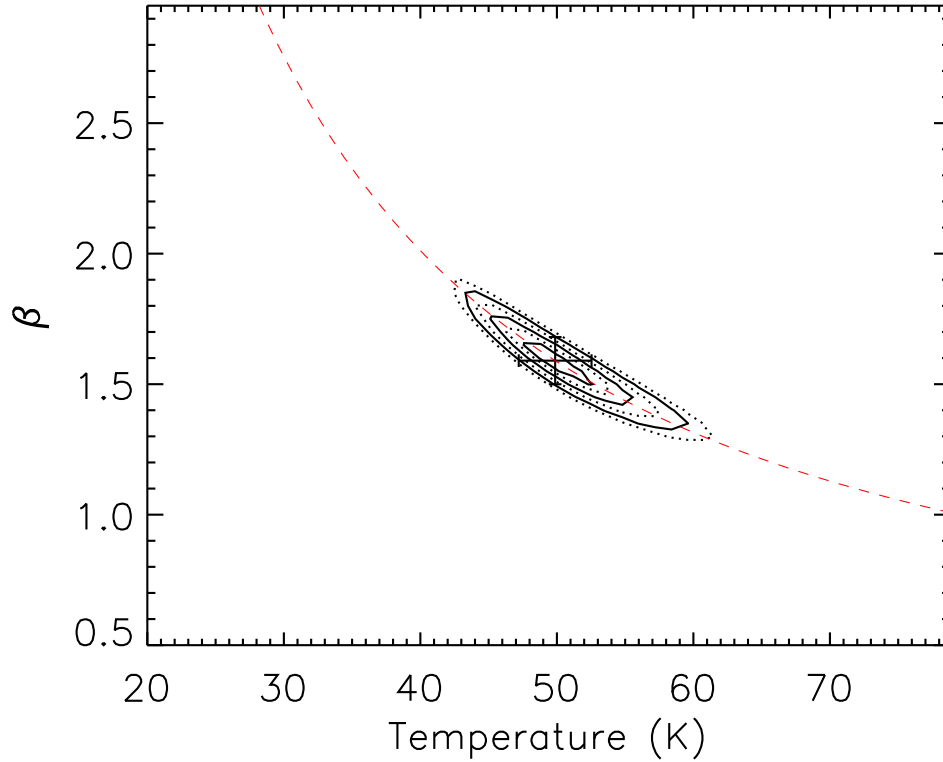


Fig. 4.— Contours of χ^2 in the $\beta - T_{\text{dust}}$ plane for the combined SEDs of the high- z quasars shown in Fig. 3, except J1148+5251 (see text). Contours represent the 1, 2, and 3σ uncertainties. The solid lines show the result when using only one free parameter, and the dotted line when the 2 parameters are free. The cross indicates the result of the best fit shown in Fig. 3 and corresponds to $T_{\text{dust}} = 50 \pm 3$ K and $\beta = 1.6 \pm 0.1$. The dashed line represents the $\beta - T_{\text{dust}}$ degeneracy (see text for details).

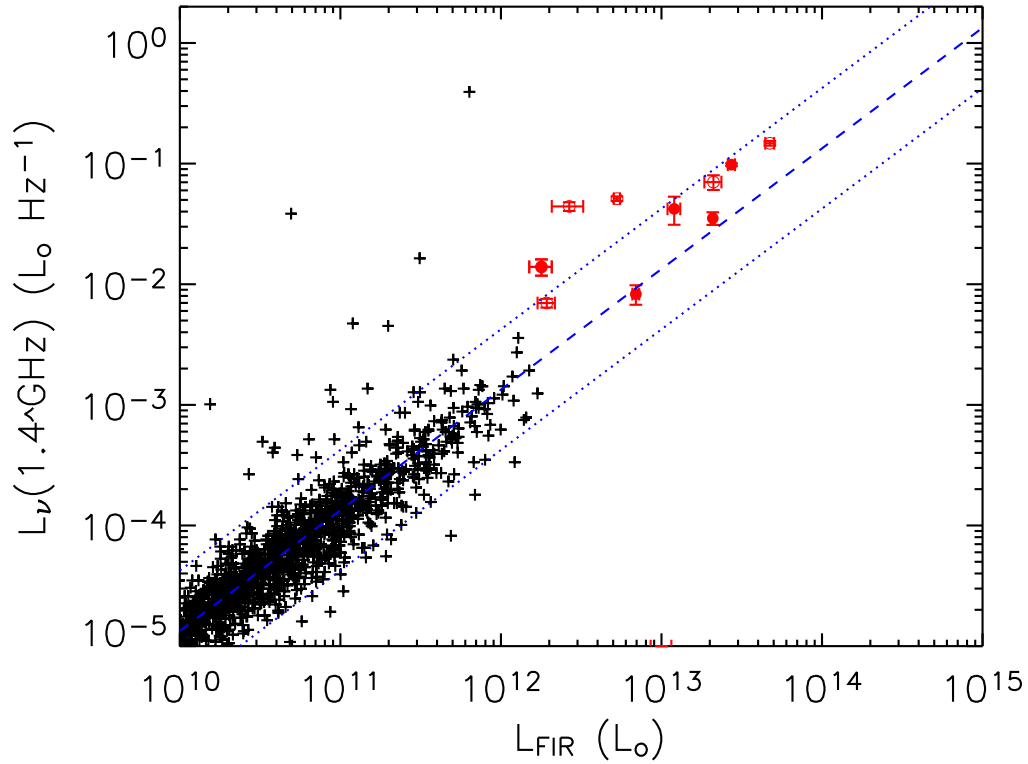


Fig. 5.— Rest-frame 1.4 GHz luminosity as a function of the L_{FIR} as defined by Condon (1992) - see text. The crosses are for the IRAS 2 Jy sample of Yun, Reddy, & Condon (2001) and the stars for the sources discussed in this paper which have radio detection. The dashed line shows the mean value of q while the dotted lines display the infrared and radio excesses which are 5 times above and below the value expected from the linear far-IR/radio relation. When known, the luminosities of the high- z sources have been corrected for lensing.

Table 1: Observational Parameters.

Source	z	M_B	R.A. (J2000.0)	Dec.	$S_{350\ \mu\text{m}}$ (mJy, $\pm 1\ \sigma^\dagger$)	Map r.m.s. (mJy)	Int. time (min)
KUV 08086+4037	1.78	-27.0	08 12 00.41	40 28 15.00	42 ± 10	6	240
APM 08279+5255 [‡]	3.91		08 31 41.70	52 45 17.35	389 ± 43	21	20
HS 1002+4400	2.08	-28.3	10 05 17.45	43 46 09.30	77 ± 13	7	170
J1148+5251	6.42	-28.4	11 48 16.64	52 51 50.30	21 ± 3	5	430
J1409+5628	2.58	-28.4	14 09 55.56	56 28 26.50	157 ± 17	9	220
PSS 2322+1944	4.12	-28.1	23 22 07.25	19 44 22.08	65 ± 11	7	150

[†]The absolute calibration uncertainty of 20% is not included in the quoted values

[‡]For APM 08279+5255, the flux density measured at $450\ \mu\text{m}$ with SHARC II is 342 ± 26 mJy

Table 2: Derived Properties.

Source	T_{dust} (K)	β	amp. factor	L_{FIR} ($10^{13}\ L_\odot$)	Dust Mass ($10^8\ M_\odot$)	q
KUV 08086+4037	26 ± 5	1.6^\ddagger	–	0.3	22.6	1.5 ± 0.1
APM 08279+5255	51 ± 9	1.8 ± 0.2	7	3.1	4.1	2.2 ± 0.1
HS 1002+4400	39 ± 9	1.6^\ddagger	7	1.2	11.0	
J1148+5251	56 ± 3	1.6^\ddagger	–	2.5	1.9	2.0 ± 0.1
J1409+5628	40 ± 3	1.6^\ddagger	–	3.3	22.8	1.87 ± 0.02 ⁺
PSS 2322+1944	43 ± 7	1.6 ± 0.3	3.5	0.9	3.6	2.3 ± 0.1

The far-IR luminosities and dust masses are corrected for amplification when indicated.

[‡]fixed value

⁺derived $\alpha_{\text{radio}} = -1.0 \pm 0.1$

Chapitre 3

Relevé MaMBo à 1.2 mm de quasars lumineux à $z \sim 2$

Sommaire

3.1 Relevés (sub)millimétriques antérieurs de quasars à $z > 4$	69
3.1.1 Relevés MAMBO	69
3.1.2 Relevé SCUBA	70
3.2 Relevé MaMBo de quasars lumineux à $z \sim 2$	71
3.2.1 Observations	71
3.2.2 Résultats	71
3.3 Étude Statistique	71
3.3.1 Luminosité infrarouge lointain	73
3.3.2 Luminosités infrarouge lointain et optique	74
3.4 Conclusions	74

Ce chapitre et les deux suivants sont consacrés à l'étude à 1.2 mm avec la caméra MAMBO à l'IRAM de l'émission de la poussière et donc des flambées de formation stellaire dans des échantillons de quasars optiques à très grand décalage spectral. Ces travaux s'inscrivent dans un programme plus vaste mené par notre groupe avec MAMBO/IRAM et commencé quelques années avant mon arrivée. Un programme similaire a été effectué en parallèle avec SCUBA/JCMT principalement à 850 μm . Le détail des différents relevés partiels est donné synthétiquement dans le tableau 3.1. Ma contribution personnelle principale à ce vaste programme est d'une part d'avoir conduit son extension à des quasars de faible luminosité et d'autre part d'avoir effectué la réduction de donnée et l'analyse statistique d'un relevé MAMBO à 1.2 mm de quasars lumineux à $z \approx 2$ présentées dans ce chapitre. On peut dire qu'ainsi ce programme a été quasiment mené à son terme pour les quasars "optiques" et qu'une conclusion nette a pu être tirée sur la corrélation entre les luminosités bleues et infrarouge lointain. En outre, j'ai assuré une part de plus en plus importante des observations et surtout du traitement des données de l'ensemble du programme. Le chapitre 4 présente in extenso l'étude sur les quasars faiblement lumineux et l'analyse statistique globale des résultats de tous les relevés. Le chapitre 6 donne l'état des observations millimétriques des quasars à très grand z (> 5.5) au fur et à mesure de leurs découverte en optique. Ce chapitre rappelle, quant à lui, les grands traits de l'étude sur les quasars lumineux à $z \sim 2$.

Différents travaux ont amené à la détection de plus de 40 quasars à $z \geq 4$. Ce qui correspond à une époque très précoce puisque l'Univers n'était alors âgé que de 1 milliard d'années soit

TAB. 3.1 – Description des différents relevés (sub)millimétriques de quasars optiquement lumineux à grand décalage spectral antérieurement aux études présentées.

Authors	#	wavelength (μm)	z	M_B	median σ (mJy)
Omont et al. (2001)	65	1200	3.85 – 4.56	-26.0 – -29.5	0.8
Carilli et al. (2001a)	82	1200	3.55 – 5.03	-26.1 – -28.8	0.3
Isaak et al. (2002)	28	850	3.92 – 4.47	-26.3 – -29.5	3.0
Omont et al. (2003)	35	1200	1.75 – 2.85	-27.0 – -29.3	0.9
Petric et al. (2003)	9	1200	5.09 – 6.28	-24.0 – -28.1	1.0
Bertoldi et al. (2003a)	3	1200	6.05 – 6.41	-26.3 – -28.0	0.1
Priddey et al. (2003a)	56	850	1.50 – 2.97	-27.4 – -29.1	2.8
Priddey et al. (2003b)	14	850	4.95 – 6.28	-22.7 – -28.1	1.6
Willott et al. (2003)	30	850	2.00 – 2.54	-26.1 – -27.9	2.5

environ 10% de son âge actuel. Afin d'étudier les quasars à l'époque du maximum d'activité des quasars dans l'histoire de l'Univers, ces études ont donc été étendues à un décalage spectral de $z \sim 2$. Après un bref rappel des principaux résultats de ces relevés antérieurs, ce chapitre présente l'étude faite à 1.2 mm sur un échantillon de quasars optiquement lumineux et radio faible avec des décalages spectraux dans l'intervalle $1.8 < z < 2.8$ et des magnitudes bleues absolues $M_B < -27$. Elle a conduit à une publication en 2003 dans la revue A&A présentée en fin de chapitre (Omont et al. 2003).

3.1 Relevés (sub)millimétriques antérieurs de quasars à $z > 4$

Les premiers grand relevés (sub)millimétriques de quasars optiquement lumineux et à grand décalage spectral ont débuté en 2001 avec les travaux de Omont et al. (2001); Carilli et al. (2001b) et Isaak et al. (2002). Je présente ici très rapidement, les principaux résultats de ces deux relevés à $z \sim 4$, ainsi que ceux du relevé de quasars à $z \approx 2$ de Priddey et al. (2003a).

3.1.1 Relevés MaMBo

L'étude présentée par Omont et al. (2001) fait suite aux relevés pionniers de McMahon et al. (1994); Isaak et al. (1994) et Omont et al. (1996), et étend ces travaux à un échantillon de quasars à grand décalage spectral, en observant 62 sources sélectionnées dans le catalogue de 90 quasars à $z \sim 4$ du DIGITAL PALOMAR SKY SURVEY (DPOSS), maintenu à jour par G. Djorgovski sur <http://astro.caltech.edu/~george/z4.qsos>. L'échantillon a été restreint aux sources les plus brillantes en optique ($M_B \lesssim -27$) avec des décalages spectraux compris entre 3.8 et 4.6. Les observations ont été effectuées à 1.2 mm avec la matrice de bolomètre MAMBO I en février et mars 2000 au 30-m de l'IRAM. Sur l'échantillon observé, 18 sources ont été détectées avec un niveau $\geq 3 \sigma$, dont 12 à $\geq 4 \sigma$, avec notamment PSS 2322+1944, qui, avec un flux de $S_{1.2 \text{ mm}} = 9.6 \pm 1.2$ mJy, est la source millimétrique la plus lumineuse de l'échantillon. Après avoir discuté de la nature du rayonnement observé à 1.2 mm, les auteurs concluent que l'émission observée à 1.2 mm est due à l'émission infrarouge des poussières en se basant sur plusieurs études multi-longueurs d'onde incluant des données submillimétriques et radio sur quelques sources de leur échantillon et des échantillons antérieurs mentionnés plus

haut. En utilisant une température de poussière typique de $T_{\text{dust}} = 50$ K et un indice spectral des poussières de $\beta = 1.5$, ils dérivent des luminosités infrarouge lointain de quelques $10^{13} L_{\odot}$, et en utilisant les techniques présentées précédemment, en déduisent des masses de poussières de quelques $10^8 M_{\odot}$ et des taux de formation stellaire de l'ordre de $1000 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. Enfin, en estimant approximativement le rapport $M_{\text{bul}}/M_{\text{BH}}$ dans les quasars à grand z de leur échantillon, Omont et al. montrent que celui-ci est probablement plus petit que ceux observés localement, ce qui confirmerait l'hypothèse d'une croissance des trous noirs massifs plus rapide que leurs galaxies hôtes.

Les travaux de Carilli et al. (2001b) présentent un relevé de 41 quasars radio faibles et optiquement lumineux à $z > 3.7$ observés à 1.2 mm avec MAMBO et à 43 et 1.4 GHz au VLA. Les sources ont été sélectionnées parmi les premiers catalogues des quasars du SDSS, avec comme propriétés $-26.1 > M_{\text{B}} > -28.8$ et $3.6 < z < 5$. Sur l'échantillon de 41 quasars, 16 sources ont été détectées à 1.2 mm à des niveaux $> 3\sigma$ avec des flux $S_{250\text{GHz}} \geq 1.4$ mJy. Une étude parallèle au VLA a conduit à la détection de 9 sources à 1.4 GHz. Les observations à 43 GHz ont été effectuées sur 4 des sources détectées à 1.2 mm afin de tester l'hypothèse d'émission thermique des poussières détectées dans le domaine millimétrique. A l'exception d'un cas où aucune conclusion ferme n'a pu être donnée, l'ensemble des observations est compatible avec une émission thermique des poussières, hypothèse qui est appliquée à toutes les autres sources. Les auteurs discutent ensuite d'une possible tendance à la baisse du taux de détection avec le décalage spectral, mais la faible statistique de leur échantillon ne leur permet pas de conclure de manière ferme. Aucune corrélation forte entre la luminosité infrarouge, calculée avec une température de poussière $T_{\text{dust}} = 60$ K, et la magnitude bleue absolue M_{B} , n'est présente dans leur échantillon, la distribution des M_{B} de leur sources n'étant pas très étendue. Enfin, Carilli et al. présentent une comparaison entre le rapport infrarouge-radio des quasars à $z > 3.6$ de leur échantillon avec celui d'une galaxie à flambées stellaires typique. Les quasars détectés en radio ont un indice spectral infrarouge-radio légèrement inférieur à celui attendu pour une galaxie à flambées stellaires, à l'exception de deux sources identifiées comme ayant une forte émission radio.

3.1.2 Relevé Scuba

Les travaux présentés par Isaak et al. (2002) se situent dans le prolongement des études menées par Omont et al. (2001) et s'intéressent à la recherche systématique d'activité de formation stellaire importante dans les galaxies hôtes des quasars les plus lumineux à $z \gtrsim 4$. Ainsi, un échantillon de 38 quasars a été observé à $850 \mu\text{m}$ avec la matrice SCUBA au JCMT. L'échantillon observé comprend des sources provenant principalement des relevés APM B/R et B/R/I, et du PSS, ayant un décalage spectral proche de 4 et dont la magnitude bleue absolue $M_{\text{B}} < -27.5$. Enfin, une limite sur les densités de flux radio des sources de cet échantillon a été obtenue à partir du relevé à 1.4 GHz du NRAO VLA SKY SURVEY (NVSS), les sources retenues ne présentant pas d'émission radio forte pouvant contaminer les observations à $850 \mu\text{m}$.

Sur les 38 sources observées, 8 ont été détectées avec $S_{850 \mu\text{m}} \gtrsim 10$ mJy à un niveau $\geq 3\sigma$. Après avoir déduit les propriétés des sources, que ce soit à partir des luminosités optiques ou des flux submillimétriques, les auteurs ont étudié sommairement les possibles corrélations entre les propriétés optiques et submillimétriques de leurs sources en utilisant des tests de type Kolmogorov-Smirnov sur les distributions des magnitudes bleues absolues ou des décalages spectraux des sous-échantillons des sources détectées ou non à $850 \mu\text{m}$. Cependant le faible nombre d'objets étudiés ne permet pas de conclure sur la possible corrélation entre propriétés optiques et infrarouges dans ces quasars à $z \gtrsim 4$.

3.2 Relevé MaMBo de quasars lumineux à $z \sim 2$

L'échantillon a été construit de façon aléatoire à partir du catalogue de Veron-Cetty & Veron (2001) en sélectionnant 60 sources ayant un décalage spectral compris entre 1.8 et 2.8 avec des magnitudes bleues absolues $-29.5 < M_B < -27$, comparables à la distribution des M_B de l'échantillon de quasars à $z \sim 4$ de Omont et al. (2001). Les densités de flux radio des quasars, vérifiées à l'aide du catalogue du VLA FAINT IMAGES OF THE RADIO SKY AT TWENTY CENTIMETERS (FIRST), sont toutes faibles, indiquant que le rayonnement synchrotron n'est pas dominant dans l'infrarouge lointain. Les magnitudes bleues absolues des sources de cet échantillon ont été calculées à partir des magnitudes J et H obtenues par le relevé 2MASS - voir Priddey et al. (2003a) pour une explication détaillée. Les sources ont également été sélectionnées pour avoir une haute déclinaison, au moins plus de 15° , et pour la plupart plus de 35° pour favoriser les observations effectuées avec des opacités atmosphériques les plus faibles possible.

3.2.1 Observations

Sur cet échantillon initial, 35 sources ont été observées durant l'hiver 2000-2001 avec la matrice de 37 bolomètres MAMBO I au télescope de 30-m de l'IRAM. Les observations ont été effectuées en mode *on-off* en prenant le canal central comme canal de référence car c'était le canal le plus sensible de la matrice. Le miroir secondaire oscillait à 2 Hz en azimut avec une amplitude de $50''$. Le pointage était surveillé de façon régulière sur des sources proches de celle de l'échantillon, et était stable à $2''$ près. L'opacité du ciel a également été mesurée régulièrement et, pendant la durée des observations, a varié entre 0.08 et 0.4 à 250 GHz. Le facteur de calibration, 12500 counts/Jy , a été déterminé à l'aide d'observations de Mars et est estimé stable à 20%. La sensibilité de MAMBO I, durant ces observations, était de $\sim 30 \text{ mJys}^{1/2}$. Les données ont été réduites à l'aide du logiciel MOPSI, en utilisant des algorithmes de retrait de bruit corrélé. L'écart type médian des densités de flux de l'échantillon une fois réduite est de $\approx 0.8 \text{ mJy}$.

3.2.2 Résultats

Sur les 35 quasars ainsi observés à 1.2 mm, 9 ont été détectés avec un niveau $> 3\sigma$, et notamment J140955.5+56287, un quasar à $z = 2.56$, avec $S_{1.2\text{mm}} = 10.7 \pm 0.6 \text{ mJy}$, la source la plus brillante de l'échantillon. En utilisant les données du relevé FIRST à 1.4 GHz du VLA, nous avons recherché les contreparties radio des sources de l'échantillon observé. Tandis que deux des sources sont dans des régions non couvertes par ce relevé, aucune des autres sources détectées de l'échantillon ne présente une émission radio de plus de 1 mJy avec un niveau de confiance de plus de 6σ et toutes peuvent donc être considérées comme radio faible. C'est également le cas pour les sources non détectées de l'échantillon, mis à part 2 qui ont des flux radio $\sim 2 \text{ mJy}$ et sont donc faiblement radio fort. Dans ce qui suit, les luminosités infrarouges ont été déduites, pour chacune des sources, en adoptant une température de poussière de $T_{\text{dust}} = 45 \text{ K}$ et un indice spectral $\beta = 1.5$ et en suivant le paradigme présenté au chapitre 1. Les masses de poussières ont été calculées en prenant un coefficient d'absorption des poussières $\kappa(230\mu\text{m}) = 7.5 \text{ cm}^2/\text{g}$. La table 3.2 rapporte les résultats de ces observations.

3.3 Étude Statistique

Avec les tailles des échantillons désormais accessibles, il est possible d'effectuer des études statistiques et rechercher par exemple une possible corrélation entre la luminosité infrarouge

TAB. 3.2 – Quasars optiquement lumineux observés à 1.2 mm.

Source	z	M_B	R.A. (J2000.0)	Dec.	$S_{1.2\text{mm}}$ [mJy]	temps [sec]	1.4 GHz [mJy]
KUV 08086+4037	1.78	-27.0	08 12 00.5	+40 28 14.0	4.3 ± 0.8	1336	–
[VV96] J093750.9+730206	2.52	-28.5	09 37 48.7	+73 01 58.0	3.8 ± 0.9	665	*
HS 1002+4400	2.08	-28.3	10 05 17.5	+43 46 09.0	4.2 ± 0.8	1654	–
HS 1049+4033	2.15	-28.2	10 51 58.6	+40 17 36.0	3.2 ± 0.7	1818	–
[VV96] J110610.8+640008	2.19	-29.3	11 06 10.8	+64 00 08.0	3.9 ± 1.1	2228	*
[VV96] J140955.5+562827	2.56	-28.4	14 09 55.5	+56 28 27.0	10.7 ± 0.6	1832	–
[VV96] J154359.3+535903	2.37	-28.3	15 43 59.3	+53 59 03.0	3.8 ± 1.1	992	–
HS 1611+4719	2.35	-27.7	16 12 39.9	+47 11 58.0	4.6 ± 0.7	3319	–
[VV2000] J164914.9+530316	2.26	-28.2	16 49 14.9	+53 03 16.0	4.6 ± 0.8	1655	0.7 ± 0.1
HS 0749+4259	1.90	-28.9	07 50 54.7	+42 52 19.0	1.3 ± 0.9	1652	–
HS 0800+3031 [†]	2.02	-28.6	08 03 42.1	+30 22 54.0	1.8 ± 1.1	824	–
HS 0808+1218 [†]	2.26	-27.8	08 10 57.0	+12 09 14.0	1.1 ± 0.9	1583	–
HS 0830+1833 [†]	2.27	-28.1	08 32 55.7	+18 23 01.0	1.3 ± 0.9	1414	–
HS 0834+1509 [†]	2.51	-28.1	08 37 12.6	+14 59 17.0	0.6 ± 0.6	2391	–
SBSS 0910+586	1.95	-27.1	09 14 25.8	+58 25 19.0	0.4 ± 0.6	839	*
[VV96] J092230.1+710937	2.43	-27.1	09 22 30.1	+71 09 37.0	1.5 ± 0.8	1666	*
HS 0932+2410	2.30	-27.1	09 35 34.0	+23 57 20.0	1.4 ± 0.6	2074	–
[VV96] J093935.1+361001	2.03	-27.1	09 39 35.1	+36 40 01.0	1.5 ± 1.0	1498	–
[VV96] J095845.5+470324	2.48	-27.7	09 58 45.5	+47 03 24.0	0.7 ± 0.7	1647	–
HS 1110+3813	2.29	-28.1	11 12 51.0	+37 57 15.0	0.0 ± 1.3	833	–
KUV 11467+3725	2.22	-27.8	11 49 20.2	+37 08 29.0	1.0 ± 0.9	1667	–
[VV96] J121010.2+393936	2.40	-27.7	12 10 10.2	+39 39 36.0	0.9 ± 0.8	1492	–
[VV96] J121303.1+171422 [†]	2.54	-28.0	12 13 03.1	+17 14 22.0	-1.9 ± 1.5	656	2.0 ± 0.2
[BCF91] 524	2.85	-28.0	13 04 12.0	+29 53 49.0	0.2 ± 1.0	329	–
[BBE90] 130623+283002	2.21	-27.9	13 09 17.2	+28 14 04.0	-1.6 ± 1.0	1648	–
[VV96] J140148.4+543859	2.37	-27.3	14 01 48.4	+54 38 59.0	0.3 ± 0.9	842	–
SBSS 1417+596	2.31	-27.6	14 19 06.4	+59 23 12.0	-3.1 ± 1.6	831	*
[VV96] J160637.6+173516	2.32	-27.4	16 06 37.6	+17 35 16.0	1.6 ± 0.7	2176	–
HS 1616+3708	2.49	-27.4	16 18 15.5	+37 01 03.0	1.0 ± 0.6	2831	–
[VV86] J162645.7+642654	2.32	-28.8	16 26 45.7	+64 26 54.0	0.7 ± 1.1	3470	*
HS 1707+4602	2.29	-27.6	17 09 04.9	+45 59 08.0	2.1 ± 1.5	2487	–
[VV96] J171635.4+532815	1.94	-28.8	17 16 35.4	+53 28 15.0	1.3 ± 1.1	2469	1.9 ± 0.2
HS 1754+3818 [†]	2.16	-27.9	17 56 39.6	+38 17 52.0	1.1 ± 1.1	3282	*
[VV96] J183825.0+510558	1.98	-29.3	18 37 25.3	+51 05 59.0	-1.0 ± 0.8	2452	*
HS 2134+1531 [†]	2.13	-28.1	21 36 23.7	+15 45 08.0	-2.7 ± 1.4	2494	*

NOTE – Les densités de flux radio à 1.4 GHz sont tiré du relevés VLA FIRST. Le symbole * indique qu'il n'y a pas de données disponibles et – indique une limite supérieure de 1 mJy à 6σ . [†] : quasars observés (et non détectés) à $850 \mu\text{m}$ par Priddey et al. (2003a). Les magnitudes bleues absolues sont données avec une cosmologie EdS pour comparaison avec les échantillons déjà publiés

lointain et la magnitude bleue absolue. En effet, quelque soit la source de chauffage des poussières, on s'attend à ce qu'une corrélation soit présente entre la luminosité infrarouge (L_{FIR}) et la magnitude bleue absolue (M_{B}). En effet, M_{B} étant un estimateur de l'activité du trou noir supermassif, si les poussières sont chauffées par le rayonnement UV provenant de l'AGN alors on s'attendrait à ce que L_{FIR} soit directement corrélée avec M_{B} , plus le trou noir super massif est lumineux, plus les poussières émettent dans l'infrarouge lointain. Au contraire, si les poussières étaient chauffées par l'activité de formation stellaire, on s'attend également à une relation plus lâche entre L_{FIR} et M_{B} , en effet, les quasars les plus lumineux sont au cœur des galaxies hôtes les plus massives, ce qui favorise la formation stellaire et donc la production de flux UV par les étoiles jeunes, source de chauffage des poussières. Dans le cadre de la formation des structures hiérarchiques, ceci peut également être expliqué par les phénomènes d'accrétions majeures qu'ont dû subir ces galaxies très massives, en effet, lors de l'accrétion d'un objet les forces de marée compriment le gaz et favorisent ainsi la formation stellaire ; elles facilitent aussi le transport du gaz vers le centre et donc l'alimentation de l'activité du trou noir.

Les taux de détection typiques des différents relevés à grand décalage spectral est de l'ordre de 20-30%. Les limites supérieures des flux (sub)millimétriques constituent donc une grande partie de l'information disponible. Les estimateurs statistiques classiques ne prennent pas en compte les limites supérieures et ne peuvent donc être appliqués ici que de manière indirecte en comparant les distributions des magnitudes bleues absolues des sous-échantillons des sources détectées et non détectées. Il existe cependant des techniques statistiques, dites *de survie*, qui ont été développées pour étudier des échantillons *censurés*, c'est à dire contenant des limites supérieures et/ou inférieures. Le chapitre 4 décrit plus en détails ces tests statistiques.

3.3.1 Luminosité infrarouge lointain

En calculant les moyennes des densités de flux à 1.2 mm des échantillons Carilli et al. (2001a); Omont et al. (2001) et Omont et al. (2003), on s'aperçoit que l'échantillon Carilli et al. (2001a), observé d'une façon plus sensible, a une moyenne plus petite d'un facteur ~ 2 par rapport aux deux autres (voir tab 3.1). Cet échantillon ayant une distribution de magnitude bleue absolue significativement plus faible que les deux autres, nous avons donc voulu tester la possibilité que cet échantillon ait une distribution en densité de flux à 1.2 mm différente, ce qui aurait été une indication possible d'une relation entre la magnitude bleue absolue et la luminosité infrarouge lointain.

Les tests à une variable, (*univariate methods*), des statistiques de survie permettent de calculer la probabilité p , que deux échantillons dérivent d'une même loi parente. Les résultats de ces tests indiquent que les échantillons de Omont et al. (2001) et Omont et al. (2003) pourraient dériver d'une même distribution parente, alors que celui de Carilli et al. (2001a) semble avoir une distribution parente différente. Ceci pourrait être dû aux distributions de M_{B} différentes des échantillons ou à des effets de sélection, puisque les trois échantillons ont été construits à partir de catalogues différents, n'utilisant pas les mêmes critères de sélection pour les quasars.

En comparant les échantillons Omont et al. (2001) et Omont et al. (2003), qui ont des distributions de M_{B} similaires, on ne mesure pas d'évolution forte de la luminosité infrarouge entre des décalages spectraux de $z = 4$ et $z = 2$, ce qui constitue un intervalle de temps de près de 2 milliard d'années. Ce résultat diffère de ce qu'ont pu établir Archibald et al. (2001) pour les radio-galaxies, cependant ces résultats peuvent être discutés (voir plus loin).

3.3.2 Luminosités infrarouge lointain et optique

Il existe plusieurs méthodes pour mettre en évidence une relation entre la luminosité infrarouge lointain, traceur de l'activité de formation stellaire et la luminosité bleue, traceur de l'activité du noyau actif. Priddey et al. (2003a) ont utilisé le test de Kolmogorov-Smirnov sur les sous-échantillons de sources détectées et non-détectées pour contraindre une relation possible entre les propriétés submillimétriques et optiques de leur échantillon de quasars optiquement lumineux. Cependant, le résultat de ces tests ne permet pas de déterminer si une corrélation est présente dans leur jeu de données. De plus, en étudiant de la même façon les distributions des décalages spectraux de leur échantillon, ils argumentent sur une possible augmentation avec z du taux de détection des quasars à $z \sim 2$. Ils présentent ensuite une comparaison de l'évolution de la densité de flux à $850 \mu\text{m}$ ($S_{850\mu\text{m}}$) moyenne en fonction du décalage spectral, et comparent leurs résultats avec ceux de Archibald et al. (2001), qui, à partir d'un échantillon de radio-galaxies, affirment que la densité de flux à $850 \mu\text{m}$ des radio-galaxies augmente avec le décalage spectral. Il faut cependant noter que la tendance à la hausse de $S_{850\mu\text{m}}$ des radio-galaxies à été déduite en effectuant des moyennes pondérées sur des intervalles de décalages spectraux, hors, l'intervalle à plus grand décalage spectral, déterminant pour estimer la tendance générale de l'évolution, ne comprend que 6 points, dont 2 au dessus du niveau moyen des autres intervalles. L'incertitude des densités de flux étant raisonnablement anti-corrélée avec les densités de flux, la moyenne pondérée est alors biaisée vers les hauts flux, ce qui fausse les conclusions d'Archibald et al. Priddey et al. ne concluent, cependant, pas sur une éventuelle tendance similaire dans leur échantillon.

D'après les tests d'analyse de survie à une variable, effectués sur les distributions de luminosités infrarouge lointain des 3 échantillons étudiés, l'échantillon de Carilli et al. (2001a) semble indiquer une possible relation entre M_B et L_{FIR} . L'application de ces tests à l'ensemble des échantillons étudiés ou à une combinaison des deux échantillons à $z \sim 4$ ne permet pas de conclure de manière ferme sur la présence d'une corrélation entre la luminosité infrarouge lointain et la magnitude bleue absolue. Bien qu'une corrélation soit attendue entre ces deux quantités, il est possible qu'elle soit cachée par un décalage temporel des activités d'accrétion et/ou de formation stellaire. De plus, l'utilisation d'une température moyenne, ou la non correction d'un possible effet d'amplification gravitationnelle de ces sources augmentent probablement la dispersion des échantillons et en compliquent l'étude. La figure 3.1 présente la luminosité infrarouge lointain en fonction de la magnitude bleue absolue pour l'ensemble des trois échantillons observés.

3.4 Conclusions

Dans ce chapitre j'ai résumé une étude de l'émission millimétrique d'un échantillon de quasars sélectionnés à partir de leur propriétés optiques avec des décalages spectraux $1.8 < z < 2.8$, correspondant au pic d'activité des quasars. Les densités de flux observées impliquent des luminosités infrarouge lointain de quelques $10^{13} L_{\odot}$ et des masses de poussières de l'ordre de $10^8 M_{\odot}$. Les propriétés millimétriques de l'échantillon observé sont similaires à celles de l'échantillon à $z \sim 4$ (Omont et al. 2001) présentant une distribution de M_B comparable. Il n'y a donc pas de signe d'évolution importante de la luminosité infrarouge lointain contrairement à ce que rapporte Archibald et al. (2001) dans le cas des radio-galaxies. L'utilisation des échantillons combinés à $z \sim 4$ et $z \sim 2$ ne permet pas de détecter une corrélation entre la luminosité infrarouge lointain et optique, cependant la distribution de M_B de l'échantillon de Carilli et al. (2001a) comparée aux échantillons de Omont et al. (2001, 2003) pourrait indiquer une corrélation faible.

Afin de mieux contraindre les propriétés (sub)millimétriques des quasars à grand décalage

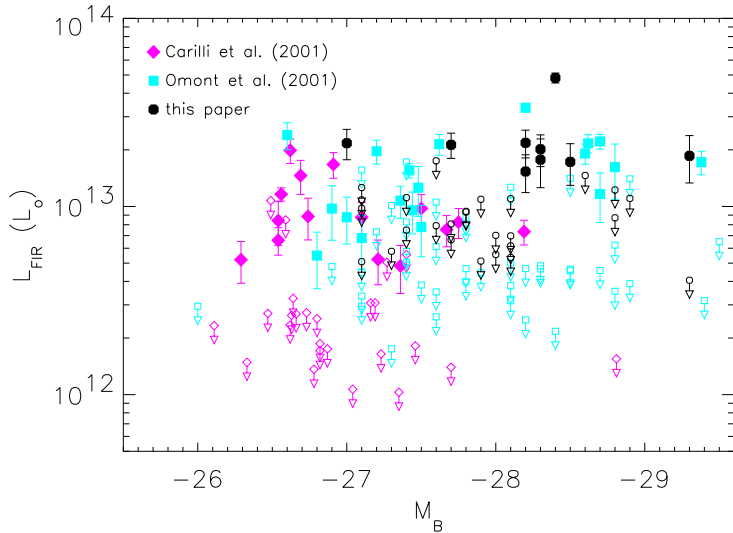


FIG. 3.1 – Luminosité infrarouge lointaine (L_{FIR}) dérivé à partir de la densité de flux mesurée à 1.2 mm par MAMBO en fonction de la magnitude bleue absolue M_B pour les quasars des échantillons de Carilli et al. (2001a); Omont et al. (2001) et Omont et al. (2003).

spectral, et notamment la contribution de la formation stellaire dans leur émission, nous avons besoin de mieux connaître la température des poussières et donc la distribution spectrale d'énergie des quasars étudiés. Des observations à différentes longueurs d'ondes sont donc nécessaires mais ne seront véritablement possibles de façon systématique qu'avec l'arrivée des instruments de nouvelle génération tels que SPITZER, dont l'acquisition de données vient de commencer, et surtout HERSCHEL ou ALMA opérationnels respectivement à partir de 2007 et 2012. Le chapitre 2 présente les résultats d'un relevé effectué à $350 \mu\text{m}$ sur 6 quasars, avec des décalages spectraux compris entre $1.7 < z < 6.4$, qui a permis de contraindre leurs distributions spectrales d'énergie et donc la température de la composante de poussière émettant dans l'infrarouge lointain.

Comme nous l'avons dit, les résultats présentés ici font partie d'une étude plus large qui a débuté avec des quasars optiquement lumineux à $z \sim 4$ (Omont et al. 2001; Carilli et al. 2001a; Isaak et al. 2002), puis a continué avec des quasars optiquement lumineux à $z \sim 2$, au pic d'activité des quasars, avec l'échantillon présenté ici (Omont et al. 2003), et celui de Priddey et al. (2003a). L'étude de la corrélation $L_{\text{FIR}}-M_B$ fait apparaître le besoin d'un échantillon de quasars optiquement moins lumineux qui permettra d'apporter des contraintes plus fortes avec un intervalle de luminosité optique plus important. Le chapitre 4 présente les résultats préliminaires d'une étude portant sur un tel échantillon de quasars à $z \sim 2$ et $z \sim 4$ avec des magnitudes bleues absolues $-24 < M_B < -26$.

A 1.2 mm MAMBO/IRAM–30 m study of dust emission from optically luminous $z \approx 2$ quasars

A. Omont¹, A. Beelen², F. Bertoldi³, P. Cox², C. L. Carilli⁴, R. S. Priddey⁵, R. G. McMahon⁶, and K. G. Isaak⁷

¹ Institut d’Astrophysique de Paris, CNRS, 98bis boulevard Arago, 75014 Paris, France

² Institut d’Astrophysique Spatiale, Université de Paris XI, 91405 Orsay, France

³ Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Auf dem Hügel 69, 53121 Bonn, Germany

⁴ National Radio Astronomy Observatory, PO Box O, Socorro, NM 87801, USA

⁵ Blackett Laboratory, Imperial College of Science, Technology & Medicine, Prince Consort Road, London SW7 2BW, UK

⁶ Institute of Astronomy, Madingley Road, Cambridge CB3 0HA, UK

⁷ Cavendish Laboratory, Madingley Road, Cambridge CB3 0HE, UK

Received 28 June 2002 / Accepted 11 November 2002

Abstract. We report 250 GHz (1.2 mm) observations of redshift $1.8 < z < 2.8$ optically luminous ($M_B < -27.0$), radio quiet quasars using the Max-Planck Millimeter Bolometer (MAMBO) array at the IRAM 30-metre telescope. Nine quasars were detected and for 26 quasars 3σ flux density limits in the range 1.8 to 4 mJy were obtained. Adopting a typical dust temperature of 45 K, the millimeter emission implies far-infrared luminosities of order $10^{13} L_\odot$ and dust masses of $\sim 10^8 M_\odot$. Applying a statistical survival analysis to our total sample of 43 detected and 95 undetected quasars at $z \approx 2$ and $z \geq 4$, we find that there is no apparent difference in the far-infrared (FIR) luminosities, hence the star formation rates, of QSOs at $z \approx 2$ and at $3.6 < z < 5$. This differs from radio galaxies, for which the FIR luminosity was found to increase with redshift (Archibald et al. 2001). We furthermore find that there is no strong correlation between the far-infrared and optical luminosities, confirming previous results obtained on smaller samples.

Key words. galaxies: formation – galaxies: starburst – galaxies: high-redshift – quasars: general – cosmology: observations – submillimeter

1. Introduction

The relation between the growth of the central black hole and the formation of the bulge stars is a key issue for the formation and evolution of galaxies. Probing starburst activity in the host galaxies of high redshift quasars has therefore become a key area of observational cosmology. Since the formation of massive stars often occurs in heavily obscured regions, star formation is best traced through the far-infrared (FIR) dust emission (e.g., Sanders & Mirabel 1996), the peak of which is red-shifted into the (sub)millimeter atmospheric windows for sources at redshifts $z > 1$. Deep (sub)millimeter blank field surveys using SCUBA (e.g., Scott et al. 2002) and MAMBO (Bertoldi et al. 2000a,b) have now detected over one hundred sources. For most of these objects optical obscuration prevents a spectroscopic redshift determination and any detailed study of the relation between star formation and Active Galactic Nuclei (AGN). Therefore, such studies must currently rely on pointed (sub)millimeter observations of radio galaxies and of optically selected quasars.

Observations at 1.2 mm and 0.85 mm using MAMBO and SCUBA, respectively, have lead to the detection of more

than 60 high-redshift quasars (Omont et al. 1996 and references therein for earlier work; Omont et al. 2001; Carilli et al. 2001a; Isaak et al. 2002; present paper; Priddey et al. 2002), radio galaxies (Archibald et al. 2001), and X-ray selected AGN (Barger et al. 2001; Page et al. 2001). Whether most of the dust FIR emission is due to heating by the UV/X radiation of the AGN or by massive stars remains unclear. Only for a few cases there are searches for CO line emission deep enough for achieving detection and providing good evidence that a substantial fraction of the FIR emission must be caused by star formation (Guilloteau et al. 1999; Cox et al. 2002a,b; Carilli et al. 2002).

Up to now most of the studies of the (sub)millimeter emission from high redshift QSOs have focused on sources at redshifts $z \geq 4$, for which 40 detections were reported (Omont et al. 1996; Omont et al. 2001; Carilli et al. 2001a; Isaak et al. 2002, and references therein). In order to study the quasar population at the peak of their space density, which is at a later epoch than that probed in previous studies, we extended the millimeter observations of optically luminous quasars to $z \approx 2$. This paper reports on 1.2 mm continuum observations of a sample of redshift 1.8 to 2.8 QSOs with optical luminosities in excess of $10^{14} L_\odot$ ($M_B < -27.0$).

Send offprint requests to: A. Omont, e-mail: omont@iap.fr

We adopt a Λ -cosmology with $H_0 = 65 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_\Lambda = 0.7$ and $\Omega_m = 0.3$. However, for the definition of the rest-frame absolute B -band magnitudes, M_B , we have used the standard Einstein-de Sitter cosmology with $H_0 = 50 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ and $q_0 = 0.5$, in order to ease the comparisons with standard quasar catalogues and luminosity functions. Throughout this paper, the far-infrared luminosity (L_{FIR}) is defined as the luminosity of a modified black-body with a dust temperature and emissivity index as given in Sect. 3.1.

2. Source selection and observations

Thirty-five optically luminous ($M_B < -27.0$) radio-quiet QSOs at redshifts $1.8 < z < 2.8$ were observed from 60 sources we had selected from the catalogue of Véron-Cetty & Véron (2000). As the result of our random selection among the sources listed by Véron-Cetty & Véron, the observed sources derive from a broad variety of QSO surveys. However, about half of them were originally identified in the Hamburg Quasar Survey (Engels et al. 1998; Hagen et al. 1999, <http://www.hs.uni-hamburg.de>). The observed sources have a distribution in rest-frame absolute B -band magnitudes, M_B , between -27.0 and -29.5 , which is comparable to the M_B distribution of $z \geq 4$ PSS quasars studied by Omont et al. (2001) – see Sect. 3.1. For the present sample at $z \approx 2$, the values of M_B were determined including J and H magnitudes obtained from the 2MASS near-infrared survey – see Priddey et al. (2002). However, the M_B values are more uncertain for the $z \geq 4$ sample because 2MASS data are lacking for most sources. The selected QSOs are at high declination ($>15^\circ$ and mostly $>35^\circ$) to favor observations done at low air mass. The list of the observed sources is given in Tables 1 and 2.

The observations were made during the winter of 2000–2001 using the 37-channel *Max-Planck Millimeter Bolometer* (MAMBO; Kreysa et al. 1998, 1999) array at the 30-meter IRAM telescope on Pico Veleta (Spain). The sources were observed with the array’s central channel, using the standard on-off mode with the telescope secondary chopping in azimuth by $50''$ at a rate of 2 Hz. The target was positioned on the central bolometer of the array, and after 10 s of integration, the telescope was nodded so that the previous *off* beam became the *on* beam. A typical scan lasts for 12 or 16 such 10 s sub-scans. The pointing was checked frequently on nearby continuum sources, and was found to be stable within $\sim 2''$. The sky opacity was measured regularly, with zenith opacities at 1.2 mm varying between 0.08 and 0.4. Gain calibration was performed using observations of Mars. We adopted a calibration factor of 12 500 counts per Jansky, which we estimate to be reliable to within 20%. The point-source sensitivity of MAMBO during the observations was $\sim 30 \text{ mJy s}^{1/2}$.

The data were analyzed using the MOPSI software (Zylka 1998). Correlated sky-noise was subtracted from each channel; it was computed for each channel as a weighted mean of the signals from the eight best-correlating surrounding channels. Skynoise subtraction reduces the noise in the signals by typical factors of 2 to 3. For each quasar, the total on-target plus off-target observing time was always greater than 650 s. The mean rms noise of the coadded signals is $\approx 0.8 \text{ mJy}$. As for

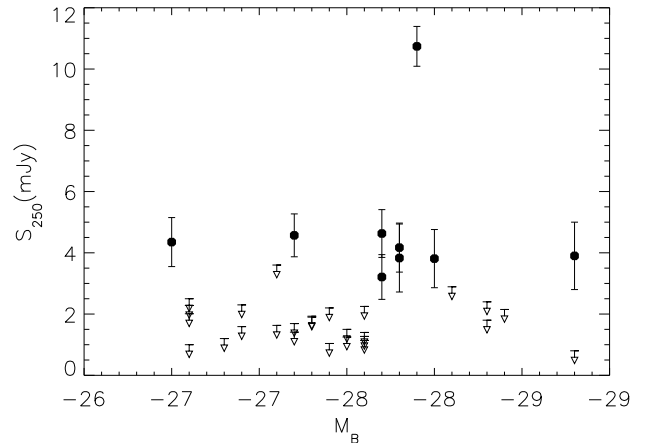


Fig. 1. Observed 1.2 mm flux density versus M_B , the optical absolute magnitude in the rest-frame B band, of the $z \approx 2$ QSOs. The sources detected at 1.2 mm (Table 1) are shown as filled symbols. The open symbols are upper limits for sources not detected at 1.2 mm (Table 2): for sources with negative signal, a 1σ upper limit is plotted; for sources with positive signal, signal + 1σ is plotted as an upper limit.

Omont et al. (2001), we defined a quality factor for the detections (A for good and B for poor) based on the consistency of the flux densities measured on different dates, on the stability of the pointing, on calibration uncertainties and general observing conditions (see Table 1).

3. Results

3.1. General properties

Thirty-five $z \approx 2$ quasars were observed at 1.2 mm. Nine quasars were detected at levels $\geq 3\sigma$, of which seven have signals $\geq 4\sigma$, where $\sigma \approx 0.8 \text{ mJy}$. The 1.2 mm flux densities of these quasars are listed in Table 1. Twenty-six sources were not detected with 3σ flux density upper limits in the range 1.8–4 mJy (Table 2). The weighted mean signal of the non-detections is $0.71 \pm 0.16 \text{ mJy}$.

Figure 1 displays the observed 1.2 mm flux density S_{250} versus M_B , the optical absolute magnitude in the B rest-frame band, which represents the bolometric luminosity, L_{bol} . Leaving aside J1409, which has an exceptionally high 1.2 mm flux density of $10.7 \pm 0.6 \text{ mJy}$, the other eight detected quasars have comparable flux densities of 3–4 mJy. There is no obvious correlation between M_B and S_{250} , a point which will be discussed in Sect. 4.

With a single measurement at 250 GHz (at $z \sim 2.2$, this corresponds to an emitted frequency of $\sim 800 \text{ GHz}$ or a wavelength of $375 \mu\text{m}$), it is not possible to distinguish whether the observed millimeter emission is thermal dust or synchrotron emission. The VLA 1.4 GHz FIRST survey (Becker et al. 1995) provides a first estimate on the radio to millimeter slope. No radio source within $30''$ of six of the $z \approx 2$ detected quasars is found to a 6σ limiting flux density of $\approx 1 \text{ mJy}$. Two mm-detected QSOs are not covered by the FIRST survey, and J1649 coincides with a radio source with a 1.4 GHz flux density

Table 1. Quasars detected at 1.2 mm.

Source	z	M_B	RA (J2000.0)	Dec	Flux Density [mJy], $\pm 1\sigma$	time [s]	Quality	1.4 GHz [mJy], $\pm 1\sigma$
KUV 08086+4037	1.78	-27.0	08 12 00.5	+40 28 14.0	4.3 ± 0.8	1336	A	–
[VV96] J093750.9+730206	2.52	-28.5	09 37 48.7	+73 01 58.0	3.8 ± 0.9	665	B	*
HS 1002+4400	2.08	-28.3	10 05 17.5	+43 46 09.0	4.2 ± 0.8	1654	A	–
HS 1049+4033	2.15	-28.2	10 51 58.6	+40 17 36.0	3.2 ± 0.7	1818	A	–
[VV96] J110610.8+640008	2.19	-29.3	11 06 10.8	+64 00 08.0	3.9 ± 1.1	2228	A	*
[VV96] J140955.5+562827	2.56	-28.4	14 09 55.5	+56 28 27.0	10.7 ± 0.6	1832	A	–
[VV96] J154359.3+535903	2.37	-28.3	15 43 59.3	+53 59 03.0	3.8 ± 1.1	992	B	–
HS 1611+4719	2.35	-27.7	16 12 39.9	+47 11 58.0	4.6 ± 0.7	3319	A	–
[VV2000] J164914.9+530316	2.26	-28.2	16 49 14.9	+53 03 16.0	4.6 ± 0.8	1655	A	0.70 ± 0.09

NOTE – The radio flux densities at 1.4 GHz are extracted from the VLA FIRST survey. The symbol * indicates that there is no data available, and the minus symbol indicates a 6σ upper limit to the flux density of 1 mJy.

Table 2. Quasars with upper limits at 1.2 mm.

Source	z	M_B	RA (J2000.0)	Dec	Flux Density [mJy], $\pm 1\sigma$	time [s]	1.4 GHz [mJy], $\pm 1\sigma$
HS 0749+4259	1.90	-28.9	07 50 54.7	+42 52 19.0	1.3 ± 0.9	1652	–
HS 0800+3031 [†]	2.02	-28.6	08 03 42.1	+30 22 54.0	1.8 ± 1.1	824	–
HS 0808+1218 [†]	2.26	-27.8	08 10 57.0	+12 09 14.0	1.1 ± 0.9	1583	–
HS 0830+1833 [†]	2.27	-28.1	08 32 55.7	+18 23 01.0	1.3 ± 0.9	1414	–
HS 0834+1509 [†]	2.51	-28.1	08 37 12.6	+14 59 17.0	0.6 ± 0.6	2391	–
SBSS 0910+586	1.95	-27.1	09 14 25.8	+58 25 19.0	0.4 ± 0.6	839	*
[VV96] J092230.1+710937	2.43	-27.1	09 22 30.1	+71 09 37.0	1.5 ± 0.8	1666	*
HS 0932+2410	2.30	-27.1	09 35 34.0	+23 57 20.0	1.4 ± 0.6	2074	–
[VV96] J093935.1+361001	2.03	-27.1	09 39 35.1	+36 40 01.0	1.5 ± 1.0	1498	–
[VV96] J095845.5+470324	2.48	-27.7	09 58 45.5	+47 03 24.0	0.7 ± 0.7	1647	–
HS 1110+3813	2.29	-28.1	11 12 51.0	+37 57 15.0	0.0 ± 1.3	833	–
KUV 11467+3725	2.22	-27.8	11 49 20.2	+37 08 29.0	1.0 ± 0.9	1667	–
[VV96] J121010.2+393936	2.40	-27.7	12 10 10.2	+39 39 36.0	0.9 ± 0.8	1492	–
[VV96] J121303.1+171422 [†]	2.54	-28.0	12 13 03.1	+17 14 22.0	-1.9 ± 1.5	656	1.97 ± 0.16
[BCF91] 524	2.85	-28.0	13 04 12.0	+29 53 49.0	0.2 ± 1.0	329	–
[BBE90] 130623+283002	2.21	-27.9	13 09 17.2	+28 14 04.0	-1.6 ± 1.0	1648	–
[VV96] J140148.4+543859	2.37	-27.3	14 01 48.4	+54 38 59.0	0.3 ± 0.9	842	–
SBSS 1417+596	2.31	-27.6	14 19 06.4	+59 23 12.0	-3.1 ± 1.6	831	*
[VV96] J160637.6+173516	2.32	-27.4	16 06 37.6	+17 35 16.0	1.6 ± 0.7	2176	–
HS 1616+3708	2.49	-27.4	16 18 15.5	+37 01 03.0	1.0 ± 0.6	2831	–
[VV86] J162645.7+642654	2.32	-28.8	16 26 45.7	+64 26 54.0	0.7 ± 1.1	3470	*
HS 1707+4602	2.29	-27.6	17 09 04.9	+45 59 08.0	2.1 ± 1.5	2487	–
[VV96] J171635.4+532815	1.94	-28.8	17 16 35.4	+53 28 15.0	1.3 ± 1.1	2469	1.90 ± 0.16
HS 1754+3818 [†]	2.16	-27.9	17 56 39.6	+38 17 52.0	1.1 ± 1.1	3282	*
[VV96] J183825.0+510558	1.98	-29.3	18 37 25.3	+51 05 59.0	-1.0 ± 0.8	2452	*
HS 2134+1531 [†]	2.13	-28.1	21 36 23.7	+15 45 08.0	-2.7 ± 1.4	2494	*

NOTE – The radio flux densities at 1.4 GHz are extracted from the VLA FIRST survey. Symbols as for Table 1.

[†] Quasars observed (and not detected) at 850 μ m by Priddey et al. (2002).

of 0.70 ± 0.09 mJy (Table 1). For the quasars not detected at 1.2 mm (Table 2), two sources have a radio counterpart with 1.4 GHz flux densities of ≈ 2 mJy. In all cases, the 1.4 GHz flux densities are too small to consider the quasars as radio loud. For the detected source J1649, the millimeter-radio spectral index is ≈ 0.37 , well above the extrapolation of a synchrotron spectrum and close to the value expected at $z \approx 2$ for starbursts (e.g., Carilli & Yun 1999). Its case is similar to the QSOs PSS J1048+4407 and PSS J1057+4555 detected at 1.2 mm and 1.4 GHz with comparable flux densities (Omont et al. 2001;

Carilli et al. 2001b). We shall assume in the following that the millimeter flux density of the $z \approx 2$ quasars detected at 1.2 mm is thermal in nature, as supported by their very recent deep VLA 1.4 GHz observations (Petric et al. in preparation).

For consistency with our earlier treatments (Omont et al. 2001), we adopt a dust emissivity index of $\beta = 1.5$, and a dust temperatures of 45 K¹. In the redshift range $2 < z < 3$, the FIR

¹ Adopting different values for the dust temperature and β , e.g., 40 K and 2.0 (Priddey & McMahon 2001), will not change the main conclusions of this paper.

luminosity can then be expressed as a function of the 1.2 mm (250 GHz) flux density, S_{250} , as

$$L_{\text{FIR}} \sim 4.7 \times 10^{12} (S_{250}/\text{mJy}) L_{\odot}. \quad (1)$$

The corresponding proportionality factor for the $z \gtrsim 4$ quasars is 3.5×10^{12} . The derived FIR luminosities for the $z \approx 2$ quasars detected at 1.2 mm are $\approx 10^{13} L_{\odot}$, with corresponding dust masses of a few $10^8 \times (7.5/\kappa_{d230}) M_{\odot}$, where κ_{d230} is the dust absorption coefficient at $230 \mu\text{m}$ in units of $\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$.

Like for the QSOs detected at $z \gtrsim 4$, for the newly detected objects L_{FIR} is about one tenth of the optical luminosity L_{opt} . If a substantial fraction of L_{FIR} arises from young stars, such luminosities imply star formation rates approaching $10^3 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$, comparable to the values derived for $z \gtrsim 4$ quasars (Omont et al. 2001; Carilli et al. 2001a).

3.2. Comments on individual sources

- VV96 J140955.5+562827 (SBS 1408+567)
This quasar has an exceptionally strong 1.2 mm flux density which puts it among the seven known high z sources with $S_{250} \gtrsim 10 \text{ mJy}$. Four of the latter are known to be strongly lensed, while there is presently no indication of a strong amplification for SBS 1408+567. The optical spectrum of SBS 1408+567 shows spectacular detached broad absorption lines (BAL) with double troughs (Korista et al. 1993). Deriving the redshift from the unpublished Keck HIRES spectrum of Barlow & Junkkarinen (1994) – and Junkkarinen (private communication), we recently detected CO in this QSO using the IRAM Plateau de Bure interferometer (Beelen et al. in preparation);
- VV96 J154359.3+535903 (SBS 1542+541)
This source was discovered in the Second Byurakan Survey (Stepanyan et al. 1992) and has many interesting properties: BAL with a very high ionization degree (Telfer et al. 1998), associated absorption system and damped $\text{Ly}\alpha$ (DLA) absorption system, and a strong X-ray absorption (Green et al. 2001);
- VV96 J110610.8+640008 (HS 1103+6416)
It is the brightest optical source of the sample. Its spectrum was analysed by Koehler et al. (1999), using a high resolution HIRES/Keck optical spectrum and a UV HST spectrum. The most striking feature is a strong, complex absorption system at $z = 1.9$;
- KUV 08086+4037
The only reference in SIMBAD is the discovery paper (Darling & Wegner 1996), quoting broad emission lines;
- VV2000 J093748.7+730158
It displays a rich absorption system with a complex DLA at $z = 1.478$ and a Lyman limit system near $z = 2.36$ (Rao & Turnshek 2000);
- HS 1002+4400, HS 1049+4033 and HS 1611+4719
For these three sources, the only references in SIMBAD are the report of their discovery in the Hamburg survey (Hagen et al. 1999). Their low-resolution spectra (available at <http://www.hs.uni-hamburg.de>) display rather broad emission lines without very peculiar features;

– VV2000 J164914.9+530316

There is not a single explicit reference in SIMBAD except the Véron-Cetty & Véron catalogue. As discussed in Sect. 3.1, this QSO is weakly radio loud.

4. Statistical study

In order to compare the results of the 1.2 mm studies of the $z \approx 2$ and $z \gtrsim 4$ quasars and to search for possible correlations between the FIR luminosity (derived from the 1.2 mm flux density) and the optical luminosity (derived from the absolute B -band magnitude M_B), we made a statistical study of the present data set and the $z \gtrsim 4$ QSO surveys by Omont et al. (2001) and Carilli et al. (2001a) which are based on the PSS and SDSS QSO samples, respectively, and are hereafter referred to as the PSS and SDSS samples. The statistical study is based on the survival analysis method which is the most appropriate to handle the *censored data* (upper or lower limits) in astronomical surveys (Feigelson & Nelson 1985; Isobe et al. 1986; Isobe & Feigelson 1986). In these methods the values of the upper (or lower) limits are formally taken into account for the statistical analysis. However, the algorithms assume that the limiting value is precisely measured, while in astronomy the limiting value is rather a specific likelihood upper limit (e.g., Gleser 1992). In this paper, we adopt a 3σ (99%) upper limit for the survival analysis whereas in the figures of this paper the upper limits are shown at the 68% level confidence level (see caption of Fig. 1).

4.1. Properties of the $z \approx 2$ and $z \gtrsim 4$ QSOs

With similar 1.2 mm flux densities, the implied luminosities, dust masses and star formation rates for the $z \approx 2$ quasars are comparable to the values derived for the SDSS and PSS samples. This is due to the fact that at high redshifts for a given FIR spectral energy distribution (SED) and luminosity, the (sub)millimeter flux density is nearly independent of redshift. At comparable sensitivities, there is no obvious difference in the 1.2 mm flux densities of the $z \approx 2$ and $z \gtrsim 4$ quasars (note though that the S_{250} flux densities correspond to rest-frame emission at 400 and $<240 \mu\text{m}$, respectively). This is illustrated in Fig. 2 where the 1.2 mm flux densities of the $z \approx 2$ quasars and of the PSS and SDSS quasars are plotted against redshift.

The statistical properties of the 1.2 mm continuum surveys of the present QSO sample ($1.8 < z < 2.8$) and of the PSS and SDSS samples are compared in Table 3. Of the 35 $z \approx 2$ quasars which were observed, 26% were detected, which is comparable to the detection fraction of 29% of the PSS sample (both surveys have comparable median rms values). The 1.2 mm continuum survey of the SDSS sample has about twice the depth of the $z \approx 2$ and PSS samples, and a detection fraction of 38%.

A parallel study of $z \approx 2$ quasars done at $850 \mu\text{m}$ by Priddey et al. (2002) report a detection fraction of 15% for a median rms error of 2.8 mJy, which is comparable to the rms error of the present study if one adopts a typical ratio of $850 \mu\text{m}$ to 1.2 mm flux densities of 2.5.

Table 3. Statistical properties of the 1.2 mm continuum surveys of the present QSO sample ($1.8 < z < 2.8$) and of the $z \geq 4$ QSO PSS (Omont et al. 2001) and SDSS (Carilli et al. 2001) samples.

Sample		Numb.	Frac. (%)	median rms [mJy]	$\langle S_{250} \rangle$ [mJy]	$\sigma_{S_{250}}$ [mJy]	$\langle L_{\text{FIR}} \rangle$ [$10^{12} L_{\odot}$]	$\langle M_B \rangle$
$z \approx 2$	Detected	9	26	0.80	5.24	0.27	24.8	-28.2
	Undetec.	26	74	0.93	0.71	0.17	3.3	-27.9
	Total	35		0.90	1.97	0.14	9.3	-28.0
PSS	Detected	19	29	0.70	4.52	0.16	15.7	-27.8
	Undetec.	44	71	0.90	0.40	0.13	1.4	-27.9
	Total	63		0.80	2.07	0.10	7.2	-27.9
SDSS	Detected	15	38	0.40	2.35	0.11	8.3	-27.0
	Undetec.	25	62	0.40	0.19	0.08	0.6	-27.0
	Total	40		0.40	0.93	0.06	3.2	-27.0

NOTE – The average flux of the sample is $\langle S_{250} \rangle = \Sigma(w_i S_i) / \Sigma(w_i)$ where the weights are $w = 1/\sigma^2$ and $\sigma_{S_{250}} = [\Sigma(w_i)]^{-0.5}$. Note that, in the cases of the $z \approx 2$ and PSS QSO samples, the average total flux densities and luminosities are biased by the lower rms values of the detections.

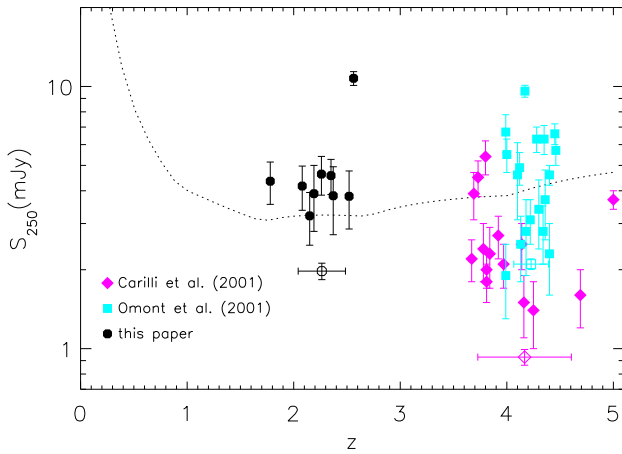


Fig. 2. The redshift dependence of the 1.2 mm flux density (S_{250}) for the $z \approx 2$ quasars detected in this paper and the $z \geq 4$ quasars reported by Omont et al. (2001) and Carilli et al. (2001a). The open symbols correspond to the mean redshift and weighted mean flux density of the respective total samples (detections and non-detections) – see Table 3. The observational data are compared to the flux density expected from a $10^{13} L_{\odot}$ source with a spectral energy distribution similar to that of the starburst galaxy Arp 220.

Figure 3 shows the cumulative M_B distributions of the observed sources for the $z \approx 2$ QSO sample compared to those for the PSS and SDSS samples. It illustrates the difference in M_B range of the SDSS sample, which has a M_B cumulative distribution fainter by about one magnitude compared with that of the PSS and $z \approx 2$ samples (Fig. 3). For the three samples, there is no obvious difference in the cumulative magnitude distributions between the detected sources and the whole sample (not shown in Fig. 3).

4.2. The far-infrared luminosity distributions

The average 1.2 mm flux density, and hence L_{FIR} , is smaller by about a factor two for the SDSS sample compared with the PSS and $z \approx 2$ samples (Table 3 and Fig. 2). To statistically explore the differences in the FIR luminosity distributions

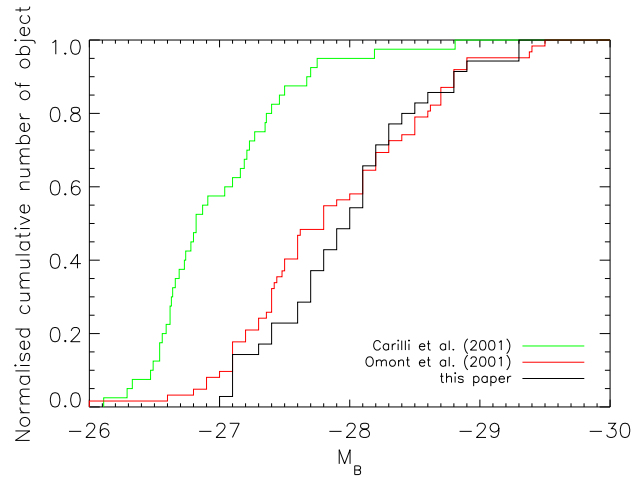


Fig. 3. The cumulative M_B distribution of the $z \approx 2$ QSO sample (this paper) compared to the distribution for the $z \geq 4$ QSO PSS and SDSS samples studied by Omont et al. (2001) and Carilli et al. (2001a), respectively.

between the samples, we applied the univariate methods of the survival analysis (e.g., Isobe et al. 1986). These statistical tests compute the probability, p , that two samples derive from the same parent distribution.

Comparing the PSS and SDSS samples, the tests return probabilities p between 12 and 17%, whereas for the PSS and $z \approx 2$ samples, p ranges between 25 and 38%, and for the SDSS and $z \approx 2$ samples, from 1 to 5%. These tests indicate that the PSS and $z \approx 2$ samples could derive from similar parent FIR luminosity distributions, whereas the SDSS sample could derive from a different underlying distribution. This difference is apparent already from its lower average flux densities (Table 3), and is even more pronounced when considering the average luminosities.

That the millimeter fluxes measured for the SDSS QSOs are lower than those found for the other samples could be related to the lower optical luminosities of the SDSS QSO or to some other bias introduced in the source selection. Some

difference between the three samples could also arise from the fact that the PSS and SDSS samples result from homogeneous selections, whereas the $z \approx 2$ QSOs are selected from the Véron-Cetty & Véron catalogue, which is a compilation of all QSOs discovered by various methods.

The FIR luminosities of the $z \approx 2$ QSOs are only slightly higher than the luminosities of the $z \gtrsim 4$ QSOs, especially when comparing to the PSS sample which has a more similar optical luminosity distribution, a fact which indicates that there is no strong FIR luminosity evolution for optically luminous QSOs between $2 < z < 5$. This result differs from that obtained by Archibald et al. (2001), who reported that the FIR luminosity of radio galaxies is a strong function of redshift.

4.3. Relation between the far-infrared and optical luminosities

We applied the bivariate methods of the survival analysis to quantify the probability of a correlation between the FIR and optical luminosities. For the PSS and SDSS samples the tests return high p values indicating that there is no correlation between M_B and L_{FIR} . Specifically, the Cox regression, the generalized Kendall's tau and the Spearman's rho² tests return values for p of 55, 75 and 34%, respectively, for the PSS sample, and 77, 86, 94%, respectively, for the SDSS sample. For the concatenated SDSS and PSS samples p is somewhat lower with 49, 41 and 15%, respectively. Since p is significantly higher than 5%, no correlation between M_B and L_{FIR} can be proved. The three bivariate methods applied to the $z \approx 2$ QSO sample return $p = 22, 17$ and 10%, respectively, again showing no strong correlation between M_B and L_{FIR} .

The lack of an apparent correlation between the FIR and optical luminosities agrees with previous studies (Omont et al. 2001; Carilli et al. 2001a; Isaak et al. 2002; Bertoldi & Cox 2002; Priddey et al. 2002). However, the lower average values of $-M_B$ and S_{250} for the the SDSS sample relative to the PSS and $z \approx 2$ samples is suggestive that some correlation could be present, although the scatter of the present data is too large to quantify this further. QSO samples with a wider range in M_B would be required for further studies.

Some proportionality between the FIR and the optical luminosities might well be expected. If the dust is heated by the AGN, both the FIR and blue luminosities should scale with the bolometric luminosity, and a strong correlation between the two should be seen, and is in fact observed for low-redshift QSOs (Haas et al. 2000). If on the other hand young stars are the main heating source of the dust, a correlation between the average optical and FIR luminosities could arise from the coeval growth of the central black hole and of the stellar spheroid, which is also suggested by the observation of a proportionality of the black hole and spheroid masses in local galaxies (e.g., Kormendy & Richstone 1995; Magorrian et al. 1998). A correlation between the optical and FIR luminosities might be overshadowed by a strong scatter due to the uncorrelated temporal variability of star formation and accretion activity.

² The small number of sources, detected and undetected, is near the limit of the Spearman's rho test accuracy

5. Discussion

5.1. Absence of redshift evolution of L_{FIR}

The comparison of the 1.2 mm observations of QSOs at $z \approx 2$ and $z \gtrsim 4$ indicates that there is no strong evolution between $2 < z < 5$ of the FIR luminosity function of optically bright QSOs. Quasars apparently differ in this respect from radio galaxies which are FIR-brighter at higher redshifts. Archibald et al. (2001) argue that the apparent FIR luminosity evolution of radio galaxies they found is not a selection effect related to the inevitable youth of the known high-redshift radio galaxies. Both their luminosity and morphological evolution lead to the interpretation that high- z radio galaxies trace the formation and evolution of massive elliptical galaxies (van Breugel et al. 1998; Lacy et al. 2000; Pentericci et al. 2001).

It may be premature to claim a true difference between the QSOs and high- z radio galaxies. For one, we have yet observed only the most optically luminous QSOs, which are not representative for the bulk of the QSO emission at high redshift, which is due to QSOs with $M_B \sim -24, -25$. Given the locally observed black hole to stellar bulge mass ratios, the time-integrated rate of star formation (assuming that is reflected by the FIR emission) vs. black hole growth (reflected by the optical emission) must in fact be higher by a factor ten compared to what we imply from the FIR to optical luminosity ratio of the QSOs in our sample. This suggests that either the optically less luminous QSOs show star formation rates similar to their bright peers, or the star formation rate increases in time for the entire population – a trend which is not confirmed for our QSO sample, and contrary to what is seen for the high- z radio galaxies.

Another important unknown is the effective temperature of the FIR emission – which enters in high order when evaluating the FIR luminosity, not even to mention a possible evolution of the dust emission properties.

The lack of an evolution of the apparent FIR brightness (sampled at rest wavelengths 400 μm and 240 μm at redshifts 2 and 4, respectively) of optically bright QSOs might well be the cumulative effect of several underlying, evolving processes, such as the decline of star formation activity along with a drop in effective dust temperature, or opposite variations in the contributions of starburst and QSO radiation to dust heating.

Future studies should explore the FIR emission of optically fainter QSOs, and try to measure the temperature of the FIR SED to better estimate the FIR luminosity. To compare with an independent indicator of star formation activity, the molecular line emission could be measured. Currently, only the millimeter-brightest QSOs were observed, and the few resulting CO line detections (e.g., Cox et al. 2002b) show no redshift dependence of the line to continuum flux ratio.

5.2. Source counts and relation between far-infrared and optical luminosities

From correlated SCUBA and Chandra X-ray observations it is estimated that about 10–15% of the submillimeter background sources contain AGN (Bautz et al. 2000; Barger et al. 2001;

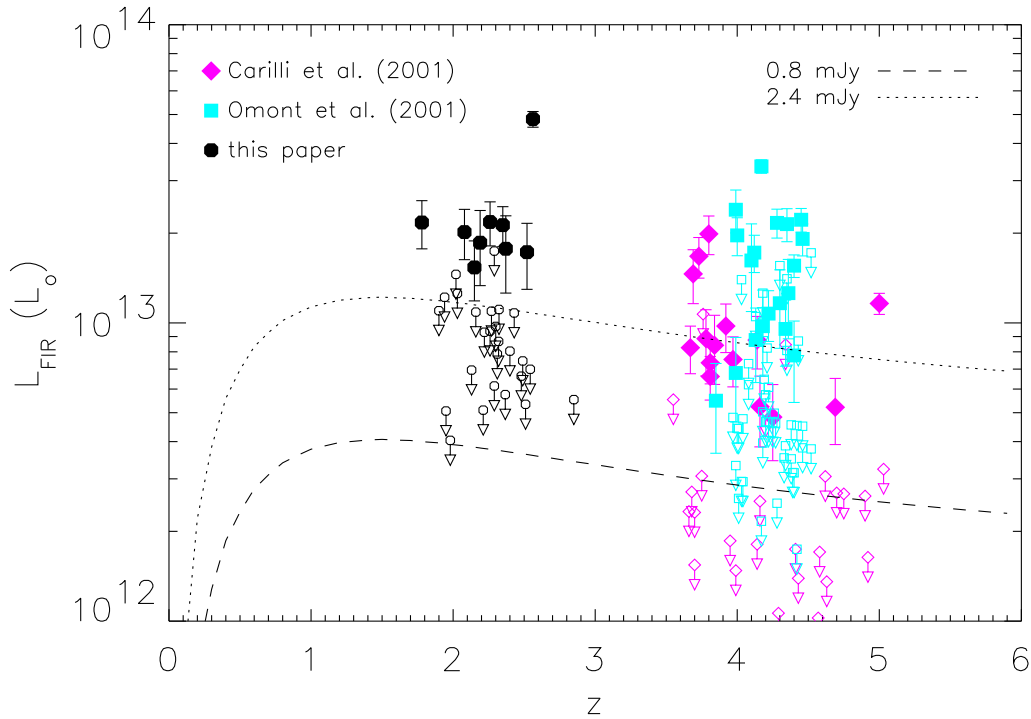


Fig. 4. Far-infrared luminosities, L_{FIR} , implied by the MAMBO 1.2 mm (250 GHz) flux densities, plotted against the redshift z for the 138 QSOs at $1.8 < z < 5.0$ reported by Carilli et al. (2001a), Omont et al. (2001) and this paper. The sources detected at 1.2 mm are shown as filled symbols, whereas the open symbols represent upper limits to L_{FIR} (adopting the same definition as in Fig. 1) for sources not detected at 1.2 mm. The dashed line shows the typical rms flux error of the $z \approx 2$ and PSS $z \geq 4$ surveys (corresponding to $S_{250} = 0.8$ mJy) and the dotted line shows the corresponding 3σ detection limit.

Blain et al. 2002). Most of these sources are not optical quasars, but have optically obscured nuclei. Among ~ 100 blank-field sources detected with SCUBA and MAMBO, only two are known to be optical quasars (Knudsen et al. 2001; Bertoldi et al. 2000a),

At millimeter wavelengths the density of background sources with $S_{250} > 2$ mJy is observed to be $\approx 1000 \text{ deg}^{-2}$ (Bertoldi et al. 2000a; Blain et al. 2002). The optically very bright quasars we have studied with MAMBO should make a negligible contribution to this millimeter background, as the following simple estimate illustrates. Fan et al. (2001a,b,c) infer a number density $\approx 2 \text{ deg}^{-2}$ for QSOs with $M_B < -26.5$ at all redshifts, of which about one quarter would be brighter than 2 mJy if we assume that the millimeter brightness of QSOs is about constant from $z = 5-3.6$ (Carilli et al. 2001a; Omont et al. 2001) through $z \approx 2$ (this work) to the present. Optically very bright QSOs targeted in this study should thus only contribute some 0.05% to the millimeter background above 2 mJy. However, there are ~ 100 times as many QSOs with fainter optical luminosities $M_B = -23$ to -26.5 . If these had similar millimeter properties as their brighter peers (a yet unfounded extrapolation), such QSOs could contribute some 5% to the millimeter background, a number marginally consistent with the direct count of such objects from the SCUBA and MAMBO surveys and the analysis of the Chandra–millimeter associations. However, it seems that such counts favour a smaller contribution which would imply a slightly smaller QSO FIR

luminosity function in the range of $M_B \approx -23$ to -25 than their brighter counterparts.

6. Conclusion

We have presented results of an on-going survey measuring the thermal dust emission of high-redshift quasars. After surveying the millimeter continuum of $z \geq 4$ QSOs (Omont et al. 2001; Carilli et al. 2001a), we here report 250 GHz (1.2 mm) observations of optically luminous ($M_B < -27.0$), radio-quiet quasars at redshift $1.8 < z < 2.8$, corresponding to the peak of quasar activity. As for the $z \geq 4$ sources, dust masses of $\sim 10^8 M_\odot$ and FIR luminosities of $L_{\text{FIR}} \sim 10^{13} L_\odot$ are implied by the observed 1.2 mm flux densities. If the FIR luminosity arises from massive star formation, the inferred star formation rate would be $\approx 10^3 M_\odot \text{ yr}^{-1}$. The millimeter properties of the $z \approx 2$ quasars are similar to optically comparably bright QSOs at $z \geq 4$. There is no sign of a redshift evolution of the FIR luminosity of optically luminous QSOs, in contrast to what was reported for radio galaxies by Archibald et al. (2001).

With a significant sample size in the combined QSO samples at redshifts $z \approx 2$ and $z \geq 4$, (43 detections and 95 non-detections), we find a large scatter and no clear correlation between the millimeter and optical luminosities. Lower average values of M_B and S_{250} for the SDSS sample compared with the PSS sample are suggestive of a gross correlation, but the large scatter makes this correlation of low statistical significance.

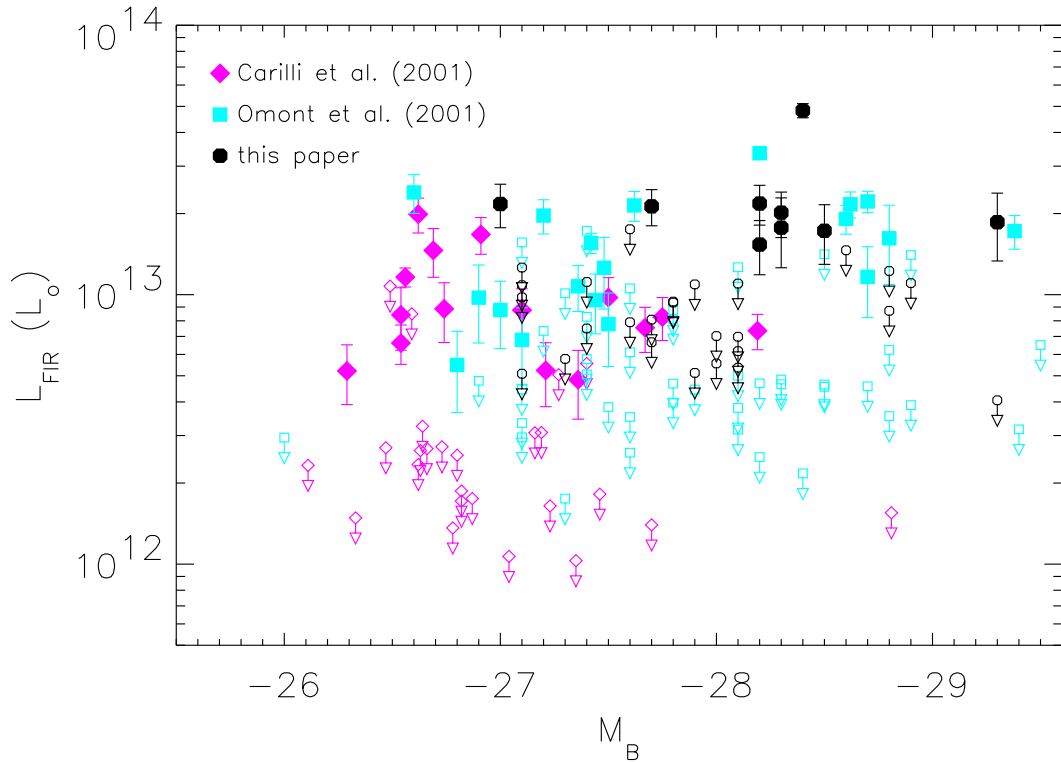


Fig. 5. Far-infrared luminosities, L_{FIR} , implied by the MAMBO 1.2 mm (250 GHz) flux densities as a function of rest-frame absolute B -band magnitude, M_B , for the 138 QSOs at $1.8 < z < 5.0$ reported by Carilli et al. (2001a), Omont et al. (2001) and in this paper (same symbols as in Fig. 4).

To better quantify the millimeter properties of high redshift QSOs and especially the contribution of star formation to their emission, we need to measure the millimeter emission of optically fainter QSOs. We further need to constrain the dust temperature through observations at submillimeter and far-IR wavelengths, the AGN activity through observations at far-IR, radio, and X-ray wavelengths, and we must measure the strength of the molecular and atomic/ionic line emission. Most of these observations will need to wait for a new generation of sensitive infrared/submillimeter observatories: SIRTF, Herschel and especially ALMA.

Acknowledgements. We are most grateful to E. Kreysa and the MPIfIR bolometer group for providing MAMBO and to R. Zylka for creating the MOPSI data reduction package. Many thanks to the IRAM staff for their support, and to all guest observers during the pool observing sessions at the 30 m. J. Bergeron, C. De Breuck and P. Petitjean are acknowledged for useful discussions, E.D. Feigelson for his help on the survival analysis, and V. Junkkarinen for providing the analysis of a Keck HIRES spectrum. The referee's comments and suggestions by C. Willott were very helpful to improve the manuscript. This work was carried out in the context of EARA, a European Association for Research in Astronomy. The National Radio Astronomy Observatory (NRAO) is a facility of the National Science Foundation, operated under cooperative agreement by Associated Universities, Inc. IRAM is supported by INSU/CNRS (France), MPG (Germany), and IGN (Spain).

References

- Archibald, E. N., Dunlop, J. S., Hughes, D. H., et al. 2001, *MNRAS*, 323, 417
 Barlow, T. A., & Junkkarinen, V. T. 1994, *BAAS*, 26, 1339
 Barger, A. J., Cowie, L. L., Steffen, A. T., et al. 2001, *ApJ*, 560, L23
 Bautz, M. W., Malm, M. R., Baganoff, F. K., et al. 2000, *ApJ*, 543, L119
 Becker, R. H., White, R. L., & Helfand, D. J. 1995, *ApJ*, 450, 559
 Bertoldi, F., Menten, K. M., Kreysa, E., Carilli, C. L., & Owen, F. 2000a, in *Cold Gas and Dust at High Redshift, Highlights of Astronomy*, ed. D. J. Wilner, 12
 Bertoldi, F., Carilli, C. L., Menten, K. M., et al. 2000b, *A&A*, 360, 92
 Bertoldi, F., & Cox, P. 2002, *A&A*, 884, L11
 Blain, A. W., Smail, I., Ivison, R. J., Kneib, J.-P., & Frayer, D. T. 2002, *Phys. Reports*, in press
 Carilli, C. L., & Yun, M. S. 1999, *ApJ*, 513, L13
 Carilli, C. L., Bertoldi, F., Rupen, M. P., et al. 2001a, *ApJ*, 555, 625
 Carilli, C. L., Bertoldi, F., Omont, A., et al. 2001b, *AJ*, 122, 1679
 Carilli, C. L., Cox, P., Bertoldi, F., et al. 2002, *ApJ*, 575, 145
 Cox, P., Omont, A., Djorgovski, S. G., et al. 2002a, *A&A*, 387, 406
 Cox, P., Omont, A., & Bertoldi, F. 2002b, in *Infrared and Submillimeter Space Astronomy*, ed. M. Giard, J. P. Bernard, & I. Ristorcelli, EAS (EDP Sciences), 399
 Darling, G. W., & Wegner, G. 1996, *AJ*, 111, 865
 Engels, D., Hagen, H.-J., Cordis, L., Koehler, S., Wisotzki, L., & Reimers, D. 1998, *A&AS*, 128, 507
 Fan, X., Strauss, M. A., Richards, G. T., et al. 2001a, *AJ*, 121, 31
 Fan, X., Strauss, M. A., Schneider, D. P., et al. 2001b, *AJ*, 121, 54
 Fan, X., Narayanan, V. K., Lupton, R. H., et al. 2001c, *AJ*, 122, 2833

- Feigelson, E. D., & Nelson, P. I. 1985, *ApJ*, 293, 192
- Gleser, J. L. 1992, in *Statistical Challenges in Modern Astronomy*, ed. E. D. Feigelson, & G. J. Babu (Springer-Verlag), 264
- Green, P. J., Aldcroft, T. L., Mathur, S., Wilkes, B. J., & Elvis, M. 2001, *AJ*, 109, 558
- Guilloteau, S., Omont, A., Cox, P., McMahon, R. G., & Petitjean, P. 1999, *A&A*, 349, 363
- Haas, M., Müller, S. A. H., Chini, R., et al. 2000, *A&A*, 354, 453
- Hagen, H.-J., Engels, D., & Reimers, D. 1999, *A&AS*, 134, 483
- Isaak, K. G., Priddey, R. S., McMahon, R. G., et al. 2002, *MNRAS*, 329, 149
- Isobe, T., & Feigelson, E. D. 1986, *Nsl. WG Modern. Astron. Meth.*, 3, 209
- Isobe, T., Feigelson, E. D., & Nelson, P. I. 1986, *ApJ*, 306, 490
- Knudsen, K. K., van der Werf, P. P., & Jaffe, W. 2001, in *Deep millimeter surveys. Implications for galaxy formation and evolution*, ed. J. D. Lowenthal, & D. Hughes (World scientific Publishing), 168
- Koehler, S., Reimers, D., Tytler, D., et al. 1999, *A&A*, 342, 395
- Korista, K. T., Voit, G. M., Morris, S. L., & Weymann, R. J. 1993, *ApJS*, 88, 357
- Kormendy, J., & Richstone, D. 1995, *ARA&A*, 33, 581
- Kreysa, E., Gemünd, H.-P., Gromke, J., et al. 1998, *SPIE*, 3357, 319
- Kreysa, E., Gemünd, H.-P., Gromke, J., et al. 1999, *Infrared Physics & Technology*, 40, 191
- Lacy, M., Bunker, A. J., & Ridgway, S. E. 2000, *AJ*, 120, 68
- Magorrian, J., Tremaine, S., Richstone, D., et al. 1998, *AJ*, 115, 2285
- Omont, A., McMahon, R. G., Cox, P., et al. 1996, *A&A*, 315, 1
- Omont, A., Cox, P., Bertoldi, F., et al. 2001, *A&A*, 374, 371
- Page, M. J., Stevens, J. A., Mittaz, J. P. D., & Carrera, F. J. 2001, *Science*, 294, 2516
- Pentericci, L., McCarthy, P. J., Röttgering, H. J. A., et al. 2001, *ApJS*, 135, 63
- Priddey, R. S., & McMahon, R. G. 2001, *MNRAS*, 324, L17
- Priddey, R. S., Isaak, K. G., McMahon, R. G., et al. 2002, *MNRAS*, in press
- Rao, S. M., & Turnshek, D. A. 2000, *ApJS*, 130, 1
- Sanders, D. B., & Mirabel, I. F. 1996, *ARA&A*, 34, 749
- Scott, S. E., Fox, M. J., Dunlop, J. S., et al. 2002, *MNRAS*, 331, 817
- Stepanyan, D. A., Lipovetskii, V. A., Chavushyan, V. O., Erastova, L. K., & Shapovalova, A. I. 1992, *Astrophysics*, 34, 163
- Telfer, R. C., Kriss, G. A., Zheng, W., Davidsen, A. F., & Green, R. F. 1998, *ApJ*, 509, 132
- van Breugel, W. J. M., Stanford, S. A., Spinrad, H., Stern, D., & Graham, J. R. 1998, *ApJ*, 502, 614
- Véron-Cetty, M. P., & Véron, P. 2001, *A Catalogue of Quasars and Active Galactic Nuclei*, 9th ed. ESO Sc. Rep. 19
- Zylka, R. 1998, *MOPSI Users Manual*, (IRAM: Grenoble)

Chapitre 4

Relevé MaMBo de quasars optiquement *faibles* Corrélation infrarouge-optique

Sommaire

4.1	Sélection de l'échantillon	86
4.1.1	Sources à $z \sim 4$	86
4.1.2	Sources à $z \sim 2$	86
4.2	Observations et résultats	87
4.2.1	Observations	87
4.2.2	Réduction des données	88
4.3	Discussion préliminaire	91
4.3.1	Quantités physiques	91
4.3.2	Corrélation Infrarouge-Optique	92
4.4	Conclusions	95

De nombreux travaux ont porté sur les quasars les plus lumineux optiquement ($M_B \leq -26$), en se focalisant principalement sur deux époques, lorsque l'Univers n'était âgé que 1.5 milliard d'années à $z \sim 4$ (Omont et al. 2001; Carilli et al. 2001a; Isaak et al. 2002) ou 2 milliards d'années plus tard, au pic d'activité des quasars à $z \sim 2$ (Omont et al. 2003; Priddey et al. 2003a). De récents travaux ont étendu cette étude à $z > 5$ (Priddey et al. 2003b), et à $z > 6$ (Bertoldi et al. 2003a) (voir chap. 6). Les quasars étudiés jusqu'à présent sont, tous, optiquement très lumineux, avec des magnitudes bleue absolues $M_B \leq -26$, et n'ont pas permis d'établir de corrélation entre la luminosité bleue qui trace l'activité du quasar et la luminosité infrarouge lointain qui peut être reliée à la formation stellaire dans la galaxie hôte de ces quasars.

Je présente ici un travail en cours sur un relevé à 1.2 mm effectué avec MAMBO au télescope 30-m de l'IRAM sur un échantillon de quasars, optiquement moins lumineux que les échantillons précédemment, $-24 < M_B < -26$ et ayant des décalages spectraux de $z \sim 2$ et $z \sim 4$. Je présenterai tout d'abord la construction de l'échantillon et les observations effectuées durant l'hiver 2001-2002 puis 2002-2003. Des résultats préliminaires basés sur ces observations sont présentés en fin de chapitre avec notamment la première évidence d'une corrélation entre les luminosités infrarouge et optique des quasars à grand décalage spectral.

4.1 Sélection de l'échantillon

Après les études faites à $z \sim 2$ ou $z \sim 4$, sur des quasars optiquement lumineux $M_B < -27$, une première proposition d'étude de quasars optiquement plus *faibles* a été faite pour la campagne d'observation de l'hiver 2001-2002. Une sélection de quasars à $z \sim 1$, $z \sim 2$ et $z \sim 4$ du catalogue de Veron-Cetty & Veron (2001) a ainsi été programmée pour être observée à 1.2 mm au 30-m de l'IRAM en utilisant les matrices MAMBO I et II. Cependant, les premières observations effectuées avec MAMBO II ont montré que cette matrice, utilisée pendant la première partie de l'hiver, était instable, compliquant la réduction et l'interprétation des données.

Ainsi, nous avons re-soumis, pour l'hiver 2002-2003, une proposition d'observation de quasars optiquement *faibles* en reconstruisant de façon plus homogène l'échantillon à partir des catalogues du SDSS. L'échantillon étudié ici se compose de 2 sous-échantillons distincts : le premier comprend 18 sources à $z \sim 4$ provenant du relevé effectué par Fan et al. (2001) tandis que le second, à $z \sim 2$ a été sélectionné à partir de l'EDR QUASARS CATALOG du SDSS.

4.1.1 Sources à $z \sim 4$

L'étude commencée par Fan et al. (1999) a pour but de découvrir des quasars à grand décalage spectral dans les données du relevé du SDSS, en sélectionnant les candidats par leur position sur des diagrammes couleur-couleur, puis en effectuant un suivi spectroscopique. Sur le *Northern Galactic Cap* et le *Southern Equatorial Stripe* du SDSS, cette technique a permis la découverte de plus de 100 quasars à $3.6 < z < 5.0$. Sur cet échantillon, 41 sources, avec $-26.8 < M_B < -28.5$, ont déjà été observés à 1.2 mm et 1.4 GHz (Carilli et al. 2001a).

En utilisant les redondances des observations du SDSS, Fan et al. (2001) présentent les résultats d'une étude préliminaire dont le but est de détecter des sources faibles dans les champs du SDSS ayant été observées plusieurs fois. Ainsi, les auteurs ont pu établir un catalogue de 18 quasars à grand décalage spectral avec des magnitudes absolues à 1450\AA $-24.73 < M_{1450} < -25.48$. Le décalage entre le système de magnitude AB à 4400\AA et la magnitude bleue absolue M_B du système de Kron-Cousins peut être calculée pour un spectre en loi de puissance ($f \propto \nu^\alpha$), avec $\alpha = -0.5$, comme $M_B = M_{4400} + 0.12$. On peut donc relier, M_B à M_{1450} par (Schmidt et al. 1995)

$$M_B = M_{1450} - 2.5\alpha \log(1450/4400) + 0.12. = M_{1450} - 0.48$$

La magnitude bleue absolue de ces quasars est donc $-25.21 < M_B < -25.96$. Ces 18 quasars constituent le sous-échantillon de quasars optiquement *faibles* à $z \sim 4$ que l'on va étudier.

4.1.2 Sources à $z \sim 2$

Le catalogue de quasars de l'EARLY DATA RELEASE (EDR) du SDSS a été utilisé afin de construire l'échantillon des quasars optiquement faible à $z \sim 2$. Ce catalogue comporte plus de 3000 objets entre des décalages spectraux de 0.15 et 5.03, sélectionnés à partir de techniques multi-couleurs sur 5 bandes spectrales (*ugriz*). Une fois identifié, chaque quasar a également été observé en mode spectroscopique entre 3800 et 9200 Å (Schneider et al. 2002). Outre les noms et les positions des sources, précises à $0''.2$, le catalogue contient les décalages spectraux calculés à partir de la raie d'émission de [O III], les magnitudes et les incertitudes associées dans les 5 bandes observées par le SDSS, les magnitudes absolues dans la bande *i*, corrigées de l'extinction galactique et calculées avec un indice spectral de $\alpha = 0.5$, et un drapeau indiquant si les sources ont été observées ou détectées à 1.4 GHz par le relevé VLA FIRST. Pour construire

le sous-échantillon optiquement *faibles* de quasars à $z \sim 2$, nous avons sélectionné aléatoirement des sources dans le EDR QUASARS CATALOG en suivant certains critères :

Magnitude bleue absolue & décalage spectral : Les magnitudes bleue absolues des sources du EDR QUASARS CATALOG ont été calculées à partir de la magnitude i absolue. L'intervalle de magnitude bleue absolue permis est donc compris entre $-24 < M_B < -27$. Enfin, le décalage spectral des sources sélectionnées devait être compris entre $1.5 < z < 2.5$.

Flux radio : Afin d'éviter la contamination du flux millimétrique par un rayonnement synchrotron, les sources sélectionnées ne devaient pas avoir de flux radio dans le relevé VLA FIRST. La sensibilité du relevé VLA FIRST permet de donner des limites, à 6σ , de 1 mJy sur la densité de flux à 1.4 GHz, indiquant une limite d'émission radio faible qui ne contaminera donc pas l'émission millimétrique.

Position dans le ciel : Afin d'optimiser le temps télescope, les sources ont été sélectionnées dans des intervalles d'angle horaire et de déclinaison qui permettent l'observation de l'échantillon tout au long d'une nuit d'observation d'hiver. De plus les déclinaisons des sources ont été choisies pour être supérieures à 45° afin de limiter l'opacité atmosphérique et permettre une grande plage temporelle d'observation.

En suivant ces critères, 26 sources ont été sélectionnées. En plus de ces deux sous-échantillons principaux, un petit nombre de quasars à $z \sim 5$, $z \sim 2$, $z \sim 4$ a été ajouté à l'échantillon principal. Ces quasars avaient été initialement étudiés lors de la proposition d'observations faite pour l'hiver 2001-2002, mais les premiers essais de la matrice de bolomètres MAMBO II et les conditions météorologiques de l'hiver 2001-2002 ne permirent pas d'atteindre les objectifs souhaités. Ainsi, 8 quasars du SDSS à $z \sim 5$, 4 à $z \sim 4$ et 10 à $z \sim 2$ du catalogue de Veron-Cetty & Veron (2001) ont été ajoutés à l'échantillon, avec des besoins réduits en terme de temps d'observation. En se basant sur une sensibilité de la matrice de bolomètres MAMBO II estimée à $30 \text{ mJy s}^{1/2}$, la proposition d'observations nécessitait alors 98 heures de temps télescope, en tenant compte du temps supplémentaire nécessaire pour le pointage, le *focus*, et la calibration, et pour atteindre un niveau de bruit de 0.5 mJy homogène pour tout l'échantillon. La proposition a été acceptée et programmée pour le *pool* d'observations de l'hiver 2002-2003.

4.2 Observations et résultats

4.2.1 Observations

Les observations de ce projet se sont déroulées en deux temps. La première série d'observations a eu lieu pendant l'hiver 2002-2003. Le projet a été observé tout au long de l'hiver mais la sensibilité réelle de la matrice MAMBO II n'a pas permis d'atteindre le niveau de bruit espéré. Ainsi nous avons effectué une nouvelle demande d'observation sur un échantillon de sources plus restreint pour l'hiver 2003-2004 avec un niveau de bruit souhaité de 0.6 mJy, plus réaliste en tenant en compte la sensibilité réelle de MAMBO II.

Hiver 2002-2003

Les observations durant l'hiver 2002-2003 ont été effectuées en *pool* d'observation au 30-m de l'IRAM avec la matrice de bolomètres MAMBO II à 117 canaux. Lors des observations, le pointage et le *focus* étaient vérifiés régulièrement sur des sources fortes, au maximum toutes les heures, avec, pour le pointage, des décalages maximum de $1-2''$. La transmission atmosphérique à 1.2 mm au zénith du 30 m était également mesurée régulièrement, et était comprise entre

$0.05 < \tau_{1.2\text{mm}} < 0.43$ avec une valeur moyenne de $\tau_{1.2\text{mm}} = 0.20$. Les sources de calibrations en flux, primaires (Neptune, Uranus et Mars) et secondaires (CRL618, W3OH, CW-LEO, etc.), ont également été observées périodiquement. Sur les 66 sources proposées, 49 ont pu être observées au moins une fois durant l'hiver 2002-2003, représentant plus de 39 h d'observation sur les sources, soit plus de 98 h de temps télescope. Pendant l'hiver, des estimations plus précises de la sensibilité de la matrice MAMBO II ont été effectuées. La sensibilité a été évaluée en moyenne à $40 \text{ mJy s}^{1/2}$, une valeur relativement élevée car le canal de référence utilisé pour les projets de type *on-off* n'était pas le canal le plus sensible durant une grande partie de l'hiver ($45 \text{ mJy s}^{1/2}$ pour le canal central #53, contre $35 \text{ mJy s}^{1/2}$ pour le canal #20, ce qui représente un facteur 1.6 en temps d'intégration).

Une réduction préliminaire avec le logiciel *MOPSI*, en utilisant une technique de réduction de bruit corrélé basé sur le fond du ciel et calculé à chaque observation, a conduit à la détection de seulement deux sources, avec, pour l'échantillon des 49 sources observées, une incertitude médiane de 0.8 et moyenne de 1.0 mJy. Bien qu'en deçà des niveaux souhaités pour effectuer une comparaison avec les quasars optiquement plus lumineux, le faible taux de détection indique une possible corrélation entre la magnitude bleue et la luminosité infrarouge lointain.

Hiver 2003-2004

Les observations de l'hiver 2003-2004 ont été effectuées avec des transmissions atmosphériques à 1.2 mm comprises entre $0.13 < \tau_{1.2\text{mm}} < 0.34$, avec une moyenne à $\tau_{1.2\text{mm}} = 0.20$. Le pointage et le focus étaient vérifiés régulièrement, et étaient stables durant toutes les observations. Le canal de référence pour toutes observations était le canal #20, le canal le plus sensible déterminé lors de l'hiver 2002-2003, ce qui a été confirmé pendant l'hiver 2002-2003. Sur les 27 sources proposées, 14 ont été observées au moins une fois durant l'hiver 2003-2004, représentant près de 6 h d'observation sur les sources et 14 h de temps télescope sur les 45 h allouées au projet. Pendant les observations, la sensibilité moyenne de la matrice MAMBO II a été de $33 \text{ mJy s}^{1/2}$.

4.2.2 Réduction des données

L'ensemble des données a été réduit de façon homogène à l'aide du logiciel MOPSIC, développé par Robert Zylka, en utilisant des versions modifiées des *scripts* du *pipeline* de réduction utilisé au 30-m. Lors des hivers précédents, le logiciel utilisé pour la réduction des données, MOPSI, calculait la correction de champ plat, ou d'obscurité, en calculant sur chaque *scan* le bruit corrélé de chacun des bolomètres. Cette méthode fournit de bon résultats si le bruit de fond de ciel, sur lequel se fait la corrélation, est important. Dans le cas d'observations où ce bruit de fond de ciel est faible, cette méthode ne permet pas d'obtenir des corrections satisfaisantes. Ainsi une nouvelle méthode a été développée afin d'utiliser des champs plats moyens, déterminés lors d'observations avec un bruit de ciel important. Pour les données des hivers 2001-2002, 2002-2003 et 2003-2004, la réduction a été effectuée en utilisant un *script* qui permet de choisir, en fonction du niveau de bruit de ciel, entre un champ plat moyen et un champ plat calculé sur le bruit du ciel. En paramétrant la limite entre ces deux régimes, la réduction permet d'obtenir les résultats les plus robustes.

Les tables 4.1 et 4.2 présentent les résultats des réductions de données sur, respectivement, l'échantillon de quasars optiquement *faibles* observés durant l'hiver 2002-2003 et, pour certains d'entre eux, 2003-2004, et l'échantillon de quasars optiquement *faibles* définis lors de la campagne d'observation de l'hiver 2001-2002, dont certaines sources ont été re-observées durant l'hiver 2002-2003. Pour ce dernier, seules les données acquises après le 16 janvier 2002 ont été utilisées,

TAB. 4.1 – Quasars du SDSS optiquement *faibles* à $z \sim 4$ et $z \sim 2$, observés à 1.2 mm

Source	R.A. (J2000.0)	Dec.	z	M_B	$S_{1.2\text{mm}}$ [mJy]	temps [min]
SDSS J004154.38-002955.9	00 41 54.38	-00 29 55.9	3.82	-25.76	2.4 ± 0.5	74
2QZ J100926.4-001621	10 09 26.43	-00 16 20.7	1.56	-25.46	1.6 ± 0.5	100
SDSS J172701.56+593757.3 [†]	17 27 01.56	+59 37 57.3	2.03	-25.10	1.7 ± 0.5	78
SDSS J172837.98+594521.5	17 28 37.98	+59 45 21.5	1.61	-25.49	1.9 ± 0.6	71
SDSS J005129.39-003644.7	00 51 29.39	-00 36 44.7	3.71	-25.73	-0.0 ± 0.5	74
SDSS J005348.66-002157.2	00 53 48.66	-00 21 57.2	3.98	-25.78	1.0 ± 0.5	59
SDSS J005452.86-001344.6	00 54 52.86	-00 13 44.6	3.74	-25.92	1.7 ± 0.6	52
SDSS J010905.81+001617.1	01 09 05.81	+00 16 17.1	3.68	-25.31	0.6 ± 0.8	46
SDSS J015015.58+004555.7	01 50 15.58	+00 45 55.7	3.91	-25.72	1.4 ± 0.7	43
SDSS J023749.33+005715.6	02 37 49.33	+00 57 15.6	3.57	-25.48	-1.2 ± 1.1	27
SDSS J023935.25+010256.9	02 39 35.25	+01 02 56.9	4.04	-25.40	-2.2 ± 1.1	28
SDSS J024347.37-010611.7	02 43 47.37	-01 06 11.7	3.90	-25.92	1.6 ± 0.7	43
SDSS J024434.87+000124.9	02 44 34.87	+00 01 24.9	3.76	-25.60	1.6 ± 0.8	44
SDSS J024452.33-003318.0	02 44 52.33	-00 33 18.0	3.97	-25.96	0.5 ± 1.0	32
SDSS J031427.92+002339.4	03 14 27.92	+00 23 39.4	3.68	-25.87	-0.5 ± 0.7	46
SDSS J032459.10-005705.1	03 24 59.10	-00 57 05.1	4.80	-26.09	-0.4 ± 0.6	45
SDSS J033414.10+004056.6 [†]	03 34 14.10	+00 40 56.6	4.33	-25.77	0.5 ± 0.6	56
SDSS J033505.43+010337.2	03 35 05.43	+01 03 37.2	3.58	-25.70	-0.2 ± 0.6	58
SDSS J042244.38-001247.8 [†]	04 22 44.38	-00 12 47.8	4.09	-25.88	0.0 ± 0.5	73
SDSS J042911.48+003501.7	04 29 11.48	+00 35 01.7	3.74	-25.21	0.5 ± 0.5	73
SDSS J043649.87-010612.9 [†]	04 36 49.87	-01 06 12.9	3.99	-25.96	-0.0 ± 0.5	68
SDSS J094151.68+002002.5 [†]	09 41 51.68	+00 20 02.5	1.61	-25.46	-0.5 ± 0.4	153
SDSS J094505.93-004644.9	09 45 05.93	-00 46 44.9	2.30	-25.33	0.5 ± 0.5	101
SDSS J095048.48-000017.7	09 50 48.48	-00 00 17.7	1.88	-25.30	1.0 ± 0.5	95
2QZ J100021.7-010033	10 00 21.83	-01 00 31.9	1.66	-25.55	-0.3 ± 0.5	76
SDSS J103655.62-010458.7	10 36 55.62	-01 04 58.7	1.55	-25.47	0.3 ± 0.5	103
SDSS J170716.59+602431.9 [†]	17 07 16.59	+60 24 31.9	1.81	-25.72	0.9 ± 0.6	47
SDSS J170903.06+594530.7 [†]	17 09 03.06	+59 45 30.7	1.71	-25.92	1.2 ± 0.8	28
SDSS J171424.67+612404.6	17 14 24.67	+61 24 04.6	2.03	-26.13	3.2 ± 1.6	15
SDSS J171811.43+611709.6 [†]	17 18 11.43	+61 17 09.6	1.77	-26.04	-0.4 ± 0.7	47
SDSS J172012.40+545601.0 [†]	17 20 12.40	+54 56 01.0	2.10	-26.76	1.3 ± 0.7	47
SDSS J172121.34+590422.0 [†]	17 21 21.34	+59 04 22.0	2.26	-25.10	-0.3 ± 0.5	75
SDSS J172150.90+534450.6 [†]	17 21 50.90	+53 44 50.6	1.59	-24.88	0.5 ± 0.5	88
SDSS J172519.54+525706.5 [†]	17 25 19.54	+52 57 06.5	2.48	-24.84	-1.1 ± 0.5	92
SDSS J172525.81+540154.9	17 25 25.81	+54 01 54.9	1.66	-24.82	1.0 ± 0.5	74
QSO J1727+5311	17 27 09.00	+53 11 20.1	1.81	-25.05	0.9 ± 0.5	93
SDSS J173014.70+545657.5 [†]	17 30 14.70	+54 56 57.5	2.13	-25.52	-0.1 ± 0.5	91
SDSS J173222.80+611536.2	17 32 22.80	+61 15 36.2	1.81	-25.79	0.7 ± 0.5	77
SDSS J173540.19+554131.1	17 35 40.19	+55 41 31.1	1.60	-25.92	0.1 ± 0.7	48

NOTE – les magnitudes bleues absolues sont données avec une cosmologie EdS, et $H_0 = 50 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, pour comparaison avec les échantillons déjà publiés. [†] Sources réobservées lors de l'hiver 2003-2004

TAB. 4.2 – Quasars observés pendant l’hiver 2001-2002 à 1.2 mm.

Source	R.A. (J2000.0)	Dec.	z	M_B	$S_{1.2\text{mm}}$ [mJy]	temps [min]
SDSS J012004.83+141108.3	01 20 04.8	+14 11 07	4.710	-26.0	1.7 ± 0.5	45
SDSS J075652.07+450258.9	07 56 52.0	+45 02 59	4.800	-26.3	3.1 ± 0.6	57
SDSS J085634.93+525206.4	08 56 35.0	+52 52 06	4.790	-26.0	3.9 ± 1.2	28
[VV96] J001733.3+155509	00 17 33.3	+15 55 09	2.110	-24.7	1.6 ± 0.6	47
PC 0036+0032	00 38 59.6	+00 48 59	4.510	-25.9	0.6 ± 0.6	34
CNOC2 0223 30993 [‡]	02 25 47.9	+00 33 29	2.092	-24.5	1.4 ± 1.4	7
CNOC2 0223 11745	02 26 12.0	+00 21 55	4.675	-25.9	1.4 ± 0.6	50
[VV96] J070255.0+313839	07 02 55.0	+31 38 39	1.150	-27.4	-0.2 ± 0.7	34
HS 0817+1315 [‡]	08 20 45.4	+13 06 18	1.130	-28.0	-1.2 ± 1.3	7
[VV96] J084035.4+412645	08 40 35.4	+41 26 45	1.150	-27.5	-1.3 ± 1.0	19
CADIS 09-288608	09 14 03.6	+46 15 50	2.180	-26.1	-2.1 ± 1.1	27
SDSS J093931.91+003955.0 [†]	09 39 31.9	+00 39 55	4.490	-26.2	2.0 ± 0.8	38
QSO B0941+4746 [‡]	09 44 27.2	+47 32 37	2.103	-26.5	-1.7 ± 1.4	9
[MWB97] 397 [‡]	09 57 03.5	+48 10 13	2.242	-25.4	0.5 ± 1.7	6
QSO B0953+698A	09 57 19.8	+69 38 01	2.054	-25.5	0.6 ± 0.7	35
QSO B0953+698B	09 57 23.5	+69 36 13	2.040	-24.8	0.2 ± 0.9	32
HS 0958+2814	10 01 51.4	+28 00 00	1.140	-27.9	-0.3 ± 1.0	19
HE 1041+0214	10 44 11.4	+01 58 49	1.012	-27.8	0.1 ± 0.7	39
RX J105331.8+572454	10 53 31.8	+57 24 54	1.956	-25.1	3.9 ± 1.6	15
SDSS J110247.29+663519.5	11 02 47.3	+66 35 19	4.810	-25.9	-1.1 ± 1.2	13
FBS 1147+673	11 50 27.3	+66 58 47	1.020	-27.6	1.7 ± 0.8	29
QSO B1234+6231	12 36 22.9	+62 15 27	2.580	-26.3	-1.4 ± 1.0	12
QSO B1235+6219	12 37 16.0	+62 03 25	2.050	-25.8	-0.1 ± 1.0	12
[VV96] J134323.7+000056	13 43 29.2	+00 01 33	2.347	-24.5	0.9 ± 1.3	15
[VV2003] J134808.7+284008	13 48 08.7	+28 40 08	2.464	-25.3	-1.3 ± 1.4	15
QSO B1352+0106	13 54 58.7	+00 52 10	1.121	-27.9	0.6 ± 0.8	31
QSO B1503+455	15 04 55.3	+45 20 18	2.420	-25.6	-0.1 ± 0.4	58
QSO B1610+4742	16 12 27.5	+47 34 38	2.102	-26.3	-0.2 ± 0.5	35
CADIS 16-736317 [†]	16 23 59.1	+55 41 08	2.260	-24.7	-0.8 ± 0.7	34
CADIS 16-316299 [†]	16 24 48.9	+55 40 54	3.720	-26.1	0.5 ± 0.6	48
HS 1653+5517	16 54 10.4	+55 12 52	1.050	-27.4	0.1 ± 0.9	18
QSO B1721+498	17 22 35.4	+49 47 15	2.140	-25.8	1.2 ± 0.6	38
[VV2003] J183420.7+592651	18 34 20.7	+59 26 51	2.210	-25.6	0.8 ± 1.0	15
QSO B1833+509 [†]	18 34 40.7	+51 00 16	2.310	-25.2	0.3 ± 0.7	34
QSO B1834+509	18 36 09.3	+51 00 23	2.390	-26.3	-0.6 ± 0.7	28
[SHM2001] WFS J2245.5+0033	22 45 31.0	+00 33 59	4.450	-26.2	-1.7 ± 1.3	15

NOTE – les magnitudes bleues absolues sont données avec une cosmologie EdS, et $H_0 = 50 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, pour comparaison avec les échantillons déjà publiés. [†] Sources réobservées lors de l’hivers 2002-2003. [‡] Sources n’étant pas considérées par l’étude.

c'est à dire les données présent avec la matrice MAMBO I ou la matrice MAMBO II après qu'elle eut été modifiée. Pour l'échantillon de quasars optiquement *faibles*, sur les 39 sources observées, 4 ont été détectées à des niveaux $\geq 3\sigma$. L'écart type médian des densités de flux est de 0.5 mJy avec une moyenne de 0.6 mJy. La source la plus brillante de cet échantillon est SDSS J0041-0029 avec une densité de flux de $S_{1.2\text{mm}} = 2.4 \pm 0.5$ mJy. La sensibilité effective moyenne de MAMBO II était de 37 ± 4 mJy $\text{s}^{1/2}$ sur l'ensemble de la période, en utilisant le canal #20 comme canal de référence. Sur les 36 sources observées pendant l'hiver 2001-2002, dont 4 ré-observées durant l'hiver 2002-2003, 3 sources ont été détectées à un niveau $\geq 3\sigma$. Seules les sources ayant été observées plus de 10 min seront considérées par la suite, ainsi, 4 sources seront retirées de l'échantillon.

La figure 4.1 présente un résumé, dans le plan $M_B - z$, des échantillons de quasars à grand décalage spectral, observés à 1.2 mm ou 850 μm , effectué par Carilli et al. (2001a); Omont et al. (2001); Isaak et al. (2002); Omont et al. (2003); Priddey et al. (2003a,b) y compris les quasars optiquement *faibles* discutés ici. Les symboles utilisés sont les mêmes que pour la figure 4.2, les symboles pleins représentant les détections.

4.3 Discussion préliminaire

4.3.1 Quantités physiques

Afin d'étudier le lien entre la formation stellaire tracée par l'émission infrarouge des poussières (voir chap. 5), et l'activité du trou noir supermassif central tracée par sa luminosité bleue, entre des sources à différentes distances ou décalages spectraux, il est nécessaire de convertir les quantités observées en propriétés intrinsèques des objets étudiés.

Luminosité Infrarouge lointain

Comme décrit au chapitre 1, il est possible, sous certaines hypothèses, de relier l'émission mesurée à 1.2 mm à l'émission infrarouge lointain des quasars à grand décalage spectral. Pour les sources de cet échantillon, une température de 45 K et un indice spectral de 1.5 ont été utilisés afin d'obtenir des résultats pouvant être comparés à ceux déjà publiés dans la littérature. Cependant, le chapitre 2 discute plus en détail le cas de la température et de l'indice spectral moyen des poussières dans les quasars à grand décalage spectral. Ceci correspond, pour les sources détectées, à des luminosités infrarouge lointain moyenne de l'ordre de $L_{\text{FIR}} \approx 8 \times 10^{12} L_{\odot}$.

Luminosité Optique

Les luminosités bleue, L_B , de l'échantillon sont calculées à partir des magnitudes bleue absolues des sources en utilisant

$$L_B = 10^{-2/5(M_B - M_{b\odot})} L_{\odot},$$

où $M_{b\odot}$ est la magnitude bolométrique absolue du soleil, prise ici à 4.74 (Cox 2000). En effet, la différence de deux magnitudes absolues est proportionnelle au log des rapports des luminosités, $M_1 - M_2 = -2/5 \log(L_1/L_2)$. Pour les sources des échantillons optiquement lumineux, cela correspond à des luminosités bleue de l'ordre de $L_B \approx 10^{13} L_{\odot}$, et $L_B \approx 10^{12} L_{\odot}$ pour l'échantillon optiquement *faibles*. Ces valeurs peuvent être comparées aux luminosités bolométriques, L_b , utilisées dans de nombreux travaux, en adoptant un facteur de conversion de 12, déterminé pour des quasars proches par Elvis et al. (1994).

4.3.2 Corrélation Infrarouge-Optique

Les variations temporelles du taux de formation stellaire et le lien entre luminosité optique, traçant l'activité du trou noir, et la luminosité infrarouge lointain, reflétant la formation stellaire sont les clefs pour la compréhension de la relation entre trous noirs super-massifs et galaxies hôtes des quasars à grand décalage spectral. Les différents relevés de quasars à grand décalage spectral présentent des taux de détection de l'ordre de 30% avec un r.m.s de 0.7 mJy pour les échantillons optiquement lumineux, nettement inférieur dans le cas des échantillons optiquement *faibles* et il est donc nécessaire d'utiliser des tests statistiques permettant de tenir compte des nombreuses limites supérieures présentes dans les échantillons. Il s'agit de l'analyse de survie ou *Survival Analysis*.

Statistiques de survie

Les statistiques dites de survie ont été développées initialement pour des études statistiques en biologie où la durée des expériences est un facteur limitant le temps accessible à l'étude, on parle alors de données censurées. Il existe deux grandes classes de tests. Les premiers, dits *univariate*, s'intéressent à une seule variable, soit d'un seul échantillon avec l'estimateur de Kaplan-Meier qui permet de retrouver la fonction de distribution de cette variable, ou à la comparaison d'une variable entre plusieurs échantillons en testant l'hypothèse que ces échantillons proviennent d'une même loi parente (tests de *Gehan*, *logrank* ou *Peto*). La deuxième classe de tests d'analyse de survie, dits *bivariate*, s'intéresse à la relation entre deux variables d'un même échantillon, avec les tests de régression de *Cox*, le tau de *Kendall* ou le rho de *Spearman* qui permettent de tester l'hypothèse de la présence d'une corrélation entre les deux variables. Si une corrélation est présente, les outils de régression linéaire, tels l'algorithme *EM* et les méthodes de *Buckley-James* ou de *Schmidt*, permettent d'effectuer des ajustements linéaires sur des données censurées.

Feigelson & Nelson (1985) et Isobe et al. (1986) ont appliqué ces méthodes à l'astrophysique et ont développé un logiciel, ASURV, permettant d'effectuer la plupart des tests de statistique de survie. La principale limitation de ces techniques d'analyse appliquées à l'astrophysique est la définition de la limite supérieure. Dans différentes disciplines, la durée d'une expérience détermine de façon univoque la censure présente dans les données. Dans la plupart des cas d'observations astronomiques, la censure est due à l'absence de détection à un niveau de confiance déterminé. Ainsi, on définit une limite, la plupart du temps à 3σ , correspondant à un niveau de confiance de 99%, au delà de laquelle un objet est dit détecté, et qui, en deçà, définit sa censure. De nombreuses simulations ont montré que cette définition était satisfaisante pour les tests d'analyse de survie (Isobe et al. 1986).

Des simulations de type Monte-Carlo ont également été effectuées pour tester les méthodes *univariate* dans le cas d'une distribution parente de type exponentielle. Nous avons étudié l'effet sur ces tests du nombre de données dans les échantillons testés, de la proportion de données censurées, ainsi que la distribution des tests pour différentes populations parentes. Ces simulations ont montré que les tests d'analyse de survie étaient très robustes en regard du petit nombre de données dans un échantillon (~ 40) et d'un grand nombre de données censurés ($\sim 70\%$).

Résultats

Lorsque l'on compare des échantillons provenant de différents relevés optiques, il est nécessaire de s'assurer que les critères de sélection optique des différents relevés sont équivalents et

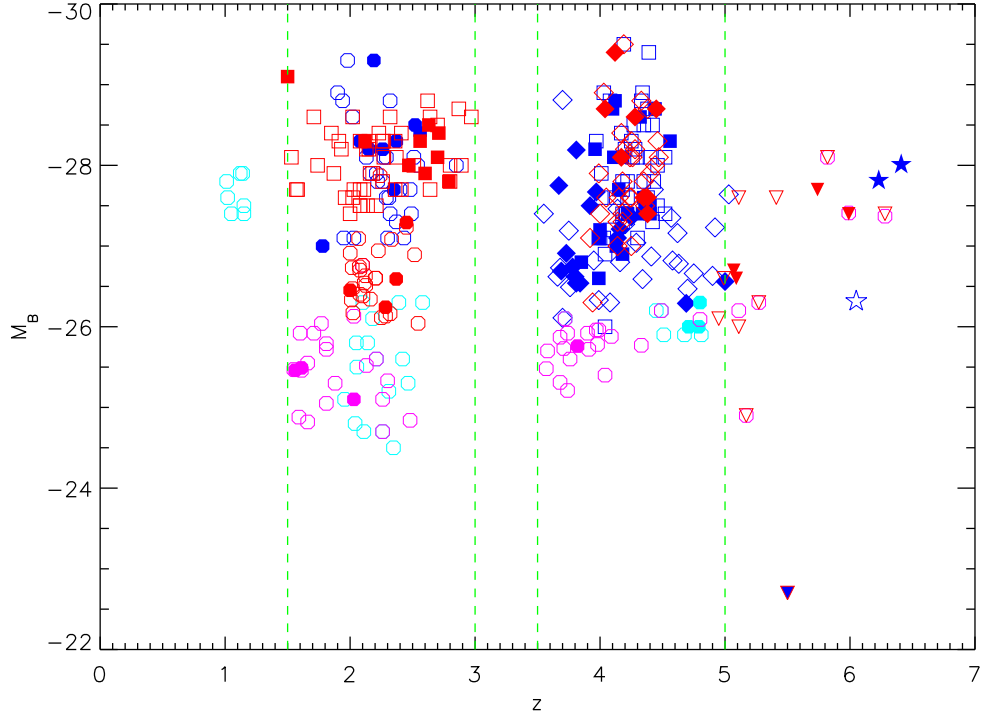


FIG. 4.1 – Distribution dans le plan $M_B - z$ des différents échantillons discutés dans le texte. Les symboles sont les mêmes que pour la figure 4.2.

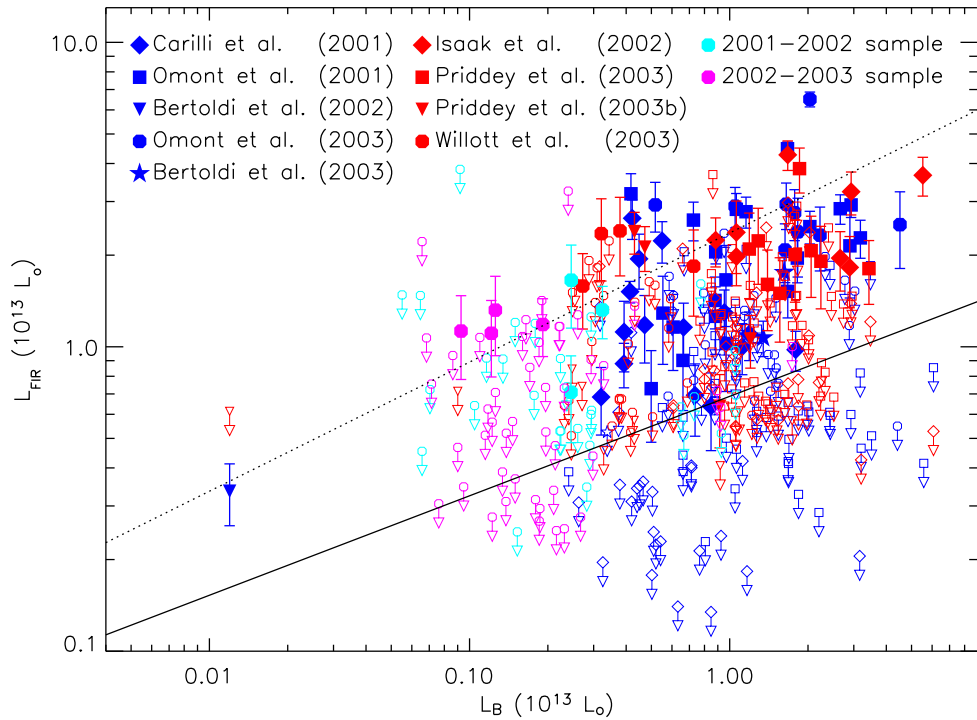


FIG. 4.2 – Luminosité infrarouge lointain en fonction de la luminosité bleue pour les quasars à grand décalage spectral. La signification des différents symboles est donnée dans la figure, les symboles pleins représentant les détections, les limites supérieures sont représentées comme $L + \Delta L$ si $L > 0$, ou ΔL si $L < 0$, i.e un niveau de confiance à 68% comme les barres d'erreurs. *trait plein*, régression linéaire dérivée avec l'algorithme *EM*. *trait pointillé*, régression linéaire sur les sources détectées uniquement (voir texte).

TAB. 4.3 – Résultats des tests d’analyse de survie effectués sur les échantillons de quasars optiquement lumineux (voir figure 4.2) ainsi que les échantillons de quasars optiquement *faibles* présentés tables 4.1 et 4.2

	$1.5 < z < 3.0$	$3.5 < z < 5.0$	$5.0 < z$
Test de corrélation [†]	0.02/0.02/0.00	1.63/0.22/0.89	79.0/83.4/69.0
Régression [‡]	$(8.52 \pm 0.96)/(0.33 \pm 0.07)$	$(8.52 \pm 1.33)/(0.32 \pm 0.10)$	–
	8.69/(0.32 \pm 0.08)	8.41/(0.32 \pm 0.08)	–

NOTE – [†] probabilité qu’une corrélation ne soit pas présente, en %, avec, respectivement, les tests de régression de *Cox*, du tau de *Kendall* et du rho de *Spearman*. [‡] avec l’algorithme de *EM* et la méthodes de *Buckley-James* : $(a + \Delta a)/(b + \Delta b)$ correspondant à $\log L_{\text{FIR}} = a + b \times \log L_{\text{B}}$. La méthode de *Buckley-James* ne permet pas de calculer les écarts types des paramètres ajustés, celui de la pente est estimé en utilisant une méthode de moindre carré.

que l’on compare des objets de même nature. Cela peut être fait en corrélant les différents catalogues quand cela est possible. Par la suite nous ferons l’hypothèse que les différents relevés utilisés (Carilli et al. 2001a; Omont et al. 2001, 2003; Bertoldi et al. 2003a; Isaak et al. 2002; Priddey et al. 2003a,b) ont des critères de sélection de quasars équivalents à ceux de l’échantillon de quasars optiquement *faibles* observés avec MAMBO II, pour la plupart d’entre eux cela est vérifié de façon raisonnable par leur présence dans le catalogue de quasars du SDSS.

Pour limiter d’éventuels effets d’évolution, l’étude de la corrélation infrarouge-optique a été effectuée en regroupant les quasars suivant plusieurs intervalles de décalage spectral, entre 1.5 et 3, entre 3.5 et 5, et au delà de 5. Pour ces trois intervalles, nous avons utilisé une version légèrement corrigée du logiciel ASURV pour calculer *la probabilité p qu’une corrélation ne soit pas présente dans l’échantillon* à l’aide des tests de régressions de *Cox*, du tau de *Kendall* ou du rho de *Spearman*. Dans le cas où ces tests le permettraient nous avons également effectué des régressions linéaires avec l’algorithme de *EM* et la méthode de *Buckley-James*. Les résultats de ces tests sont résumés dans le tableau 4.3. Les sous-échantillons de quasars dont les décalages spectraux sont compris entre $1.5 < z < 3.0$ et $3.5 < z < 5.0$ présentent une très forte probabilité pour que leurs luminosités infrarouge lointain et leurs luminosités bleue soient corrélées. Au contraire, le sous-échantillon de quasars à $z > 5.0$ ne présente pas de corrélation forte entre luminosité infrarouge lointain et luminosité bleue. Le faible nombre d’objets présents dans cet intervalle et la faible dispersion en magnitudes bleue absolues expliquent sans doute cette absence de corrélation.

En effectuant des tests *univariate* sur la luminosité infrarouge lointain des différents intervalles de décalage spectral on peut remarquer que la probabilité pour que les distributions de luminosité infrarouge lointain à $z \sim 2$ et $z \sim 4$ dérivent d’une même population parente sont de l’ordre de $p \approx 90\%$. En ce qui concerne l’intervalle $z > 5$, la probabilité est du même ordre de grandeur avec $p \sim 86\%$ avec l’un ou l’autre intervalle $z \sim 2$ ou $z \sim 4$, ce qui tend à montrer que les distributions de luminosités infrarouge lointain n’ont pas évolué entre $z \approx 5$ et $z \approx 2$. Nous pouvons donc estimer la corrélation entre luminosités infrarouge lointain et luminosités bleue pour l’ensemble des quasars à $z > 1$. Les tests de corrélation sur cet échantillon combiné donnent des probabilités de $(0.008/0.000/0.003)\%$ (voir table 4.3), indiquant, avec une très forte probabilité, que les luminosités infrarouge lointain et optiques sont corrélées. Ainsi, les résultats

des régressions linéaires sur l'ensemble des données, en suivant l'algorithme de *EM* et la méthode de *Buckley-James*, sont, respectivement,

$$\begin{aligned}\log L_{\text{FIR}} &= (8.36 \pm 0.90) + (0.33 \pm 0.07) \times \log L_{\text{B}}, \\ \log L_{\text{FIR}} &= 8.31 + (0.33 \pm 0.06) \times \log L_{\text{B}}.\end{aligned}$$

La régression linéaire en suivant l'algorithme de *EM* est présentée sur la figure 4.2 avec l'ensemble des données utilisées pour effectuer cette étude. De plus, le résultat d'une régression linéaire effectuée uniquement sur les points non censurés est également présentée, le résultat de cette régression linéaire indique une corrélation forte qui suit $\log L_{\text{FIR}} = (7.73 \pm 0.33) + (0.42 \pm 0.02) \times \log L_{\text{B}}$, avec un indice supérieur à ceux dérivés en tenant compte des limites supérieures. Ainsi, les luminosités bleue et infrarouge lointain des quasars à grand décalage spectral sont fortement corrélées et, suivent une loi du type $L_{\text{FIR}} \propto L_{\text{B}}^{0.33 \pm 0.07}$, lorsque l'on considère tous les échantillons de quasars à $z > 1$.

4.4 Conclusions

Nous avons effectué des observations à 1.2 mm d'un échantillon de quasars à grand décalage spectral optiquement moins lumineux ($M_{\text{B}} \leq -24$) que ceux des études précédentes de Omont et al. (2001); Carilli et al. (2001a); Omont et al. (2003); Bertoldi et al. (2003a); Isaak et al. (2002); Priddey et al. (2003a) et Priddey et al. (2003b). Les quasars de cet échantillon ont été sélectionnés dans le EDR QUASARS CATALOG du SDSS. Sur les 49 sources observées, 4 ont été détectées à un niveau $\geq 3\sigma$. Avec une température de poussière de 45 K et un indice de $\beta = 1.5$, les densités de flux observées correspondent à des luminosités infrarouge lointain de l'ordre de $10^{13} L_{\odot}$, et des masses de poussières de quelques $10^8 M_{\odot}$. En utilisant des techniques d'analyse statistique prenant en compte le grand nombre de limites supérieures inhérent à ce type d'étude, on peut montrer que la luminosité infrarouge lointain est corrélée avec la luminosité bleue des quasars. Cependant, l'indice spectral, α , de cette corrélation entre la luminosité bleue, qui trace l'activité des quasars, et la luminosité infrarouge lointain, provenant des poussières de leurs galaxies hôtes, $L_{\text{FIR}} \propto L_{\text{B}}^{\alpha}$, est faible avec $\alpha = 0.33 \pm 0.07$, comparée à ce qui est trouvé dans des échantillons de quasars locaux par Haas et al. (2004). Cela peut être expliqué si les poussières ne sont pas chauffées par le quasar lui-même, ce qui impliquerait un indice de corrélation élevé comme pour les quasars locaux (Haas et al. 2000), mais par l'activité de formation stellaire de la galaxie hôte. La corrélation proviendrait alors de la formation simultanée du trou noir central et de la composante stellaire de sa galaxie hôte. La luminosité infrarouge lointain serait alors un traceur de la formation stellaire dans le bulbe des galaxies hôtes des quasars à grand décalage spectral.

Cependant, un certain nombre d'hypothèses sont faites et peuvent influencer ces études. Tout d'abord, la température des poussières dans ces objets n'est pas connue et est fixée à une valeur moyenne déterminée à partir de quelques objets dont les densités spectrales d'énergie sont bien échantillonnées (voir chap. 2). La luminosité infrarouge dépend fortement de la température des poussières $L_{\text{FIR}} \propto T^{4+\beta}$, et est modifiée, par exemple, d'un facteur 6(0.1) si elle est à 60(30) K au lieu des 45 K supposé. Ainsi, l'indice spectral de la corrélation peut être fortement modifiée si les températures des poussières réelles de chaque quasar diffèrent de celles supposées dans l'étude, notamment si la température des poussières est corrélée avec la luminosité. Bien que la probabilité pour qu'un objet soit amplifié gravitationnellement augmente avec sa distance, il n'existe que très peu d'information sur la possible amplification gravitationnelle des objets étudiés dans ce chapitre. Si l'amplification est différente pour l'émission optique et l'émission

infrarouge, ou même si l'amplification est non-différentielle, elle peut avoir un effet important sur l'indice spectral de la corrélation. Enfin, il n'existe que peu de sources pour lesquelles on a simultanément une détection millimétrique et radio (voir chap. 5) et on peut ainsi vérifier l'hypothèse de la nature du rayonnement thermique des poussières mesuré dans le (sub)millimétrique. Bien que, dans la plupart des cas, l'indice spectral infrarouge-radio reste compatible avec celui d'une émission millimétrique due à des poussières voire même avec celui des galaxies à flambées d'étoiles locales, pour la plupart des sources, cela reste une inconnue, bien que la non-détection de ces sources par le relevé FIRST présente déjà une bonne indication de leur nature radio faible.

Chapitre 5

Émission radio des quasars radio faible à grand décalage spectral

Sommaire

5.1	Quasars optiquement <i>faibles</i>	98
5.1.1	Échantillon	98
5.1.2	Réduction de données et résultats	98
5.2	Quasars radio faible à grand z	100
5.2.1	Caractéristiques des observations	100
5.2.2	Corrélation Infrarouge-Radio	100
5.3	Conclusions	101

Les données radio centimétriques apportent un complément très précieux à l'infrarouge lointain pour l'étude de la formation stellaire, spécialement dans les galaxies à flambées d'étoiles, du fait de l'étroite corrélation entre les luminosités infrarouge lointain et radio. On sait que ces propriétés s'appliquent également aux quasars radio faible. On y trouve ainsi une source supplémentaire d'études des flambées stellaires, avec l'intérêt particulier du très grand pouvoir de résolution angulaire des interféromètres radio qui permet d'analyser la structure spatiale des flambées stellaires, mais la complication qu'il faut être sûr de bien distinguer l'émission (synchrotron, voire *free-free*) de l'activité de formation stellaire d'une éventuelle émission intrinsèque de l'AGN quand il n'est pas parfaitement radio faible mais légèrement radio fort.

Comme le montre la figure A.2 de l'annexe A, le domaine radio ne bénéficie pas de l'effet de correction K inverse, ce qui rend facile la détection radio à de sources à $z \sim 0.5 - 1$, mais à la limite de sensibilité actuelle du VLA pour les sources les plus fortes aux plus grands z . Il n'est donc pas étonnant que parallèlement aux observations millimétriques de l'émission de la poussière et du gaz moléculaire des flambées stellaires dans les quasars radio faible à grand décalage spectral, ce soit développé tout un programme d'études radio des mêmes échantillons, principalement au VLA. Ces études Carilli et al. (2001a,b, 2004); Petric et al. (2004) nécessitent, surtout à très grand z , une très bonne sensibilité et donc un temps considérable de télescope, elles ont du se limiter principalement à une partie des sources préalablement détectées à 1.2 mm. Néanmoins, en profitant de la réduction du temps d'observation nécessaire à plus bas décalage spectral, on a pu étendre cette étude à des échantillons de sources à $z \sim 2$ non détectées à 1.2 mm (Petric et al. in prep, Beelen et al. in prep) et même à des sources à $z \sim 1$ non observées avec MAMBO (Mohan et al. in prep).

J'ai moi-même participé à une partie d'entre elles Carilli et al. (2004), Petric et al. (in prep.) et Mohan et al. (in prep.) et j'ai conduit l'un des programmes, sur des quasars optiquement faibles (Beelen et al. in prep.). Je vais d'abord décrire ce programme en détail puis j'essaierai de dresser un rapide bilan général des enseignements de l'ensemble de ces études radio et, en particulier, de vérifier sur l'échantillon global le degré de validité de la corrélation entre les luminosités infrarouge lointain et radio pour ces objets extraordinaires tant par leur luminosité que par leur jeunesse.

5.1 Quasars optiquement *faibles*

Bien que les quasars optiquement *faibles* aient été sélectionnés pour ne pas présenter d'émission radio forte, l'hypothèse sur la nature du rayonnement observé à 1.2 mm, supposée être dominée par l'émission thermique des poussières, reste forte. Afin de vérifier la nature de l'émission à 1.2 mm, en mesurant l'indice spectral entre 250 GHz et 1.4 GHz, Conjointement à la demande d'observation des quasars optiquement *faibles* avec MAMBO II, nous avons effectué une série d'observations, à 1.4 GHz avec le VLA, sur les quasars de l'échantillon de quasars optiquement *faible* (chap. 4). De plus, les observations à haute résolution angulaire permettent de détecter des structures à des échelles de l'ordre de la seconde d'arc et, le cas échéant, de résoudre les sources, ce qui nous permet de remonter aux tailles physiques des sources, ou de découvrir des images multiples dans le cas de sources amplifiées gravitationnellement.

5.1.1 Échantillon

L'échantillon initialement proposé est basé sur les sources observée avec MAMBO II durant l'hiver 2002-2003. En se basant sur le niveau de bruit attendu à 1.2 mm et en utilisant la relation entre l'émission radio et infrarouge en fonction du décalage spectral déterminée par Carilli & Yun (2000) dans le cas de galaxies à flambées d'étoiles, nous avons déterminé quel était le temps nécessaire pour effectuer un relevé à sensibilité équivalente à 1.4 GHz. Nous avons donc demandé 75 heures de temps télescope, en tenant compte des durées nécessaires pour le pointage et la calibration, pour observer, en configuration A, les 54 quasars optiquement *faibles* à $z \sim 2$ et $z \sim 4$ de l'échantillon.

5.1.2 Réduction de données et résultats

Les données ont été réduites avec le logiciel AIPS. Les sources proches non résolues présentes dans le champ ont été utilisées pour effectuer une calibration initiale de la phase durant les observations. Pour chaque source, l'émission continuum a été imagée sur deux champs de vue primaires afin d'identifier les sources radio fortes. La phase et l'amplitude des visibilité ont ensuite été auto-calibrées en utilisant ces sources comme modèles. Ainsi les données ont été auto-calibrées en 2 ou 3 itérations.

Sur les 8 sources observées, 2 ont été détectées à des niveaux $> 3\sigma$. Le bruit des cartes finales obtenues correspond au niveau de bruit attendu pour le temps d'observation passé sur chacune des sources, de l'ordre de $15 - 20 \mu\text{Jy}$. Le tableau 5.1 résume l'ensemble de ces observations. Une source, SDSS J172837.98+594521.5, est résolue et présente une structure en arc (voir figure 5.1). Cette structure pourrait être la conséquence d'une amplification gravitationnelle ou la signature de la présence d'une source radio présentant des jets, une source *Wide Angle Tailed (WAT)*. Des observations complémentaires sont nécessaires pour déterminer la nature exacte de

TAB. 5.1 – Quasars du SDSS optiquement *faible* observés à 1.4 GHz au VLA

Source	R.A. (J2000.0)	Dec.	z	M_B	$S_{1.4\text{GHz}}$ [μJy]
SDSS J172701.56+593757.3 [†]	17 27 01.56	+59 37 57.3	2.03	-25.10	90 ± 16
SDSS J172837.98+594521.5 [†]	17 28 37.98	+59 45 21.5	1.61	-25.49	102 ± 23
SDSS J171424.67+612404.6	17 14 24.67	+61 24 04.6	2.03	-26.13	< 84
SDSS J172525.81+540154.9	17 25 25.81	+54 01 54.9	1.66	-24.82	< 48
SDSS J173222.80+611536.2	17 32 22.80	+61 15 36.2	1.81	-25.79	< 72
SDSS J173540.19+554131.1	17 35 40.19	+55 41 31.1	1.60	-25.92	< 54
CADIS 16-736317	16 23 59.10	+55 41 08.9	2.26	-24.7	–
CADIS 16-316299	16 24 48.86	+55 40 53.3	3.72	-26.1	< 57

NOTE – Les magnitudes bleues absolues sont données avec une cosmologie EdS, et $H_0 = 50 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, pour comparaison avec les échantillons déjà publiés. [†] Sources détectées à 1.2 mm. Les limites supérieures sont données à 3σ .

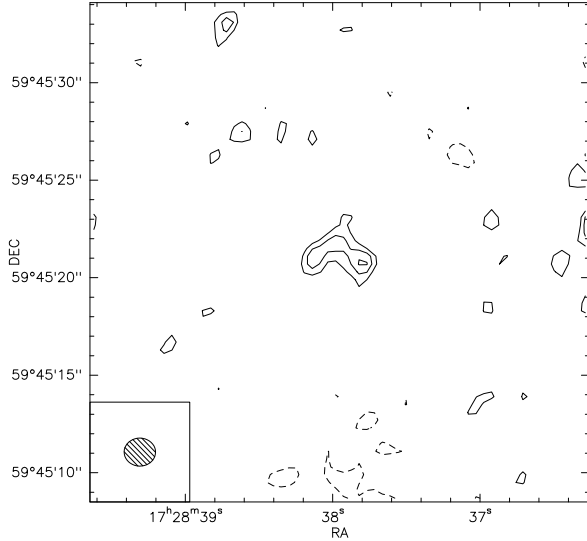


FIG. 5.1 – Contour de densité de flux à 1.4 GHz de la source SDSS J172837.98+594521.5. Les contours sont des multiples de $15 \mu\text{Jy}$ (-2, 2, 3, 4, 5). Le lobe synthétise ($1''.7 \times 1''.5$ avec un angle de -30°) est indiqué dans le coin inférieur gauche de la carte.

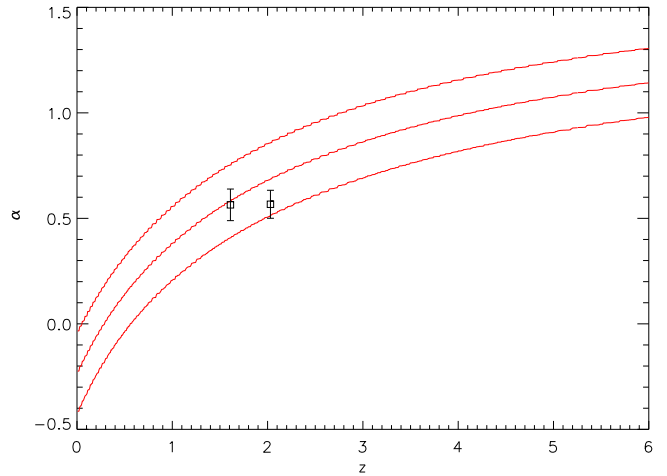


FIG. 5.2 – $\alpha_{1.4}^{250}-z$ pour les deux quasars optiquement *faibles* détectés à la fois à 1.4 GHz et 1.2 mm. Les traits correspondent à l'indice spectral moyen dérivé à partir de galaxies proches à flambées d'étoiles (Carilli & Yun 2000)

TAB. 5.2 – Description des différents relevés radio à 1.4 GHz des quasars optiquement lumineux à grand décalage spectral observés à 1.2 mm avec MAMBO

Authors	#	z	median σ (mJy)
Carilli et al. (2001a)	12	3.99 – 4.46	0.03
Carilli et al. (2001b)	41	3.66 – 4.75	0.03
Petric et al. (2003)	10	5.03 – 6.28	0.02
Petric et al. (2004)	16	1.78 – 2.71	0.02
Carilli et al. (2004)	2	6.20 – 6.42	0.01
Mohan et al., in prep	50	~ 1	–

cette source. Les deux sources détectées à 1.4 GHz le sont également à 1.2 mm, on peut alors définir les indices spectraux radio-millimétrique par (Carilli & Yun 2000)

$$\alpha_{1.4\text{GHz}}^{250\text{GHz}} = \frac{\log S_{250\text{GHz}}/S_{1.4\text{GHz}}}{\log 250/1.4}.$$

L'indice spectral radio-millimétrique de ces deux sources est compatible avec un indice spectral moyen de galaxie à flambées d'étoiles (voir figure 5.2), confirmant ainsi la nature du rayonnement observé à 1.2 mm, un rayonnement thermique des poussières, probablement chauffées par les flambées de formation stellaire.

5.2 Quasars radio faible à grand z

5.2.1 Caractéristiques des observations

Toutes les observations ont été effectuées au VLA qui présente de loin la meilleure sensibilité actuelle à 1.4 GHz. La sensibilité a évidemment été adaptée à celle des signaux attendus en fonction de z à partir des intensités millimétriques quand elles sont connues. Les rms s'étagent ainsi de $\sim 100 \mu\text{Jy}$ à $z \sim 0.6 - 1$ à $12 \mu\text{Jy}$ à $z > 6$. Ces études sont répertoriées dans la table 5.2. Comme on le voit, elles se sont étendues sur près de cinq ans, en suivant systématiquement les différentes étapes du programme d'observations millimétriques avec MAMBO.

5.2.2 Corrélation Infrarouge-Radio

La corrélation entre les émission infrarouge et radio pour les galaxies locales est une relation fondamentale dans l'étude des galaxies flambées stellaire (voir chap. 1). La figure 5.3 présente la luminosité infrarouge lointain et fonction de la luminosité monochromatique à 1.4 GHz de l'ensemble des sources des échantillons de quasars à grand décalage spectral discutés ici. L'échantillon de référence de galaxie à flambées d'étoiles discuté par Yun et al. (2001) est également représenté. Les luminosités infrarouge lointain ou leurs limites supérieures ont été calculées à partir des mesures effectuées à 1.2 mm ou $850 \mu\text{m}$, en ajustant un corps noir modifié avec une température moyenne de $T_{\text{dust}} = 50 \text{ K}$ et un indice spectral de $\beta = 1.6$. Les luminosités monochromatiques à 1.4 GHz ou leurs limites supérieures ont été calculées en ajustant une loi de puissance à la partie radio de la distribution spectrale d'énergie des quasars ; la plupart du temps un indice spectral de $\alpha = -0.75$ a été utilisé pour extrapoler la mesure à 1.4 GHz à la luminosité

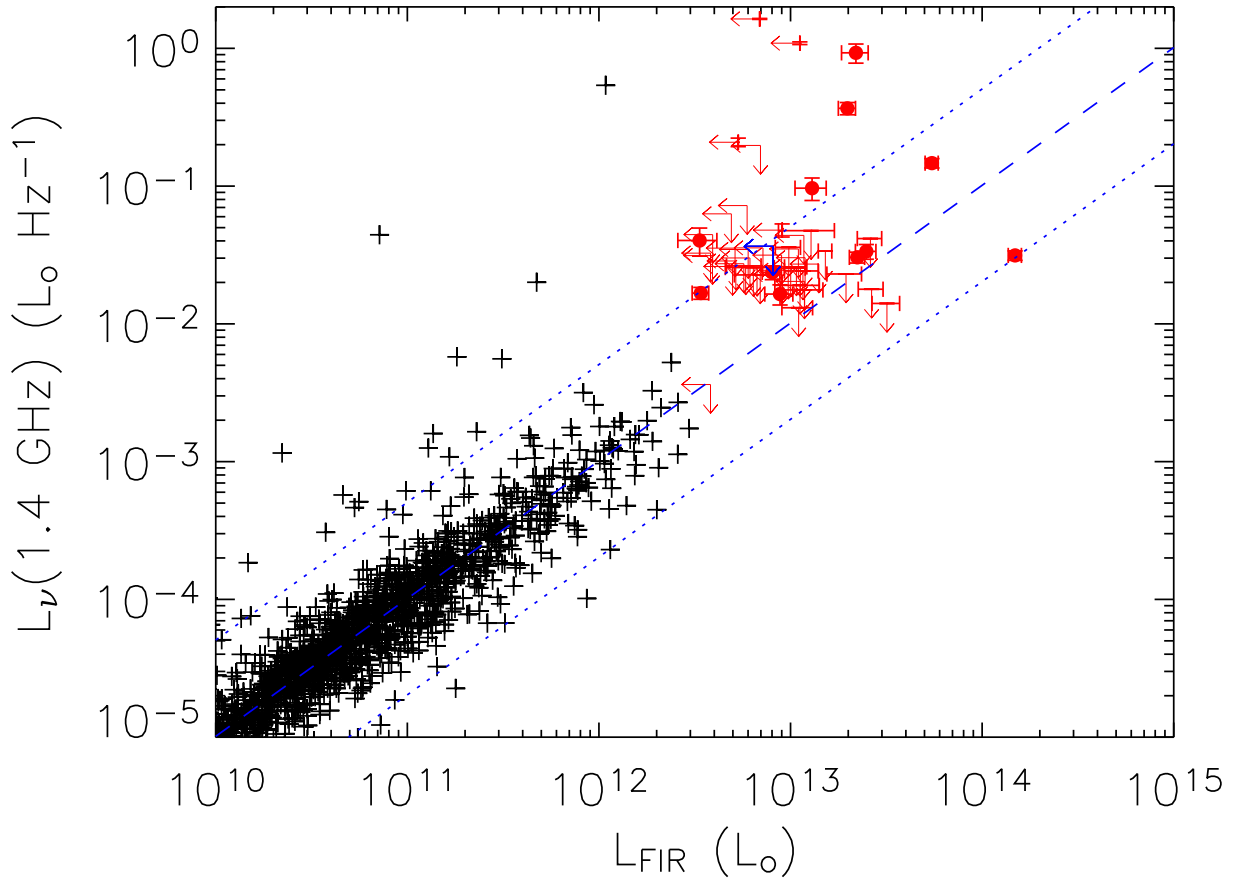


FIG. 5.3 – Luminosité infrarouge lointain en fonction de la luminosité monochromatique à 1.4 GHz pour l’ensemble des quasars à grand décalage spectral étudiés dans le submillimétrique ou le millimétrique et en radio. Les valeurs supérieures sont représentées à 3σ .

monochromatique à 1.4 GHz. A l’exception de quelques sources bien identifiées en excès radio, l’ensemble des sources suit ou est compatible avec la corrélation infrarouge radio des galaxies à flambée d’étoiles. Ainsi, l’hypothèse d’émission thermique de la poussière reste donc vérifiée par la grande majorité des quasars radio faible étudiés à grand décalage spectral.

5.3 Conclusions

Le fait que pour les galaxies hôte des quasars, la relation infrarouge-radio soit vérifiée aux plus grands décalages spectraux ($1.8 < z < 6.4$) est un résultat important montrant que cette relation est également valable aux distances cosmologique. Récemment, (Appleton et al. 2004) ont montré à partir de données dans le moyen infrarouge, obtenues avec le satellite SPITZER, que la relation infrarouge-radio se prolongeait jusqu’aux décalage spectraux de $z \sim 1$. Les quasars radio faibles à grand décalage spectral montrent que les galaxies aux confins de l’Univers possèdent déjà les propriétés observées dans les galaxies locales, indiquant un degré d’évolution substantiel, même aux âges reculés. Avec les données à venir et les grands relevés en cours, une étude plus cohérente de cette relation fondamentale deviendra possible aux distances cosmologiques.

Chapitre 6

Relevé MaMBo de quasars à $z > 5.7$ La fin de l'âge sombre

Sommaire

6.1 Observations	103
6.1.1 Échantillons	103
6.1.2 Résultats	103
6.1.3 Sources individuelles	105
6.2 Discussion	105
6.2.1 Formation stellaire	105
6.2.2 Formation de la poussière	106
6.3 Conclusions	108

La recherche des galaxies et des quasars les plus distants est récemment devenue un champ actif de la cosmologie observationnelle grâce aux relevés profonds à grande sensibilités couvrant de large régions du ciel. Ainsi, de récents relevés optiques photométriques et spectroscopique ont permis la découverte de quasars jusqu'à des décalages spectraux de $z = 6.4$ Fan et al. (2001, 2003, 2004). Les spectres optiques de ces sources présentent une atténuation de leur continuum des côtés bleu de la raie Lyman- α du à l'effet Gunn-Peterson, indiquant que l'Univers était partiellement neutre à ces décalage spectraux et que ces objets sont localisés à la fin de l'époque de réionisation White et al. (2003). Ces sources permettent donc d'étudier la formation et l'activité des trous noirs massifs et l'activité de formation stellaire qui leur est associée à la fin de l'âge sombre. Ce chapitre résume les observations qui ont été faites dans le continuum à 1.2 mm avec MAMBO et à 1.4 GHz avec le VLA de tous les quasars à $z > 5.7$ connus à ce jour. Les résultats de ces études en cours ont été publié dans Petric et al. (2003); Bertoldi et al. (2003a), ce dernier est paru dans A&A et présenté en fin de chapitre. Je me concentrerai principalement sur les résultats de cette dernière étude à laquelle j'ai activement participé, ainsi que sur les observations de 5 nouveaux quasars à $z > 5.7$ identifiés récemment par Fan et al. (2004).

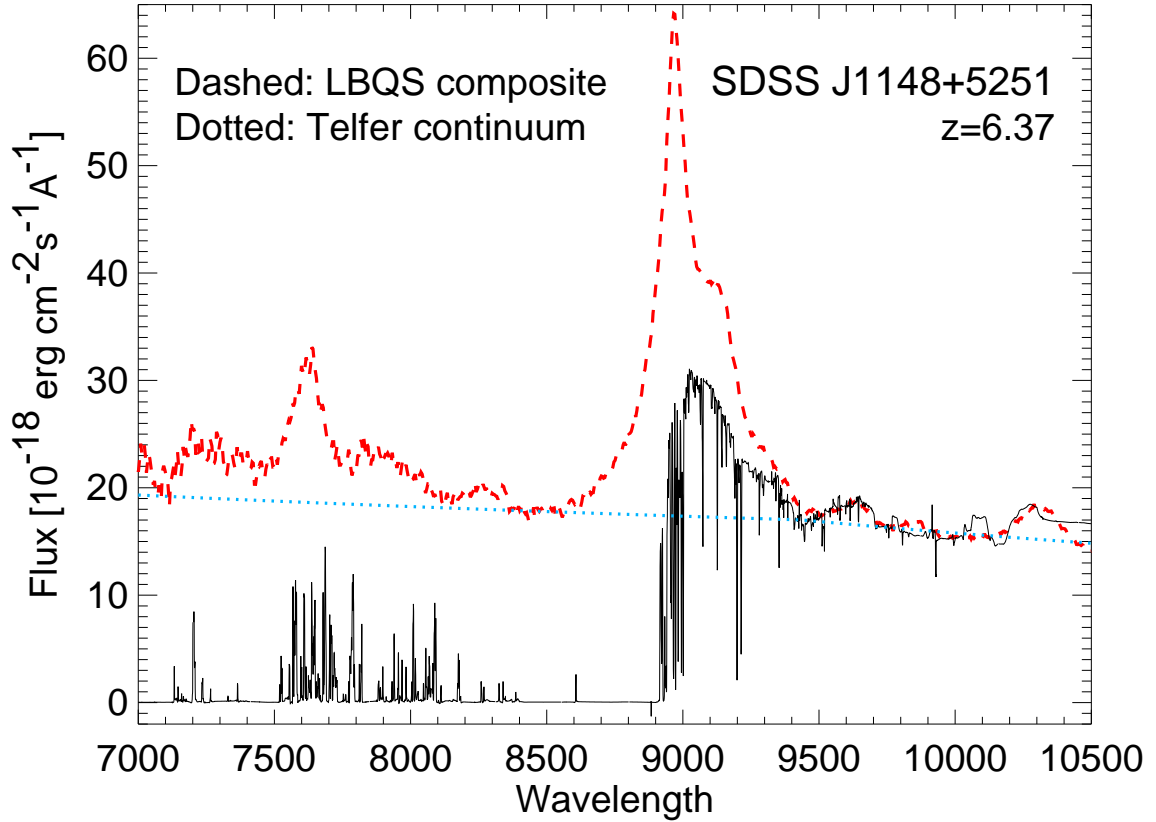


FIG. 6.1 – Spectre optique du quasar J1148+5251 à $z = 6.4$. Le modèle de quasar composite du LBQS est superposé, mettant ainsi en évidence l’effet Gunn-Peterson dans l’aile bleu de la raie Lyman- α . Tiré de White et al. (2003).

6.1 Observations

6.1.1 Échantillons

La construction de l’échantillon du relevé MAMBO à très grand décalage spectral est basée sur les travaux débutés par Fan et al. (2001) qui a pour but de détecter les quasars à $z > 5.7$ dans les données du relevé SDSS. L’échantillon des 12 quasars du relevé MAMBO à $z > 5.7$ est ainsi constitué par la réunion des échantillons discutés par Fan et al. (2001, 2003) et Fan et al. (2004). Les deux premiers sous échantillons ont été discutés respectivement par Petric et al. (2003) et Bertoldi et al. (2003a). Ce chapitre inclut de nouvelles observations sur les 5 quasars identifiés par Fan et al. (2004). L’ensemble des spectres optiques de ces quasars présente une atténuation de l’aile bleu de la raie Lyman- α , illustré par la figure 6.1 dans le cas du quasar J1148+5251 à un décalage de $z = 6.4$.

6.1.2 Résultats

Les observations des 5 sources découvertes par Fan et al. (2004) ont été effectuées durant l’hiver 2003-2004 avec la matrice de bolomètres MAMBO II. Lors des observations, le pointage

TAB. 6.1 – Quasars du SDSS optiquement lumineux à $z > 5.7$ observés à 1.2 mm.

Source	R.A. (J2000.0)	Dec.	z	M_B	$S_{1.2\text{mm}}$ [mJy]	$S_{1.4\text{GHz}}$ [mJy]
(Petric et al. 2003)						
SDSS J0836+0054	08 36 43.85	+00 54 53.3	5.82	-28.10	< 2.9	1.75 ± 0.04
SDSS J1030+0524	10 30 27.10	+05 24 55.0	6.28	-27.37	< 3.4	< 0.06
SDSS J1044-0125	10 44 33.04	-01 25 02.2	5.80	-27.63	3.4 ± 1.1 †	< 0.08
SDSS J1306+0356	13 06 08.26	+03 56 26.3	5.99	-27.41	< 3.1	< 0.05
(Bertoldi et al. 2003a)						
SDSS J1048+4637	10 48 45.05	+46 37 18.3	6.23	-27.81	3.0 ± 0.4	0.026 ± 0.012
SDSS J1148+5251	11 48 16.64	+52 51 50.3	6.42	-28.01	5.0 ± 0.6	0.055 ± 0.012
SDSS J1630+4012	16 30 33.90	+40 12 09.6	6.05	-26.31	0.8 ± 0.6	< 0.39
SDSS J0002+2550	00 02 39.39	+25 50 34.8	5.80	-27.88	0.9 ± 1.0	–
SDSS J0005-0006	00 05 52.34	-00 06 55.8	5.83	-26.69	-0.7 ± 0.7	< 1.56
SDSS J1411+1217	14 11 11.29	+12 17 37.4	5.93	-26.97	-0.2 ± 0.5	< 0.52
SDSS J1602+4228	16 02 54.18	+42 28 22.9	6.07	-27.11	0.1 ± 0.4	< 0.43
SDSS J1623+3112	16 23 31.81	+31 12 00.5	6.22	-26.88	0.7 ± 0.4	< 0.40

NOTE – † non mesuré à 1.2 mm mais extrapolé à partir d'une mesure à 850 μm .

Les magnitudes bleues absolues sont calculée à partir des magnitudes M_{1450} et sont données avec une cosmologie EdS, et $H_0 = 50 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, pour comparaison avec les échantillons déjà publiés. Les limites supérieures sont données à 3σ . Les données radio proviennent du relevé FIRST ou de Petric et al. (2003); Carilli et al. (2004).

et le *focus* étaient vérifiés régulièrement sur des sources fortes et la transmission atmosphérique était mesurée périodiquement. Lors des observations, le canal #20 était utilisé comme canal de référence. Le temps d'intégration sur les sources varie entre ~ 20 min et 1.5h. Les données ont été réduites à l'aide du logiciel MOPSIC et des routines de réduction du *pipeline* 30-m légèrement modifiées. Aucun des 5 quasars n'a été détecté à un niveau de confiance $> 3\sigma$ pendant la campagne d'observation de l'hiver 2004. Les écarts types médians des densités de flux vont de 0.4 à 1 mJy (voir table 6.1).

La table 6.1 présente les résultats des mesures du continuum à 1.2 mm des quasars à $z > 5.7$ ainsi que les densités de flux radio à 1.4 GHz. Les magnitudes bleues absolues ont été recalculées pour l'ensemble des sources à partir des magnitudes absolues M_{1450} du relevé SDSS. Des 12 quasars observés, 3 ont été détectés à des niveaux $> 3\sigma$, avec une sensibilité médiane de 0.6 mJy. Le taux de détection pour les quasars à $z > 5.7$. Le taux de détection à 1.2 mm des quasars à $z > 5.7$ est donc de 25%, légèrement inférieur au taux de 30% pour l'ensemble des quasars entre $1 < z < 5$. Toutefois le faible nombre de sources à $z > 5.7$ ne permet pas de déterminer si cette différence est significative. Par la suite, je décris plus en détail, deux des sources détectées à 1.2 mm, ainsi que les résultats de la dernière campagne d'observation.

6.1.3 Sources individuelles

J1148+5251

Ce quasar est le plus lointain détecté à ce jour avec un décalage spectral de $z = 6.42$. Très lumineux optiquement ($M_B = -28.01$ correspondant à $L_b = 10^{14} L_\odot$), la masse de son trou noir central est estimée à $\sim 3 \times 10^9 M_\odot$ avec un taux d'accrétion proche de celui d'Eddington (Willott et al. 2003). Si la masse du halo de matière noire associé à J1148+5251 était proportionnel à la masse du trou noir en suivant la relation observée dans l'Univers local, elle serait de $M_{\text{halo}} = 2 \times 10^{12} M_\odot$ et J1148+5251 représenterait l'un des objets les plus massifs ayant été formé dans l'Univers. La source optique n'est pas résolue, ni dans les images en K obtenues avec au Keck (Fan et al. 2003) ni dans de récentes images HST (White, communications privée). Il n'y a pas d'évidence directe que ce quasar soit amplifié gravitationnellement. J1148+5251 est détecté à 1.2 mm avec une densité de flux de 5.0 ± 0.6 mJy. En radio, la densité de flux à 1.4 GHz est de 0.055 ± 0.012 mJy, ce qui est compatible avec la relation de Condon (Carilli et al. 2004, voir ci-après). Des mesures ultérieures ont permis de détecter J1148+5251 à 850 μm et 450 μm (Robson et al. 2004) ainsi qu'à 350 μm (voir chap. 2). Une carte a également été obtenue à 1.2 mm avec MAMBO, montrant que d'autres sources sont présentes dans le champ autour de J1148+5251, dont une, à l'est est sans contrepartie optique.

J1048+4637

Ce quasar est un BALQSO très lumineux en optique ($M_B = -27.81$) à $z = 6.23$, le troisième quasar le plus distant identifié à ce jour. Comme pour J1148+5251, il n'y a pas d'indication d'amplification gravitationnelle pour cette source (Fan et al. 2003). J1048+4637 est détecté à 1.2 mm avec une densité de flux de 3.0 ± 0.4 mJy. Récemment, Carilli et al. (2004) ont marginalement détecté ce quasar à 1.4 GHz avec une densité de flux de 26 ± 12 μJy .

6.2 Discussion

6.2.1 Formation stellaire

La figure 6.2 présente la luminosité infrarouge lointain en fonction de la luminosité monochromatique à 1.4 GHz pour l'ensemble des quasars du relevé MAMBO à très grand décalage spectral. Les luminosités infrarouge lointain ont été calculées à partir des densités de flux à 1.2 mm avec une température des poussières de $T_{\text{dust}} = 50$ K et un indice spectral de $\beta = 1.6$. Les luminosités monochromatiques à 1.4 GHz ont été extrapolées à partir des mesures à 1.4 GHz en utilisant un indice spectral de $\alpha = -0.75$. Les limites supérieures sont représentées à 3σ . À l'exception du quasar SDSS J0836+0054 qui présente clairement un excès radio, ces données ne permettent pas de contraindre la nature de l'émission observée à 1.2 mm. Elles n'excluent cependant pas une émission thermique des poussières.

Par contre, les mesures effectuées dans les domaines submillimétriques, millimétriques et radio de SDSS J1148+5251 permettent de contraindre les propriétés des poussières émettant dans l'infrarouge ainsi que la nature de l'émission observée. La figure 6.3 présente la distribution spectrale d'énergie de SDSS J1148+5251 de l'UV avec le spectre publié par Fan et al. (2003), jusqu'au domaine radio (Carilli et al. 2004) en passant par les mesures du satellite SPITZER (Charmandaris et al. 2004). L'émission infrarouge lointain de ce quasar peut être ajustée par un corps noir à une température $T_{\text{dust}} = 57 \pm 3$ K, modifiée avec une loi d'émission ayant un indice spectral $\beta = 1.6$. La luminosité infrarouge lointain est ainsi estimée à $L_{\text{FIR}} = (2.7 \pm 0.4) \times 10^{13} L_\odot$.

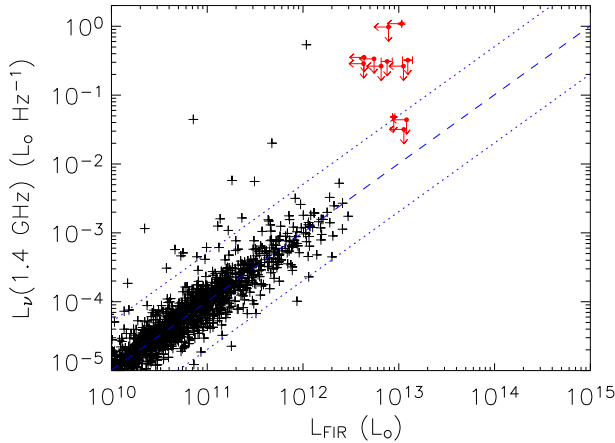


FIG. 6.2 – Luminosité monochromatique à 1.4 GHz en fonction de la luminosité infrarouge lointain pour l’ensemble des quasars du relevé MAMBO à $z > 5.7$.

En extrapolant le continuum radio, la luminosité monochromatique à 1.4 GHz est estimée à $L_{1.4\text{GHz}} = (4.2 \pm 0.7) \times 10^{-2} L_{\odot}/\text{Hz}$, ainsi la valeur de l’indice spectral infrarouge-radio peut être déterminée à $q = 2.2 \pm 0.1$, compatible avec la valeur déterminée pour les galaxies locales à flambée d’étoiles du IRAS 2 JY SAMPLE, $q = 2.4 \pm 0.3$. Ainsi, l’émission infrarouge lointain de J1148+5251 est dominé par l’émission des poussières, très probablement chauffées par l’activité de formation stellaire.

Les masses de poussières présentes dans ces quasars peuvent être déduites à partir des luminosités infrarouge lointain (voir chap. 1). En utilisant un coefficient d’absorption des poussières de $\kappa_0 = 0.4 \text{ cm}^2/\text{g}$ à $1200 \mu\text{m}$, on en déduit, par exemple pour le quasars J1148+5251, une masses de poussières de $M_{\text{dust}} = (4.6 \pm 0.6) \times 10^8 M_{\odot}$ - sans tenir compte des incertitudes sur β , T_{dust} et κ_0 . Cette valeur peut être biaisée par une contamination de l’émission infrarouge lointain par une composante de poussière chaude ($T_{\text{hot}} > 100 \text{ K}$) chauffée directement par le noyau actif, on surestimerait alors la masse de poussières, ou par une composante de poussière froide ($T_{\text{cold}} < 20 \text{ K}$) dont l’émission dominerait à plus grande longueur d’onde, non contrainte pour le moment, on sous estimerait alors la masse de poussières jusqu’à un facteur 3 (voir chap. 1). À ce décalage spectral, la température du fond diffus était de l’ordre de $T_{\text{cmb}} \sim 20 \text{ K}$, ainsi, une composante de poussière froide, en équilibre thermique avec les photons du CMB, est donc probablement présente. Malgré ces incertitudes, les masses de poussières ainsi trouvées impliquent une abondance d’éléments lourds très importante à $z \approx 6$, compatible avec les métallicités super-solaires trouvées dans les quasars à grand décalage spectral du relevé SDSS (Freudling et al. 2003).

6.2.2 Formation de la poussière

Le temps écoulé entre le début de la réionisation, à $z \sim 17$ (Kogut et al. 2003, voir également part. chap. 1), et $z = 6.4$ n’est que de $\sim 0.7 \text{ Gyr}$. Une durée aussi courte ne permet pas de produire les quantités de poussières observées par les processus classiques de formations des poussières, dans les vents d’étoiles peu massives ($M < 8 M_{\odot}$). En effet, de telles étoiles n’ont alors pas le temps d’évoluer, et de plus, les simulations numériques suggèrent que les premières étoiles devaient être très massives ($M \geq 100 M_{\odot}$) (Bromm & Loeb 2003). La masse de poussières estimée dans le cas de J1148+5251 implique donc, sur cette durée, une production continue de poussières à un taux de $\sim 1 M_{\odot}/\text{yr}$.

La formation d’éléments lourds et des poussières à grand décalage spectral nécessite donc des processus efficaces sur des temps caractéristiques courts, par exemple dans les premières

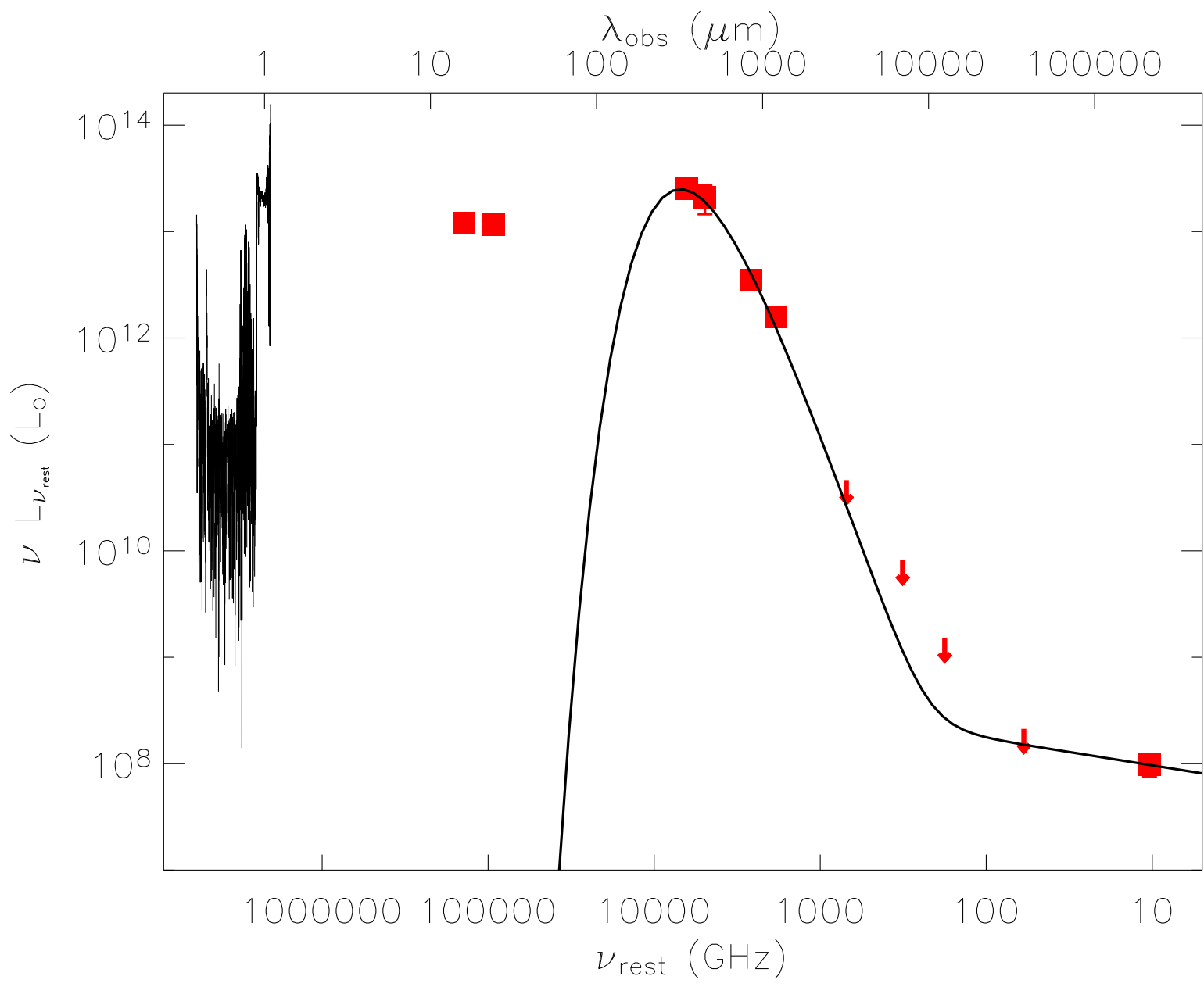


FIG. 6.3 – Distribution spectrale d’énergie du quasars SDSS J1148+5251 de l’UV au domaine radio. On peut remarque que l’énergie est émise autant dans l’UV que dans l’infrarouge lointain.

supernovae. Ainsi, Todini & Ferrara (2001) présentent des travaux sur la production de poussières dans les supernovae de Type II (SNII). Si les progéniteurs de ces SNII sont des étoiles de population III avec des masses dans l'intervalle $12 - 35 M_{\odot}$, les masses de poussières produites, par supernova, sont comprises entre 0.08 et $0.3 M_{\odot}$, et les grains sont préférentiellement fait de silicates, et de carbone amorphe. Schneider et al. (2004) étendent ces travaux aux supernovae par instabilité de paire (PISN) dont on pense qu'elles se produisent lorsque les progéniteurs sont des étoiles super-massives ($M \sim 140 - 260 M_{\odot}$) de population III. L'efficacité de production de la poussière des PISN pourrait être dix fois supérieure à celle de SNII puisque Schneider et al. (2004) ont montré que 15 à 30% de la masse des progéniteurs est convertie en poussière, essentiellement des silicates. D'autres hypothèses ont été formulées pour la production de poussières dans les supernovae. Elvis et al. (2002) ont ainsi proposé un processus de formation de la poussière dans les vents de la région *BAL* du quasar capable de produire jusqu'à $10^7 M_{\odot}$ sur une période de 10^8 yr. mais la production de masses plus importantes est problématique avec ce scénario.

Récemment, Maiolino et al. (2004) ont présenté une étude spectroscopique en infrarouge proche du quasar J1048+4637 à $z = 6.2$. Cette étude a permis de caractériser la courbe d'extinction de la poussière à $z \sim 6$ en utilisant les prédictions du modèle de Todini & Ferrara (2001). L'ajustement des données a été effectué sur une grille de modèles de SNII avec différentes masses de progéniteurs et différentes métallicités. Le meilleur ajustement est obtenu avec des métallicités faibles $Z \sim 10^{-2} - 10^{-4} Z_{\odot}$, voir même avec une supernova avec un progéniteur de masse $25 M_{\odot}$, et de métallicité $Z = 10^{-4} Z_{\odot}$. Ces observations présentent donc une confirmation directe que la formation des poussières à grand décalage a pu avoir lieu dans les éjectas de supernovae de type II.

6.3 Conclusions

L'extension, aux plus grands décalages spectraux, des relevés à 1.2 mm de quasars optiquement lumineux permet d'étudier l'activité de formation stellaire lorsque l'Univers n'était âgé que d'un milliard d'années. La détection d'une émission infrarouge lointain dans certaines de ces sources met en évidence une formation stellaire très active qui a permis une production rapide de poussière, probablement par l'intermédiaire des supernovae de type II. La nature des grains de poussière ainsi produite est différente de celle trouvée dans le milieu interstellaire, en effet, le mécanisme de production par SNII conduit à la formation de petits grains (entre 5\AA et $0.1\mu\text{m}$) principalement des grains de silicate et de carbone amorphe.

Bien que les quasars soient des objets rares et extrêmes et ne représentent donc pas l'activité de formation stellaire principale de l'Univers primordial, ils présentent les signes d'une activité de formation stellaire importante très précoce qui a conduit à la formation de grandes masses de poussières. Cette poussière pourrait avoir un rôle important à jouer dans l'histoire de la réionisation de l'Univers en absorbant les photons ionisants des galaxies durant l'âge sombre.

Dust emission from the most distant quasars

F. Bertoldi¹, C. L. Carilli², P. Cox³, X. Fan⁴, M. A. Strauss⁵, A. Beelen³, A. Omont⁶, and R. Zylka⁷

¹ Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Auf dem Hügel 69, 53121 Bonn, Germany

² National Radio Astronomy Observatory, PO Box, Socorro, NM 87801, USA

³ Institut d'Astrophysique Spatiale, Université de Paris XI, 91405 Orsay Cedex, France

⁴ Steward Observatory, The University of Arizona, Tucson, AZ 85721, USA

⁵ Princeton University Observatory, Princeton, NJ 08544, USA

⁶ Institut d'Astrophysique de Paris, CNRS, 98bis Bd. Arago, 75014 Paris, France

⁷ IRAM, 300 rue de la Piscine, 38406 St. Martin d'Herès, France

Received 1 April 2003 / Accepted 12 May 2003

Abstract. We report observations of three SDSS $z > 6$ QSOs at 250 GHz (1.2 mm) using the 117-channel Max-Planck Millimeter Bolometer (MAMBO-2) array at the IRAM 30-meter telescope. J1148+5251 ($z = 6.42$) and J1048+4637 ($z = 6.23$) were detected with 250 GHz flux densities of 5.0 ± 0.6 mJy and 3.0 ± 0.4 mJy, respectively. J1630+4012 ($z = 6.05$) was not detected with a 3σ upper limit of 1.8 mJy. Upper flux density limits from VLA observations at 43 GHz for J1148+5251 and J1048+4637 imply steeply rising spectra, indicative of thermal infrared emission from warm dust. The far-infrared luminosities are estimated to be $\approx 10^{13} L_{\odot}$, and the dust masses $\approx 10^8 M_{\odot}$, assuming Galactic dust properties. The presence of large amounts of dust in the highest redshift QSOs indicates that dust formation must be rapid during the early evolution of QSO host galaxies. Dust absorption may hinder the escape of ionizing photons which reionize the intergalactic medium at this early epoch.

Key words. galaxies: formation – galaxies: starburst – galaxies: high-redshift – quasars: general – cosmology: observations – submillimeter

1. Introduction

The search for the most distant and early galaxies has become a rapidly evolving field in extragalactic astronomy. Optical imaging and spectroscopic surveys (Palomar Sky Survey, PSS; Sloan Digital Sky Survey, SDSS, York et al. 2000) have revealed a large number of QSOs up to redshifts of 6.4 (Fan et al. 2001, 2003). About 150 high-redshift QSOs selected from these surveys were recently observed at millimeter wavelengths, detecting thermal emission from one third of them (Omont et al. 2001, 2003; Carilli et al. 2001a) up to a redshift of 5.5 (Bertoldi & Cox 2002). Although these optically bright QSOs give a somewhat biased view on the relation between the formation of stars, massive black holes, and galaxies in the early Universe, especially at the highest redshifts they well complement the blank field submillimeter imaging surveys, which have uncovered a population of $z > 2$ dust-obscured starburst galaxies which are likely to be spheroidal galaxies in their formation stages (Smail et al. 1997; Hughes et al. 1998).

Recently, Fan et al. (2003) discovered three QSOs at $z > 6$ in the SDSS, including J1148+5251 at $z = 6.42$, the QSO with the highest known redshift. The spectra of these QSOs show

the Gunn-Peterson quenching of continuum emission blueward of $\text{Ly}\alpha$, thus probing the end of the reionization epoch of the Universe (White et al. 2003). These sources provide an opportunity to study the growth of massive black holes and their associated stellar populations at the end of the “dark ages”, in the earliest epochs of luminous cosmic structure formation.

In this Letter, we report the detection of 250 GHz (1.2 mm) continuum emission from two of the SDSS $z > 6$ QSOs and upper limits to their 43 GHz continuum emission which confirm that the emission is thermal dust radiation, thus enabling us to estimate far-infrared luminosities and dust masses. Throughout this paper, we adopt $H_0 = 71 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_{\Lambda} = 0.73$ and $\Omega_m = 0.27$ (Spergel et al. 2003).

2. Observations

The millimeter continuum measurements were made in January and February 2003 using the 117-channel MAMBO-2 array (Kreysa et al. 1999) at the IRAM 30 m telescope on Pico Veleta (Spain). MAMBO-2 has a half power spectral bandwidth between 210 and 290 GHz with an effective frequency of 250 GHz. The beam size on the sky is 10.7 arcsec. The sources were observed with a single channel using the standard on-off mode with the telescope secondary chopping in azimuth by $32''$ at a rate of 2 Hz. For flux calibration a number of calibration

Send offprint requests to: F. Bertoldi,
e-mail: bertoldi@mpi.fr-bonn.mpg.de

sources were observed, resulting in an estimated absolute flux uncertainty of 15%. The total on plus off target observing time was 51, 128, and 68 min, for J1148, J1048, and J1630, respectively. The data were analyzed using the MOPSI software package. Correlated noise was subtracted from each channel using the weighted average signals from the surrounding channels.

J1148+5251 was imaged with MAMBO-2 using the on-the-fly mapping technique with chopping in azimuth by 42 arcsec. Sky noise was subtracted and the double beam maps were combined through shift-and-add. Five maps of one hour duration each were combined for the final image, which is displayed as signal/noise contours in Fig. 1.

Continuum observations at 43 GHz of J1148+5251 and J1048+4637 were done using the VLA in the D configuration (max. baseline = 1 km). The sources were observed for 4 hours and 0.7 hour, respectively. Standard amplitude calibration was performed using 3C 286. Fast switching phase calibration was employed using celestial calibrators within 3° of the target sources. The calibration cycle time was 200 seconds, and the phase stability was excellent, with typical changes in antenna-based phase solutions between calibration scans $< 10^\circ$ on the longest baselines. Images were generated using the deconvolution task IMAGR in AIPS, and CLEANed to residuals of 1.5σ . The Gaussian restoring CLEAN beam was $\sim 1''$ (FWHM). The rms noise level in the final image for J1048+4637 is 0.37 mJy/beam, and 0.11 mJy/beam for J1148+5251.

3. Results

The results from the MAMBO and VLA observations are summarized in Table 1. Two of the QSOs, J1148+5251 and J1048+4737, are detected above 5σ significance at 250 GHz (rest frame $165 \mu\text{m}$). These QSOs are not detected at 43 GHz (rest frame $970 \mu\text{m}$), with upper limit flux densities below 1 mJy. The steep rest-frame submillimeter spectral index suggests that the emission is thermal dust radiation and not synchrotron radiation.

J1148+5251. The highest redshift source yet discovered ($z = 6.42$), J1148+5251 is an extremely luminous QSO powered by a massive black hole of $3 \times 10^9 M_\odot$ accreting close to its Eddington limit (Willott et al. 2003). In a K' -band Keck image (Fan et al. 2003), the source ($K' = 16.9$) is unresolved and no other optical source with $K' > 21$ is present within $10''$ of the QSO, thereby ruling out strong gravitational lensing on arcsecond scales. J1148+5251 is detected at 250 GHz in the pointed measurements at 4.8 ± 0.8 mJy, and in the map at 5.3 ± 1.0 mJy. It was not detected at 43 GHz with the VLA to a 3σ limit of 0.33 mJy, implying a lower limit to the spectral index between 43 and 250 GHz of $+1.6$.

J1148+5251 was not detected at 1.4 GHz in the VLA FIRST survey (Becker et al. 1995). However, the survey shows two bright radio sources within $1'$ of J1148+5251 (Fig. 1 and Table 1). The one located north-east of the QSO, FIRST-NE, is also detected (unresolved) at 43 GHz, implying a falling spectrum between 1.4 and 43 GHz of index -1.2 . The other FIRST source (FIRST-SW) is located south-west of J1148+5251, coincident with a large elliptical galaxy at redshift 0.05 (Fan et al. 2003), and is not detected

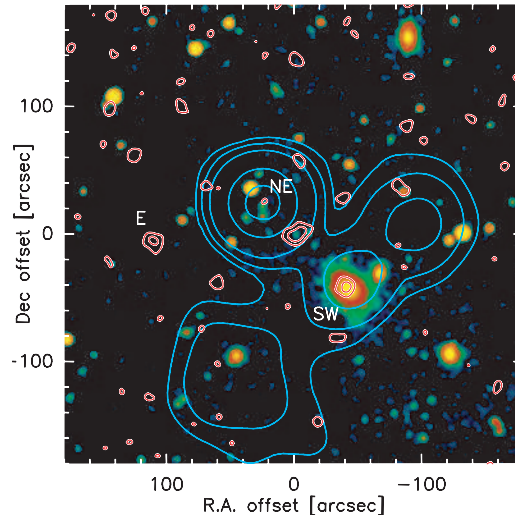


Fig. 1. The 6 arcmin field surrounding the QSO SDSS J114816.64+525150.3. Coordinates are offsets from the optical QSO, which is visible as a faint blue dot. *Color image:* SDSS z band image, smoothed to $4''$ and logarithmically scaled. *Red-white contours:* MAMBO-2 250 GHz signal to noise map smoothed to $13''$. The contours correspond to 2 and 4σ . The rms noise level, σ , in the proper map is 0.9 mJy in the central $100''$ and rises to ~ 1.7 mJy at a radius $200''$. *Blue contours:* VLA NVSS 1.4 GHz image. The beam size is $45''$, and contour values are 2, 4, 8, 32, 64 mJy/beam.

at 43 GHz. The lower resolution VLA 1.4 GHz NVSS and Westerbork 327 MHz Northern Sky Survey (WENSS) show that FIRST-SW is located at the center of extended radio emission reaching about 4 arcmin SE-NW (Fig. 1). For a $1'$ field one expects only 0.003 sources by chance with $S_{1.4} > 8$ mJy (Fomalont et al. 2003), so the presence of several such objects in the vicinity of the QSO is remarkable.

The MAMBO image of J1148+5251 reveals at least two other sources (Fig. 1): the $z = 0.05$ elliptical galaxy (FIRST-SW) south-west of J1148+5251, and a source toward the east (mm-E), with no optical counterpart in the SDSS images. We also notice a 2σ peak which coincides with FIRST-NE, which may correspond to the fainter part of a double compact optical galaxy. Several potential millimeter sources at the 3σ level are found in the 1.2 mm map, but considering the size of the map they are not very significant.

It is peculiar that the QSO is surrounded by two strong millimeter sources. The MAMBO deep field surveys (Bertoldi et al. 2000a,b; Carilli et al. 2001b) show an average surface density of sources with flux density > 4 mJy of 0.02 arcmin^{-2} . The probability to find two such millimeter sources within a 2 arcmin radius from the QSO is only 6%. The optical images show that the QSO falls into a region with an overdensity of foreground galaxies surrounding the $z = 0.05$ elliptical galaxy. That the central cD galaxy of a cluster can show noticeable submillimeter emission was pointed out by, e.g., Edge et al. (1999). The association of the QSO with a millimeter-bright

Table 1. Properties of the observed QSOs and of field sources near J1148+5251.

Source	z	M_{1450} [mag]	RA	Dec	$S_{1.4}$ [mJy]	S_{43} [mJy]	S_{250} [mJy]	L_{FIR} [L_{\odot}]	M_{dust} [M_{\odot}]
			(J2000)	(J2000)					
J1630+4012	6.05	-26.1	16 30 33.90	+40 12 09.6	<0.44	–	0.8 ± 0.6	$<5 \times 10^{12}$	$<2 \times 10^8$
J1048+4637	6.23	-27.6	10 48 45.05	+46 37 18.3	<0.43	<1.11	3.0 ± 0.4	7.5×10^{12}	4×10^8
J1148+5251	6.42	-27.8	11 48 16.64	+52 51 50.3	<0.33	<0.33	$5.0 \pm 0.6^{\dagger}$	1.2×10^{13}	7×10^8
mm-SW			11 48 12.17	+52 51 09	<0.33	<0.33	5.1 ± 1.0		
FIRST-SW	0.05		11 48 12.16	+52 51 08	$8.0 \pm 0.2^{\ddagger}$	<0.33			
mm-NE			11 48 19.30	+52 52 14	<0.33	<0.33	2.2 ± 1.0		
FIRST-NE			11 48 19.58	+52 52 13	75 ± 1	1.2 ± 0.11			
mm-E			11 48 28.79	+52 51 44	<0.33	<0.33	5.8 ± 1.1		

NOTE – The optical properties are from Fan et al. (2003) and the 1.4 GHz data from the VLA FIRST survey. Upper limits are given at the 3σ level. † Average of on-off and map measurements. ‡ Source may be over-resolved in the FIRST survey.

To estimate the far-infrared luminosities, L_{FIR} , we adopt a dust temperature of 45 K and an emissivity index $\beta = 1.5$, which is typical for the spectrum of an infrared-luminous galaxy. Increasing β to 2 would raise the luminosities by $\sim 20\%$, whereas varying the dust temperature by ± 10 K would change the luminosities by about a factor 2 down or up, respectively.

cD could thus be interpreted as due in part to a lens amplification of the QSO by the cluster or the dark matter halo associated with the elliptical. However, the low redshift of the cD or cluster would not produce a strong amplification. The presence of an intervening CIV absorption system at $z = 4.95$ (White et al. 2003) hints at the possible existence of another possible lens, but a high-redshift lens would not produce a large amplification either.

It remains unclear whether the eastern millimeter source mm-E or the strong radio source FIRST-NE are associated with the QSO or with the foreground cluster.

If we assume that the source mm-E is lens amplified by a factor 2, then the chance probability to find such a source within $2'$ of the QSO is of order unity. Although the statistical evidence is weak, the optical, millimeter, and radio data hint at a mild lens amplification toward J1148+5251, which would lower its implied luminosity and dust mass. Alternatively, they hint at a possible overdensity of objects near the $z = 6.4$ QSO.

J1048+4637. At $z = 6.23$, this optically very luminous BAL QSO is the third most distant quasar identified to date. There is no evidence for arcsecond scale gravitational lensing of this source (Fan et al. 2003). J1048+4637 is detected at 250 GHz, but not at 43 GHz (Table 1), and we find a lower limit to the spectral index between 43 and 250 GHz of +0.6. This QSO was not detected at 1.4 GHz in the FIRST survey to a 3σ upper limit of 0.43 mJy/beam. There is, however, a possible detection of a faint, 0.46 mJy radio source $20''$ west of the QSO.

J1630+4012. This $z = 6.05$ QSO is the optically faintest $z > 5.7$ QSO found in the SDSS (Fan et al. 2003). J1630+4012 is neither detected at 250 GHz nor at 1.4 GHz, and no radio sources are found within $1'$ from the QSO to this limit.

4. Discussion

All five QSOs known to date at $z \geq 6$ (Fan et al. 2001, 2003) were observed at 250 GHz to rms sensitivities ~ 1 mJy (Petric et al. [2003] place upper limits for J1030+0524 and

J1306+0356 at $z = 6.28$ and 5.99, respectively). The detection of two quasars reported in this Letter is consistent with the 30% detection fraction of QSOs in the redshift range $z \approx 2$ to 6 surveyed at 250 GHz to mJy sensitivities (Omont et al. 2001, 2003; Carilli et al. 2001a). The fraction of optically luminous QSOs that are also infrared luminous is therefore roughly constant with redshift, out to the highest redshifts explored. If the dominant dust heating mechanism is radiation from young stars, the implied star formation rates in J1048+4637 and J1148+5251 are $2000 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ and $3000 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$, respectively, comparable to what was derived for the $1.5 < z < 5.5$ QSOs detected at millimeter wavelengths.

In the optical spectra of the two $z > 6$ QSOs detected at 250 GHz, the Ly α + [NV] emission lines are relatively weak, in contrast to the three non-detected QSOs, which show stronger and sharper lines (Fan et al. 2001, 2003). This trend agrees with the results of Omont et al. (1996) that luminous high redshift QSOs with weak broad emission or broad absorption optical lines tend to have stronger millimeter emission.

From the infrared luminosities, we derive dust masses of 4×10^8 and $7 \times 10^8 M_{\odot}$ for J1048+4637 and J1148+5251, respectively. Following Omont et al. (2001) we here adopted a dust absorption coefficient at $230 \mu\text{m}$ of $\kappa_{230} = 7.5 \text{cm}^2 \text{g}^{-1}$, a value that applies to a galactic dust composition and is unknown for high redshift sources. The implied dust mass is affected also by the assumed temperature of the warm dust component and by the possible presence of an additional cold dust component (see the discussion in Omont et al. 2001). Despite these large uncertainties, the estimated dust masses are huge, implying a high abundance of heavy elements at $z \approx 6$. This is consistent with the super-solar metallicities found in the three QSOs discussed here (Fan et al. in preparation), and with the Fe/Mg abundance ratios near or above the solar value measured in three other QSOs at $5.7 < z < 6.3$ (Freudling et al. 2003).

The presence of large amounts of dust at redshift 6.4 implies that efficient dust formation took place between the corresponding cosmic time and the epoch of early reionization

($\tau_{\text{r}} \approx 17$, Kogut et al. 2003), a time span of ≈ 0.7 Gyr. At a constant formation rate this implies a net dust production rate of $\approx 1 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ in these starburst QSOs.

A time span of 0.7 Gyr is short by at least a factor 2 to efficiently produce refractory grains in the quiescent winds of low-mass ($M \leq 8 M_{\odot}$) stars. If the observed dust were the product of stellar processes, the initial refractory dust enrichment might have occurred primarily through dust condensation in supernova remnants, and perhaps in the winds of high-mass ($M \geq 40 M_{\odot}$) stars, which are thought to have dominated the early phases of star formation (e.g., Bromm & Loeb 2003). The dust in the early Universe must then be composed of silicates and perhaps oxides, since carbon dust is primarily formed from stars of mass 2–5 M_{\odot} (Dwek 1998) – except if dust production in the winds of high-mass stars was important (Todini & Ferrara 2001). For silicate and iron oxide dust the mass absorption coefficient may take a higher value (Henning & Mutschke 1997) than the one we adopted to compute the dust mass, which may therefore be overestimated.

Elvis et al. (2002) proposed that dust may be produced in outflows from the broad line region of an AGN. The dust content of QSOs should then be roughly independent of redshift, which is consistent with the similar FIR properties of QSOs from redshift 2 to beyond 6. A difficulty with this model is that it requires pre-existing heavy elements in the interstellar medium, and hence prior star formation may be required regardless. This mechanism can produce up to $10^7 M_{\odot}$ of dust fairly readily, but the production of the much larger amounts may be problematic.

Although the quasars we observed are extreme and rare objects hardly representative of the dominant star forming galaxies in the early Universe, they do show that early star formation lead to a rapid metal and dust enrichment of the interstellar medium. Therefore absorption by dust could have significantly reduced the escape fraction of ionizing radiation from galaxies during the epoch of reionization.

Acknowledgements. We thank the IRAM staff, and especially A. Weiss for their untiring support. Compliments to E. Kreysa and his group for providing a great bolometer array. Many thanks to N. Mohan and C. de Breuck for pointing out the NVSS and WENSS radio data, and to the referee, R. Ivison, for his constructive comments. MAS acknowledges support from NSF grant AST-0071091.

The VLA of the National Radio Astronomy Observatory is a facility of the National Science Foundation, operated under cooperative agreement by Associated Univ. Inc. The Institute for Radioastronomy at Millimeter Wavelengths (IRAM) is funded by the German Max-Planck-Society, the French CNRS, and the Spanish National Geographical Institute.

References

- Becker, R. H., White, R., & Helfand, D. 1995, *ApJ*, 450, 559
 Bertoldi, F., Carilli, C. L., Menten, K. M., et al. 2000a, *A&A*, 360, 92
 Bertoldi, F., Menten, K., Kreysa, E., Carilli, C. L., & Owen, F. 2000b, in *Cold Gas and Dust at High Redshift, Highlights of Astronomy*, ed. D. J. Wilner, vol. 12
 Bertoldi, F., & Cox, P. 2002, *A&A*, 884, L11
 Bromm, V., & Loeb, A. 2003, *The Emergence of Cosmic Structure*, Proc. of the 13th Astrophysics Conf. in Maryland, in press
 Carilli, C., Bertoldi, F., Rupen, M., et al. 2001a, *ApJ*, 555, 625
 Carilli, C. L., Owen, F., Yun, M., et al. 2001b, in *Deep Millimeter Surveys: Implications for Galaxy Formation and Evolution*, 27
 Dwek, E. 1998, *ApJ*, 501, 643
 Edge, A. C., Ivison, R. J., Smail, I., Blain, A. W., & Kneib, J.-P. 1999, *MNRAS*, 306, 599
 Elvis, M., Marengo, M., & Karovska, M. 2002, *ApJ*, 567, 107
 Fan, X., Narayanan, V., Lupton, R., et al. 2001, *AJ*, 122, 2833
 Fan, X., Strauss, M., Schneider, D., et al. 2003, *AJ*, 125, 1649
 Fomalont, E. B., Kellermann, K. I., Partridge, R. B., Windhorst, R. A., & Richards, E. A. 2003, *ApJ*, in press
 Freudling, W., Corbin, M. R., & Korista, K. T. 2003, *ApJ*, in press
 Hughes, D., Serjeant, S., Dunlop, J., et al. 1998, *Nature*, 394, 241
 Henning, T., & Mutschke, H. 1997, *A&A*, 327, 743
 Kogut, A., Spergel, D., Barnes, C., et al. 2003, *ApJ*, submitted
 Kreysa, E., Gemünd, H.-P., Gromke, J., et al. 1999, *Infrared Phys. Techn.*, 40, 191
 Omont, A., McMahon, R. G., Cox, P., et al. 1996, *A&A*, 315, 1
 Omont, A., Cox, P., Bertoldi, F., et al. 2001, *A&A*, 374, 371
 Omont, A., Beelen, A., Bertoldi, F., et al. 2003, *A&A*, 398, 857
 Petric, A., Carilli, C. L., Bertoldi, F., et al. 2003, *AJ*, submitted
 Smail, I., Ivison, R. J., & Blain, A. W. 1997, *ApJ*, 490, L5
 Spergel, D. N., Verde, L., Peiris, H., et al. 2003, *ApJ*, submitted
 Todini, P., & Ferrara, A. 2001, *MNRAS*, 325, 726
 White, R. L., Becker, R. H., Fan, X., & Strauss, M. A. 2003, *AJ*, in press
 Willott, C. J., McLure, R., & Jarvis, M. 2003, *ApJ*, 587, L15
 York, D., Adelman, J., Anderson, J., et al. 2000, *AJ*, 120, 1588

Deuxième partie

Émission du gaz moléculaire

La découverte d'une émission infrarouge lointaine intense dans les quasars à grand décalage spectral, probablement due, comme le montre la relation infrarouge-radio, à des poussières chauffées par des flambées d'étoiles, met en avant la nature extrême de ces sources. En effet, les taux de formation stellaire dérivés par cette méthode sont de l'ordre de quelques 100 voire 1000 $M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. De telles flambées d'étoiles nécessitent d'énormes réservoirs de gaz moléculaire. En utilisant un rapport gaz sur poussière standard de ~ 100 , les grandes quantités de poussières détectés dans ces objets sont également indicateurs de grande masses de gaz moléculaire. C'est ainsi que de nombreux travaux se sont intéressés à détecter les signatures du gaz moléculaire dans les sources à grand décalage spectral.

Dans cette seconde partie, je présente une étude de l'émission du gaz moléculaire dans les galaxies hôtes des quasars à grand décalage spectral. Après une introduction sur les différentes phases du milieu interstellaire et plus précisément sur le gaz dense à l'origine de la formation stellaire dans les galaxies locales, je m'intéresserai à l'activité de formation stellaire exceptionnelle dans J1409+5828, un quasar optiquement lumineux à $z = 2.58$. Enfin, je présenterai les résultats d'une étude comparative sur l'ensemble des sources à grand décalage spectral, avant de finir par des travaux portant sur la détection de HCN et CI, des traceurs du milieu dense, dans les sources à grand décalage spectral.

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1.1 Milieu interstellaire	114
1.1.1 Gaz chaud et ionisé	114
1.1.2 Gaz tiède, neutre & ionisé	115
1.2 Gaz froid et neutre	115
1.2.1 Gaz atomique	116
1.2.2 Gaz moléculaire	117
1.3 . . . dans les galaxies infrarouges (ultra) lumineuses	119
1.3.1 Gaz moléculaire	120
1.3.2 Gaz moléculaire dense	122
1.4 . . . dans les quasars à grand décalage spectral	123
1.4.1 Gaz moléculaire	123
1.4.2 Gaz moléculaire dense	127

Dans ce chapitre, je donnerai tout d’abord un aperçu de la composition du gaz interstellaire, largement inspiré des travaux de Lequeux et al. (2002). Je présenterai ensuite, les cas particuliers du carbone atomique, un traceur du gaz atomique, et du monoxyde de carbone, un traceur du gaz moléculaire. Enfin, après avoir discuté du gaz froid et dense dans les galaxies infrarouges ultra-lumineuses, je m’intéresserai plus précisément à l’étude du gaz moléculaire dans les quasars à grand décalage spectral notamment à travers l’étude des raies rotationnelles de CO.

1.1 Milieu interstellaire

Le milieu interstellaire n’est pas homogène, il se présente sous différentes phases caractérisées par les conditions physiques qui y règnent et l’état atomique du gaz d’hydrogène, qui le compose à plus de 70% en masse. On distingue ainsi trois phases principales, un milieu chaud et ionisé, un milieu tiède ionisé ou neutre et enfin un milieu froid et neutre (McKee & Ostriker 1977). La table 1.1 présente un résumé des différentes phases du milieu interstellaire décrites ci-dessous.

1.1.1 Gaz chaud et ionisé

Avec des températures de $T \approx 10^6$ K, le milieu chaud et ionisé est la composante la plus volumineuse ($\sim 50\%$) et la moins massive ($\sim 1\%$) du milieu interstellaire. Elle est composée de gaz très peu dense ($\langle n_{\text{H}} \rangle \sim 5 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$) et totalement ionisé principalement par les

TAB. 1.1 – Phases du milieu interstellaire (valeurs typiques pour une galaxie spirale comme la Voie Lactée)

Phase	États d'H	T (K)	$\langle n_{\text{H}} \rangle$ (cm^{-3})	f_{V} (%)	f_{M} (%)	autres dénominations
chaud et ionisé	H II	10^6	$\sim 5 \times 10^{-3}$	50	< 0.1	gaz coronal, gaz chaud
tiède, neutre & ionisé	H II	10^4	$1 - 10^5$	~ 0.1	~ 1	régions H II
	H II	8000	0.3^\dagger	10	10	gaz ionisé diffus
	H I	8000	0.5	40	20	gaz diffus inter-nuage
froid et neutre	H I	80	50	2	30	nuages diffus, gaz atomique
	H ₂	10	> 300	1	40	gaz moléculaire, nuage dense

Notes – adapté de Tielens (1995). f_{V} et f_{M} représente respectivement la fraction en volume et en masse. † Lequeux et al. (2002) donnent une valeur de 0.03 cm^{-3} .

supernovae. Ce gaz peut être observé dans le domaine des rayons-X mous et par l'intermédiaire des raies d'absorption des éléments très fortement ionisés qui le constituent comme [OVI], [NV] et [CIV].

1.1.2 Gaz tiède, neutre & ionisé

Les régions HII, ou nébuleuses gazeuses, tièdes ($T \sim 10^4 \text{ K}$) et ionisées, ne représentent que $\sim 0.1\%$ du volume et $\sim 1\%$ de la masse du milieu interstellaire. Souvent localisées au voisinage des étoiles massives, l'émission continuum de ces régions peut être de type *free-free*, *free-bound* ou, plus faiblement, à *deux photons*. De plus, les régions HII ont été observées à l'aide des raies de recombinaison radio de H et He ainsi que celles de C et S. Enfin, un certain nombre de raies interdites y ont été identifiées. Le milieu interstellaire contient également une composante de gaz tiède, diffuse et ionisée, représentant 10% de son volume et de sa masse. Ces régions peuvent provenir des régions HII elles-mêmes ou directement de l'ionisation du gaz neutre par le rayonnement UV d'étoiles chaudes isolées. Cette composante diffuse est observée à l'aide des raies optiques de recombinaison et de structure fine de [NII] ou [SII]. Avec une fraction volumique de $\sim 40\%$, la phase tiède et neutre, dite de nuages diffus, est la deuxième composante principale du milieu interstellaire et représente 20% de sa masse. Ce gaz diffus inter-nuage est observé grâce aux raies de recombinaison de l'hydrogène et plus particulièrement les raies de HI à 21cm et [H $_{\alpha}$].

1.2 Gaz froid et neutre ...

Le gaz froid et neutre est une composante peu étendue ($\sim 3\%$ en volume) mais rend compte de $\sim 70\%$ de la masse du milieu interstellaire dans la Voie Lactée. Cette phase peut être décomposée en deux sous-phases, l'une, diffuse, est faite de gaz atomique, l'autre, beaucoup plus dense, rend possible l'existence de molécules.

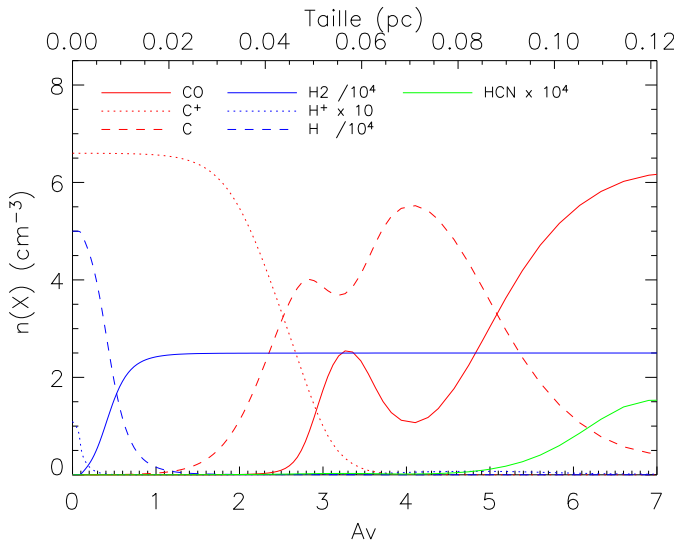


FIG. 1.1 – Abondance des éléments CO, C I, C II, H₂, H II, H I et HCN dans le cas d'une région de photo-dissociation. L'étoile, de type B3, est située à 0.11 pc à gauche du nuage. Le champ de rayonnement est de $G_0 = 2604$, et la densité de $5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$. Mathieu Compiègne, d'après le modèle de PDR de Meudon (Le Bourlot 2000)

1.2.1 Gaz atomique

Le gaz atomique, ou milieu interstellaire diffus, est un milieu peu dense ($\langle n_{\text{H}} \rangle \sim 10 - 100 \text{ cm}^{-3}$), chauffé à des températures $T \leq 100 \text{ K}$ par le rayonnement UV ambiant dû à l'ensemble des étoiles de la Galaxie. Ce rayonnement diffus est assez énergétique pour dissocier la plus grande partie des molécules d'hydrogène présentes dans le milieu interstellaire diffus.

Observer le gaz atomique

Dans notre galaxie, le principal constituant du gaz atomique, l'atome d'hydrogène neutre, H I, est concentré dans le plan galactique, comme le montre les observations de sa raie à 21 cm en émission ou en absorption, qui correspond à la transition entre les deux sous-niveaux hyperfins de l'état fondamental de H I. Les niveaux de la plupart des atomes composant le milieu interstellaire, et particulièrement leurs niveaux fondamentaux, sont décomposés par l'interaction dites de *structure fine* entre le moment orbital total des électrons et leur spin total. Ainsi, les transitions de structure fines interdites de [C I], [C II], [O I], [Si I], [Si II] et [Fe I] ont été observées dans le milieu interstellaire neutre. Par la suite, nous nous concentrerons sur une espèce particulièrement abondante, le carbone neutre.

Carbone atomique

Les raies de structure fine du carbone atomique neutre, [C I], sont une source importante d'information sur la physique et la chimie du milieu interstellaire. En effet, les raies de structure fine de [C I], [C II] et [O I] sont les principales sources de refroidissement du milieu interstellaire et l'abondance moyenne du carbone neutre est de $\sim 10^{-5}$ relativement à H₂, c'est à dire un facteur 10 avec la molécule de CO, la molécule la plus abondante dans le milieu interstellaire après H₂ (voir ci-dessous). La raie de structure fine $^3P_1 \rightarrow ^3P_0$ du carbone atomique est excitée à des densités de $n \geq 500 \text{ cm}^{-3}$ et à des températures $T \geq 24 \text{ K}$, elle trace principalement les phases du milieu interstellaire où les molécules de CO ne sont pas excitées car le milieu est peu dense, ou sont dissociées par le rayonnement UV important des étoiles. Le potentiel d'ionisation du carbone neutre est proche de l'énergie de dissociation de la molécule de CO, ainsi l'émission [C I] provient principalement des interfaces entre les phases ionisées, émettant en [C II], et les phases neutres, émettant en CO (voir fig. 1.1).

1.2.2 Gaz moléculaire

Le gaz moléculaire est la composante la plus massive (40%) et la moins volumineuse (1%) du milieu interstellaire dans une galaxie comme la Voie Lactée. La grande densité des nuages de gaz moléculaire fait écran au rayonnement ionisant et photo-dissociant des étoiles permettant l'existence de molécules. Organisé en nuages moléculaires très denses, jusqu'à $> 10^6 \text{ cm}^{-3}$ dans les coeurs denses, et dont la température peut descendre jusqu'à 5 K, le gaz moléculaire est d'une très grande importance dans la formation et l'évolution des galaxies puisqu'il est le lieu de la naissance des étoiles, par effondrement gravitationnel.

Observer le gaz moléculaire

Les molécules peuvent émettre un rayonnement selon trois types, *électronique* généralement dans l'UV lointain, *vibrationnel* principalement dans l'infrarouge proche ou *rotationnel* principalement dans le domaine (sub)millimétrique. Aujourd'hui, plus de 120 molécules différentes ont été détectées dans le milieu interstellaire et circumstellaire. Les transitions électroniques de la molécule la plus abondante, l'hydrogène, H_2 , ont été observées dans l'ultraviolet lointain, presque toujours en absorption, par plusieurs fusées et satellites. Ces mesures ont notamment permis de déterminer le rapport d'abondance H_2/H . D'autres molécules comme CO, OH, qui fut, en 1965, la première molécule détectée en émission dans le milieu interstellaire, CH, CH^+ , CN, C_2 ou CN ont pu être observées dans l'ultraviolet lointain ou l'infrarouge proche. La différence de niveau d'énergie entre les quantifications des modes de vibration d'une molécule est à l'origine des transitions vibrationnelles. Chaque transition se décompose en sous-raies de rotation, formant une bande ro-vibrationnelle. Les transitions vibrationnelles de H_2 , CO ou H_2O ont été observées, pour les objets les plus brillants, en infrarouge depuis l'espace, ou au sol pour les raies dans l'infrarouge proche. Cependant, la température d'excitation du niveau vibrationnel le plus bas est à $\sim 500 \text{ K}$ au dessus du niveau fondamental, et le niveau n'est donc peuplé qu'à proximité des régions HII.

De par sa symétrie, le moment dipolaire permanent de la molécule d'hydrogène est nul, ses transitions rotationnelles dipolaires sont donc interdites. Cependant, l'abondance de H_2 fait que ses transitions de rotation quadrupolaires, extrêmement peu probables, ont été observées en infrarouge moyen au sol (Parmar et al. 1991) ou depuis l'espace (e.g. Rodríguez-Fernández et al. 2001). La difficulté d'observation de la molécule d'hydrogène ne permet donc pas son utilisation pour étudier l'ensemble du gaz moléculaire, on utilise donc d'autres molécules pour tracer les nuages denses du milieu interstellaire, notamment CO, le monoxyde de carbone, CS ou HCN, molécules dissymétriques dont les transitions rotationnelles s'observent dans le domaine millimétrique.

Monoxyde de carbone

Le *monoxyde de carbone* est la molécule la plus abondante, après l'hydrogène, dans la phase dense du milieu interstellaire, bien que son abondance soit très faible, $\text{CO}/\text{H}_2 \leq 10^{-4}$. Le monoxyde de carbone peut facilement être excité, même à des températures de l'ordre de 10 K, principalement par collisions avec les molécules d'hydrogène. Le faible moment dipolaire permanent de la molécule CO en fait un traceur du gaz moléculaire peu dense, sa densité critique, où le taux de collision égale celui de-déexcitation, étant de $\sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$, lui permettant d'être excité à des densité de $n(\text{H}_2) > 300 \text{ cm}^{-3}$.

Luminosité des raies de CO La luminosité d'une raie de CO, L_{CO} (W), s'obtient en intégrant en fréquence les luminosités monochromatiques $L_{\nu_{\text{obs}}}$ observées sur le profil de la raie. Ainsi,

$$L_{\text{CO}} = \int_{\text{line}} L_{\nu_{\text{rest}}} d\nu_{\text{rest}} = 4 \pi D_{\text{L}}^2 \nu_{\text{obs}} / c \int_{\text{line}} S_{\nu} d\nu, \quad (1.1)$$

où D_{L} est la distance (lumineuse) de la source, ν_{obs} la fréquence centrale d'observation de la raie. et S_{ν} la densité de flux de la source observée, l'intégrale de droite définissant alors l'intensité totale de la raie, F_{CO} , souvent exprimé en Jy km s^{-1} .

La luminosité d'une raie de CO est souvent exprimée sous la forme de L'_{CO} ($\text{K km s}^{-1} \text{pc}^2$) comme le produit de la température de brillance intrinsèque de la source intégrée en vitesse, $T_b \Delta V$ et de l'aire de la source, $\pi R^2 = \Omega_{\text{S}} D_{\text{A}}^2$, dans le cas d'une source à projection circulaire dans le plan du ciel, où Ω_{S} est l'angle solide de la source et D_{A} sa distance angulaire. La température de brillance de la raie est observée avec un facteur de dilution $(1+z)$ que l'on doit corriger. Ainsi, la luminosité d'une raie de CO peut être exprimée comme

$$L'_{\text{CO}} = \Omega_{\text{S}^* \text{B}} D_{\text{L}}^2 (1+z)^{-3} I_{\text{CO}}, \quad (1.2)$$

où $\Omega_{\text{S}^* \text{B}}$ est l'angle solide de la source convolué avec le lobe du télescope et I_{CO} est la température de brillance intégrée de la raie, souvent exprimée en K km s^{-1} . Lorsque la source est beaucoup plus petite que le lobe du télescope, $\Omega_{\text{S}^* \text{B}} \approx \Omega_{\text{B}}$, on peut relier ces deux définitions par

$$L_{\text{CO}} = \frac{8\pi k \nu_{\text{rest}}^3}{c^3} L'_{\text{CO}}. \quad (1.3)$$

où k est la constante de Boltzmann.

La seconde définition de la luminosité d'une raie de CO, L'_{CO} , est souvent utilisée car elle permet directement d'avoir une idée des conditions physiques du gaz étudié. En effet, le rapport des L'_{CO} de deux raies est directement la moyenne sur la source du rapport de leurs deux températures de brillance, ainsi, deux raies de même température de brillance, et dont les sources auraient la même taille, auront la même L'_{CO} , quelque soit la transition observée.

Masse de gaz moléculaire

Il existe principalement quatre méthodes permettant la détermination des masses de gaz moléculaire. La première se base sur l'émission de la poussière comme traceur du gaz moléculaire, cependant, cette méthode repose sur la connaissance du rapport gaz/poussière, et de la température des poussières qui peuvent être délicats à déterminer. L'observation des isotopes plus rare de la molécule de CO, comme ^{13}CO ou C^{18}O , dont les raies sont optiquement minces permet également de déduire la masse de gaz moléculaire. Bien que cette méthode nécessite la connaissance du rapport $^{12}\text{C} / ^{13}\text{C}$, souvent mal contraint, elle a permis de déduire des facteurs de conversion de $N(\text{H}_2) = \chi I(\text{CO})$, pour notre galaxie, avec $\chi = 2.2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}$ (Dickman 1975), ce qui peut également s'écrire

$$M(\text{H}_2) = X L'_{\text{CO}} \quad (1.4)$$

avec $X = 3.5 M_{\odot} (\text{K km s}^{-1} \text{pc}^2)^{-1}$. Une autre méthode de détermination de la masse de gaz moléculaire se base sur l'interaction des rayons cosmiques et de l'hydrogène moléculaire qui provoque l'émission de rayon γ dont l'intensité est proportionnelle au produit du flux des rayons cosmiques par la densité de gaz. Cette méthode, indépendante de la précédente, permet d'obtenir des valeurs de $\chi = 2.6 - 2.8 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}$ pour notre galaxie (Bloemen et al. 1986).

Enfin, l'application du théorème du viriel sur les nuages moléculaires du plan galactique permet de calibrer la relation entre la luminosité CO et une mesure directe de la masse des nuages moléculaires. Ainsi, Solomon et al. (1987) ont étudié la relation entre la luminosité CO et la masse des nuages moléculaires de notre galaxie situés entre 2 et 15 kpc, et en déduisent la relation, $M_{VT} = 39 L'_{CO}{}^{(0.81 \pm 0.03)} M_{\odot}$. Bien que non linéaire, cette relation, corrigée de l'abondance de l'hélium, peut s'écrire en suivant l'équation 1.4 avec $X = 4.8 M_{\odot} (\text{K km s}^{-1})^{-1}$ pour une masse de nuage typique de $M = 5 \times 10^5 M_{\odot}$. Ce coefficient varie seulement d'un facteur < 2 pour des masses de nuages moléculaires comprises entre 10^5 et $10^6 M_{\odot}$, ce qui représente, en masse, 90% des nuages de leur échantillons. L'indice de cette relation peut être expliqué par la relation entre la largeur de raie et la taille des nuages qui, dans le cas de nuages en équilibre gravitationnel, conduit à la relation du type $M_{VT} = 43 L'_{CO}{}^{4/5} M_{\odot}$, en accord avec l'indice de (0.81 ± 0.03) ajusté sur les données. De plus, cette hypothèse de nuage en équilibre gravitationnel permet de déduire que les facteurs de conversion χ ou X varient comme le rapport de la racine carré de la densité de H_2 à la température de brillance du nuage, $\propto n(\text{H}_2)^{1/2}/T_B$ (Radford et al. 1991). Les nuages moléculaires des galaxies externes peuvent avoir différentes densités et/ou différentes températures de brillance, changeant ainsi les facteurs de conversion χ et X . Pour la Voie Lactée, le facteur de conversion est estimé à $X = 4.8 M_{\odot} (\text{K km s}^{-1})^{-1}$ (Solomon et al. 1987). Ce modèle simple semble également indiquer que le facteur de conversion CO- H_2 ne varie pas avec la métallicité du nuage. Cependant, Wilson (1995) et Arimoto et al. (1996) ont montré le contraire et que ce χ augmentait d'un facteur 4.6 quand la métallicité augmentait d'un facteur 10. Cette tendance n'est pas confirmée par les études de Rosolowsky et al. (2003); Bolatto et al. (2003) qui ne détectent pas de dépendance en métallicité dans leurs échantillons.

Tracer le gaz moléculaire dense

Les premiers niveaux de la molécule de CO, avec des densités critiques relativement faibles, 3×10^3 et 10^4 cm^{-3} pour, respectivement, les raies $1 \rightarrow 0$ et $2 \rightarrow 1$, sont des traceurs du gaz moléculaire relativement peu dense puisque ces niveaux peuvent être peuplés avec des densités relativement faibles, $n_{\text{H}_2} > 300 \text{ cm}^{-3}$. Pour caractériser le gaz plus dense, il est donc nécessaire d'utiliser des raies de rotation plus élevées ayant des densités critiques plus importante, $5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ pour la transition CO ($3 \rightarrow 2$). Il est également possible d'utiliser d'autres molécules ayant des dipôles électriques permanents plus importants que CO, comme, par exemple, CS, HCO^+ , HCN ou HNC, dont les densités critiques peuvent être de l'ordre de 10^7 cm^{-3} . Dans la Voie Lactée, une émission importante des molécules HCN et CS est préférentiellement observée dans le coeur des nuages moléculaires, sites de formation stellaire, plutôt que dans les enveloppes de nuages plus massifs mais moins denses (Helfer & Blitz 1997). L'observation de ces molécules est rendue difficile par leur plus faible abondance dans le milieu interstellaire, $\text{HCN}/\text{H}_2 \sim 3 \times 10^{-7}$ et $\text{CS}/\text{H}_2 \sim 2 \times 10^{-8}$ dans les coeur denses (Blake et al. 1987). Néanmoins, la molécule HCN est utilisée avec succès comme traceur de gaz moléculaire dense.

1.3 ... dans les galaxies infrarouges (ultra) lumineuses

De nombreux travaux se sont intéressés à l'étude du milieu interstellaire dans les galaxies proches, les galaxies infrarouges lumineuses et les galaxies infrarouges ultra lumineuses. Je présente ici les principaux résultats d'études suivant deux approches complémentaires ; les premières en traçant le gaz moléculaire peu dense avec l'émission de la raie rotationnelle $1 \rightarrow 0$ du monoxyde de carbone dans les galaxies isolées ou en interaction (Solomon & Sage 1988), les galaxies infrarouges lumineuses ($L_{\text{FIR}} > 10^{11} L_{\odot}$) (Yao et al. 2003a,b) et dans les galaxies infrarouges

ultra lumineuses ($L_{\text{FIR}} > 10^{12} L_{\odot}$) (Solomon et al. 1997) ; l'autre en observant le gaz moléculaire dense tracé par la raie rotationnelle $1 \rightarrow 0$ du cyanure d'hydrogène (HCN), dans les galaxies spirales et les galaxies infrarouges ultra lumineuses (Gao & Solomon 2004b,a).

1.3.1 Gaz moléculaire

Les travaux de Solomon & Sage (1988), Yao et al. (2003a) et Solomon et al. (1997) se sont intéressés à l'émission de la raie CO ($1 \rightarrow 0$) des galaxies IR du relevé IRAS. L'étude de Solomon & Sage (1988) a porté sur les galaxies infrarouge lumineuses, isolées ou en interaction : en classant les galaxies en suivant leur degré d'interaction, les auteurs ont confirmé que le rapport des luminosités infrarouges aux luminosités CO suivait le degré d'interaction des galaxies. Ainsi, les galaxies fortement en interaction ont un rapport $L_{\text{FIR}}/L_{\text{CO}}$ 9 fois plus important que les galaxies isolées, dont le rapport est similaire à celui des nuages moléculaires géants de la Voie Lactée. La masse de gaz moléculaire étant reliée à la luminosité des raies de CO et la luminosité infrarouge lointain (FIR) étant une mesure du taux de formation stellaire (voir part. I), le rapport $L_{\text{FIR}}/L_{\text{CO}}$ peut être interprété comme un indicateur de l'efficacité de formation stellaire. Ainsi les galaxies en interactions seraient plus efficace pour former des étoiles que les galaxies isolées. Des simulations numériques ont montré que les interactions entre deux galaxies avaient pour effet de concentrer le gaz au centre des galaxies sur un temps très court. De telles concentrations peuvent alors facilement induire un ou des épisodes de formation stellaire intense (Mihos & Hernquist 1996).

Les propriétés du gaz de monoxyde de carbone dans les galaxies infrarouges lumineuses ont été étudiées par Yao et al. (2003a), sur un échantillon de 60 objets selectionnés dans le *SCUBA Local Universe Galaxy Survey (SLUGS)*, en observant les raies du CO ($1 \rightarrow 0$) et CO ($3 \rightarrow 2$). L'émission continuum de cet échantillon a également été observée dans le submillimétrique par Dunne et al. (2000), permettant d'étudier les propriétés d'émission des poussières dans ces sources et notamment d'estimer leurs luminosités infrarouges lointains. Cette étude permet de conclure qu'il existe une relation non linéaire entre L_{FIR} et L'_{CO} , de telle façon que le rapport $L_{\text{FIR}}/L'_{\text{CO}}$ augmente lorsque L_{FIR} augmente en suivant

$$\begin{aligned} \log L_{\text{CO}(1 \rightarrow 0)} &= (-0.9 \pm 0.7) + (0.58 \pm 0.07) \log L_{\text{FIR}}, \\ \log L_{\text{CO}(3 \rightarrow 2)} &= (-2.4 \pm 0.5) + (0.70 \pm 0.04) \log L_{\text{FIR}}. \end{aligned}$$

Les valeurs présentées ici ont été calculées avec des hypothèses simplificatrices sur la taille du lobe de l'antenne, les valeurs à l'origine sont donc différentes de celles déduites par d'autres techniques sur des échantillons différents. En utilisant un modèle *Large Velocity Gradient (LVG)*, Yao et al. (2003a) dérivent un facteur de conversion $\chi = 2.7 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}/\text{K km s}^{-1}$ pour une abondance relative $Z_{\text{CO}} = \text{CO}/\text{H}_2 = 10^{-5}$ – correspondant à $X = 0.4 M_{\odot} (\text{K km s}^{-1} \text{pc}^2)^{-1}$. En changeant le rapport isotopique $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$ de leurs simulations, les auteurs déduisent un facteur de conversion plus élevé. Ainsi, à partir de ces simulations, le facteur de conversion se situe dans l'intervalle $X = 0.4 - 1.3 M_{\odot} (\text{K km s}^{-1} \text{pc}^2)^{-1}$ pour les galaxies infrarouges lumineuses.

L'étude de Solomon et al. (1997) étend ces travaux aux galaxies infrarouges ultra lumineuses – *Ultra luminous Infrared Galaxies (ULIRG)* – du relevé IRAS *Bright Galaxy sample*. La figure 1.2 présente la luminosité infrarouge lointain de ces objets en fonction de leurs luminosités CO, et, pour comparaison, les galaxies normales et en interaction de Solomon & Sage (1988). Les ULIRGs présentent un rapport $L_{\text{FIR}}/L'_{\text{CO}}$ systématiquement plus élevé que les galaxies normales ou faiblement en interaction. En utilisant le facteur de conversion, $M(\text{H}_2)/L'_{\text{CO}}$, galactique de $4.8 M_{\odot}/\text{K km s}^{-1} \text{pc}^2$, les masses de gaz moléculaire déduites sont de l'ordre de $2 - 5 \times 10^{10} M_{\odot}$,

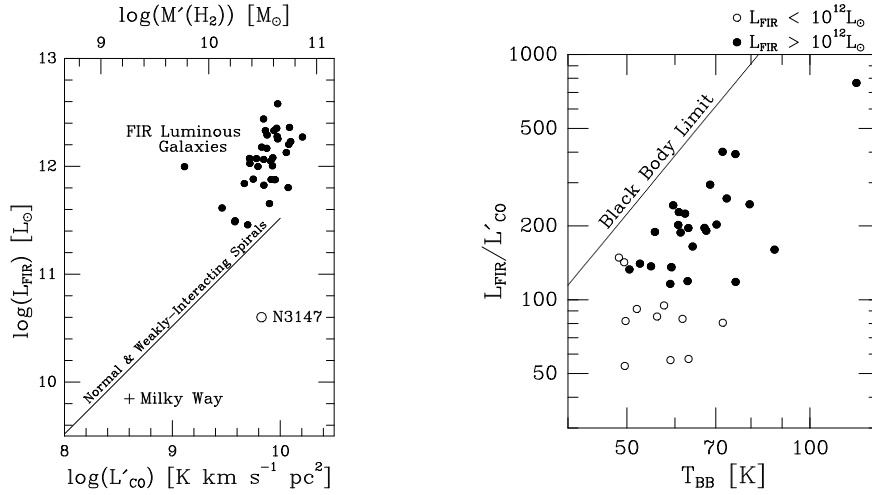


FIG. 1.2 – *Gauche* : Luminosité infrarouge lointain en fonction de la luminosité CO $1 \rightarrow 0$, et de la masse de gaz moléculaire calculée en utilisant un facteur de conversion galactique. La droite représente la tendance déterminée par Solomon & Sage (1988) pour les galaxies normales ou faiblement en interaction. *Droite* : Rapport L_{FIR}/L'_{CO} en fonction de la température de corps noir déduite des rapports S_{60}/S_{100} . La ligne indique la valeur limite dans le cas de l'émission de type corps noir, avec $f_v \Delta V = 300 \text{ km s}^{-1}$. Tiré de Solomon et al. (1997).

vingt fois plus élevées que la masse moléculaire de la Voie Lactée à l'intérieur du rayon solaire. Solomon et al. présentent également un modèle permettant d'expliquer la tendance de la relation L_{FIR}/L'_{CO} . En effet, avec l'hypothèse que les émissions CO et FIR couvrent la même surface, et que la poussière et le gaz sont thermalisés, et dans le cas limite d'une émission FIR complètement opaque de type corps noir, on obtient

$$\frac{L_{FIR}}{L_{CO}} = \frac{\sigma c^3}{2\pi k\nu_{CO}^3} \frac{T_{dust}^3}{f_v \Delta V} \quad \text{ou} \quad \frac{L_{FIR}}{L'_{CO}} = 4\sigma \frac{T_{dust}^3}{f_v \Delta V}, \quad (1.5)$$

où ΔV est la largeur de la raie de CO observée, et f_v est un facteur de remplissage permettant de tenir compte de l'inclinaison des sources sur le plan du ciel. La figure 1.2 présente cette tendance avec les ULIRGs de leur étude. Sur ce graphique, toutes les sources sont placées sous la tendance corps noir, ce qui peut être expliqué si la température de brillance de la raie de CO diffère de la température des poussières, ou si les émissions FIR et CO ne sont pas cospatiales ou enfin si le facteur de remplissage f_v n'est pas égal à l'unité. En estimant la taille d'émission CO et, statistiquement, l'inclinaison des sources dans le plan du ciel, les auteurs ont comparé les masses dynamiques aux masses de gaz moléculaire déduites à partir des luminosités CO en utilisant le facteur de conversion galactique : ce facteur surestime d'un facteur 5 la masse de gaz moléculaire dans les ULIRGs. En effet, en étudiant des ULIRGs locaux, Downes & Solomon (1998) ont pu résoudre l'émission de CO, et, à l'aide d'un modèle de transfert, ont montré que cette émission ne venait pas de nuages en équilibre gravitationnel, comme dans la Voie Lactée ou dans certaines galaxies proches, mais plutôt d'un anneau de gaz de densité moyenne $\sim 500 \text{ cm}^{-3}$, ayant des tailles typiques de 300 à 800 pc. A l'aide de ce modèle, Downes & Solomon déduisent un facteur de conversion, $X = 0.8 M_\odot (\text{K km s}^{-1} \text{ pc}^2)^{-1}$, plus réaliste pour les ULIRGs. Les masses de gaz moléculaire des ULIRGs sont ainsi de nouveau estimées à $\sim 0.4 - 1.5 \times 10^{10} M_\odot$, avec un rapport moyen $L_{FIR}/L'_{CO} = 160 L_\odot / \text{K km s}^{-1} \text{ pc}^2$ (Solomon et al. 1997). Les auteurs concluent que de telles quantités de gaz conduisent inévitablement à des flambées stellaires car les trous

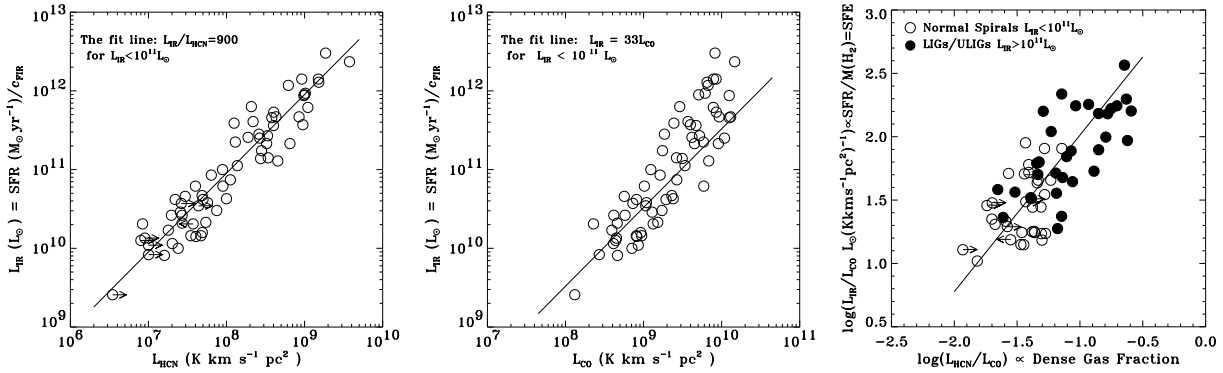


FIG. 1.3 – *Gauche (centre)* : Corrélation entre la luminosité HCN (CO) et infrarouge des 65 galaxies étudiées par Gao & Solomon (2004b). La ligne solide représente un ajustement sur les galaxies les moins lumineuses avec une pente unité. *Droite* : Corrélation entre les rapports $L_{\text{IR}}/L'_{\text{CO}}$, traçant l'efficacité de formation stellaire, et $L'_{\text{HCN}}/L'_{\text{CO}}$, traçant la fraction de gaz dense. Tiré de Gao & Solomon (2004b)

noirs supermassifs n'ont pas le temps d'accréter rapidement autant de gaz (Downes & Solomon 1998). En effet, si le quasars accréte de manière standard avec une efficacité de 20% du taux d'accrétion d'Eddington, $dm/dt = 2 * L/c^2$, les luminosités de $10^{12} M_{\odot}$ impliqueraient des taux d'accrétion de $1 M_{\odot}/\text{yr}$, et ainsi seul 1% du gaz serait utilisé par le quasar, en laissant 99% pour la formation stellaire.

1.3.2 Gaz moléculaire dense

Le gaz moléculaire dense dans les galaxies infrarouges lumineuses et ultra lumineuses a récemment été étudié par Gao & Solomon (2004a,b), en observant la raie HCN $1 \rightarrow 0$ d'un échantillon significatif de galaxies pour lesquelles existaient également des observations dans l'infrarouge lointain et de la raie de CO $1 \rightarrow 0$. La luminosité infrarouge est fortement corrélée avec la luminosité de la raie HCN avec un rapport quasi constant $L_{\text{IR}}/L'_{\text{HCN}} = 900 L_{\odot}/\text{K km s}^{-1} \text{pc}^2$. Cette corrélation linéaire entre la luminosité infrarouge et la luminosité de la raie HCN met en évidence le fait que le taux de formation stellaire, tracé par la luminosité infrarouge, dépend plus de la quantité de gaz dense, tracé par la molécule HCN que de la quantité de gaz moléculaire total tracé par la molécule CO. La relation $L_{\text{FIR}}/L'_{\text{CO}}$ n'étant pas linéaire, les ULIRGs voient leur rapport anormalement élevé par rapport aux galaxies moins lumineuses. Cela pourrait être interprété comme une contribution à la luminosité infrarouge d'une composante de poussière chaude, directement chauffée par le noyau actif (AGN). Ainsi, la contribution de la poussière chauffée de l'AGN pourrait expliquer l'élévation du rapport $L_{\text{FIR}}/L'_{\text{CO}}$ et la non-linéarité de leur relation. Cependant, cette hypothèse est invalidée par la corrélation linéaire suivie par la luminosité infrarouge et le gaz dense, la fraction de gaz dense devenant un indicateur de flambée stellaire. La figure 1.3 présente les résultats principaux de cette étude, avec la corrélation linéaire entre luminosité IR et HCN, qui peut s'écrire comme $\log L_{\text{IR}} = 2.9 + (1.00 \pm 0.05) \log L_{\text{HCN}}$, et la corrélation non-linéaire entre les luminosité IR et CO. Les auteurs se sont également intéressés à la corrélation entre les rapports $L_{\text{IR}}/L'_{\text{CO}}$, représentant l'efficacité de formation stellaire, et $L'_{\text{HCN}}/L'_{\text{CO}}$, représentant la fraction de gaz dense. L'efficacité de formation stellaire dépend ainsi directement de la fraction de gaz dense. En normalisant la luminosité infrarouge lointain et HCN par L'_{CO} , la relation entre luminosité IR et HCN est indépendante d'un possible effet

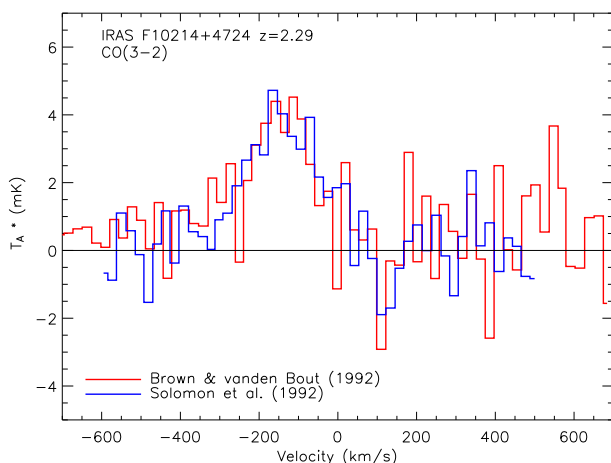


FIG. 1.4 – Première détection d’une raie rotationnelle de CO dans un quasar à grand décalage spectral, IRAS F10214+4724 à $z = 2.29$. Les deux spectres correspondent respectivement aux travaux de Brown & vanden Bout (1992a) et Solomon et al. (1992) et ont été ramené à une fréquence de référence de 105.2 GHz.

de distance ou de taille, et révèle la nature de leur relation.

1.4 ... dans les quasars à grand décalage spectral

La première détection d’une raie du gaz moléculaire dans un objet à grand décalage spectral a été rapportée par Brown & vanden Bout (1992a,b), en détectant la raie de CO $3 \rightarrow 2$ à 3 mm dans la galaxie infrarouge ultralumineuse IRAS F10214+4724, amplifiée gravitationnellement, à $z = 2.29$. Cette détection a ensuite été confirmée par Solomon et al. (1992) (fig. 1.4). Démontrant la faisabilité de telles détections, ces travaux ont ouvert la voie de l’étude du gaz moléculaire dense et chaud dans les objets à grand décalage spectral et ont permis d’ouvrir la voie à l’étude du milieu interstellaire à des époques très reculées. Les détections de multiples raies rotationnelles du monoxyde de carbone sont maintenant complétées par quelques détections des raies rotationnelles du cyanure d’hydrogène et, pour quelques rares objets, des raies de structure fine du carbone neutre.

1.4.1 Gaz moléculaire

Dès 1992, les détections des raies rotationnelles de CO $3 \rightarrow 2$, $4 \rightarrow 3$, et $6 \rightarrow 5$ dans IRAS F10214+4724 ont permis de déduire des densités de gaz moléculaire très importantes de l’ordre de $n(\text{H}_2) \sim 3 - 10 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$, si la température cinétique du gaz est dans l’intervalle 30 – 200 K. Cela permet de déterminer des masses de gaz moléculaire, de l’ordre de $M(\text{H}_2) = 1 \times 10^{11} M_\odot$, 60 fois plus que dans la Voie Lactée (Solomon et al. 1992). La grande quantité de gaz moléculaire trouvée dans cet objet est un indice supplémentaire de la présence d’une activité de formation stellaire importante à grand décalage spectral. Cependant, le coefficient de conversion X utilisé était celui de la Voie Lactée, inapproprié pour les galaxies infrarouge ultra lumineuses. De plus, IRAS F10214+4724 est fortement amplifiée gravitationnellement, d’un facteur maintenant estimé à 13 (Barvainis & Ivison 2002), réduisant d’autant cette estimation.

La figure 1.5 présente la fréquence des raies de CO en fonction du décalage spectral, ainsi que les bandes passantes disponibles sur les instruments qui ont servi à détecter la majorité des sources à grand décalage spectral, le Plateau de Bure et le VLA. Ainsi, la combinaison des fenêtres atmosphériques et la sensibilité des instruments actuels permettent de détecter les transitions, le plus souvent des niveaux élevés, de la raie de CO dans les objets à grand décalage spectral.

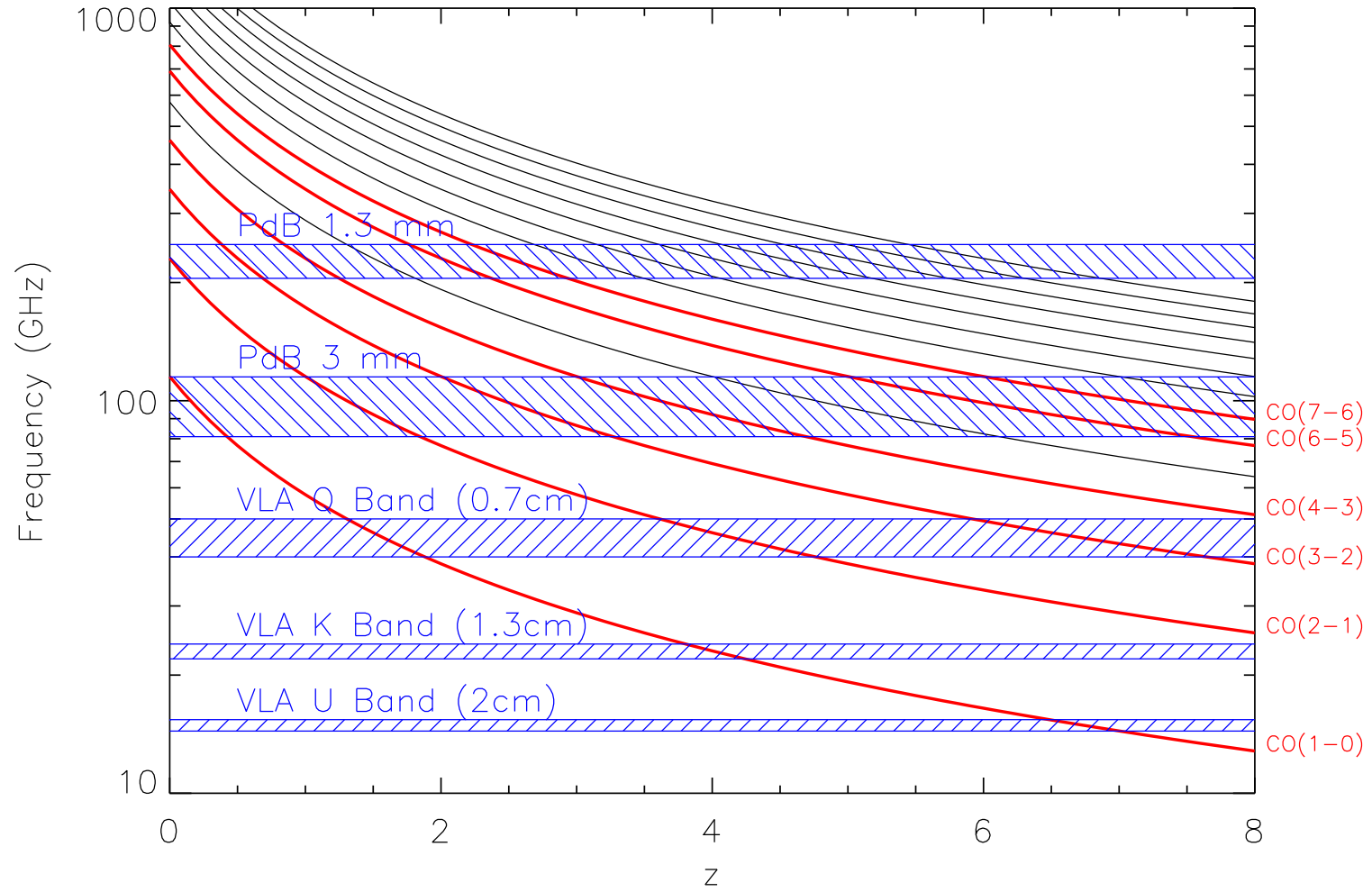


FIG. 1.5 – Fréquence des raies rotationnelles de la molécule CO et HCN en fonction du décalage spectral. Les bandes passantes du PdB et du VLA sont également présentées. Les principales raies de rotation de CO et HCN observées à grand décalage spectral sont surlignées.

Cependant, en construisant un modèle à deux composantes de gaz et de poussières, une chaude et une tiède, Combes et al. (1999) ont montré que les raies d'émissions de CO ne bénéficiaient pas d'un effet de correction K-inverse aussi important que dans le cas de la poussière, réduisant ainsi la possibilité actuelle d'observer des raies de CO à très grand décalage spectral. Cependant, le décalage spectral des raies permet de sonder, à une fréquence donnée, des transitions d'ordres plus élevés qui sont plus excitées contrebalançant en partie cet effet de distance. La faible largeur de bande des instruments actuels nécessite une estimation préalable du décalage spectral systémique des sources étudiées. En effet, dans le cas du Plateau de Bure, la largeur de bande instantanée disponible à 96 GHz est de $\Delta\nu \sim 580$ MHz, ce qui correspond à une couverture en vitesse de 1800 km s^{-1} ou une couverture en décalage spectral de 0.02 pour une source à $z = 2.6$, limitant sérieusement la possibilité de détection d'une raie d'émission au décalage spectral incertain.

Malgré cela, de nombreuses raies de CO ont pu être observées, notamment dans les quasars à grand décalage spectral pour lesquels une estimation du décalage spectral systémique est possible à partir des raies d'émission observées en optique. Au début de l'année 2002, 16 sources à grand décalage spectral étaient détectées, souvent amplifiées gravitationnellement, aidant ainsi leur détection (Combes 2002). Les sources détectées comprenaient une majorité de quasars tel que le trèfle à quatre feuilles (*Cloverleaf*) H 1413+117, à $z = 2.558$, BR 1202-0725 à $z = 4.69$ ou encore APM 08279+5255 à $z = 3.911$. La détection de raies rotationnelles de niveaux élevés est indicateur d'un milieu chaud et dense seul capable d'exciter la molécule de CO à de telles énergies. Ces observations révèlent la présence de réservoirs importants de gaz moléculaire. Combinées avec la détection d'une quantité importante de poussière elles sont autant d'indicateurs de la présence de flambées d'étoiles massive dans ces sources.

Après BR 1202-0725, Pss 2322+1944, un quasar optiquement très lumineux à $z = 4.12$, est la source à grand décalage spectral présentant le plus de détection de transitions différentes de la molécule de CO. Ainsi, Cox et al. (2002) présentent les observations des raies de CO $4 \rightarrow 3$ et $5 \rightarrow 4$. En plus d'apporter des informations sur l'émission continuum des poussières, compatible avec l'émission d'un corps noir à $T_{\text{dust}} = 47$ K, modifié avec une émissivité en $\propto \nu^{1.6}$, la détection des deux raies permet de déterminer la densité de gaz moléculaire, de l'ordre de $10^{3.5-4.1} \text{ cm}^{-3}$ pour une température cinétique du gaz dans l'intervalle 40 – 100 K. Les masses de gaz moléculaire déduites de ces observations sont de l'ordre de $10^{11} M_{\odot}$. De telles masses de gaz moléculaire sont également observées pour la plupart des quasars à grand décalage spectral, indicateur d'une formation stellaire massive. Le nombre important des raies observées dans Pss 2322+1944 permet d'effectuer des études de type LVG et de remonter aux conditions physique du gaz moléculaire dans ce quasar. La figure 1.6 présente l'ensemble des raies de CO observées sur cette source. En utilisant une température cinétique de $T_{\text{kin}} = 47$ K, Carilli et al. (2002) en déduisent une densité de $n(\text{H}_2) = 5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$, indiquant que l'émission de CO de Pss 2322+1944 est dominé par un gaz plutôt diffus comparé à d'autres sources à grand décalage spectral.

De plus, Carilli et al. (2003) ont résolu l'émission de la raie moléculaire CO $2 \rightarrow 1$ et son émission radio continuum en un anneau d'Einstein de $1''.5$ de diamètre (fig. 1.7). Le modèle proposé pour rendre compte de ces observations décrit l'émission de Pss 2322+1944 par un disque de formation stellaire de 2 kpc. Ces observations fournissent ainsi une évidence directe d'une formation stellaire très active, avec des taux de formation stellaire de $\sim 900 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ dans une source à $z \geq 4$.

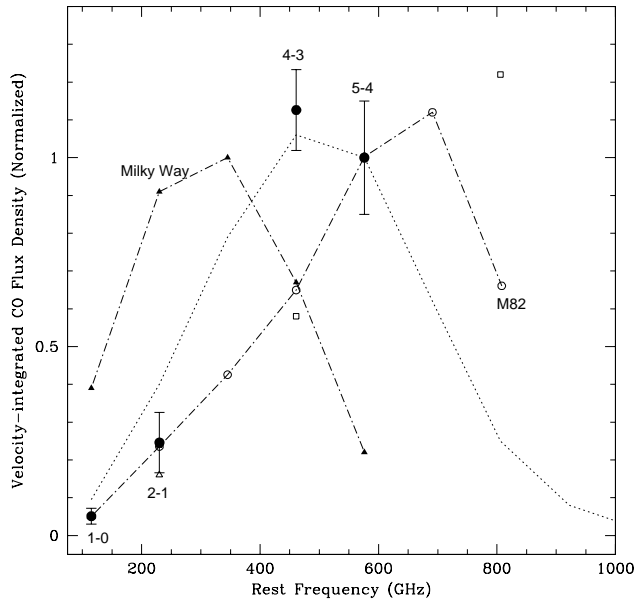


FIG. 1.6 – Flux intégré en vitesse de l'émission des raies de CO observées dans PSS 2322+1944 (cercle plein). Les raies de BR 1202-0725, un quasars à $z = 4.7$ (carré vide), et BRI 1335-0417, un quasars à $z = 4.4$ (triangle ouvert), sont également représentées, ainsi que les observations de la Voie Lactée (triangle pleins) et celles de M82 (ronds vides). Les pointillés représentent un modèle LVG avec $T_{\text{kin}} = 47$ K et $n(\text{H}_2) = 5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$. (tiré de Carilli et al. 2002)

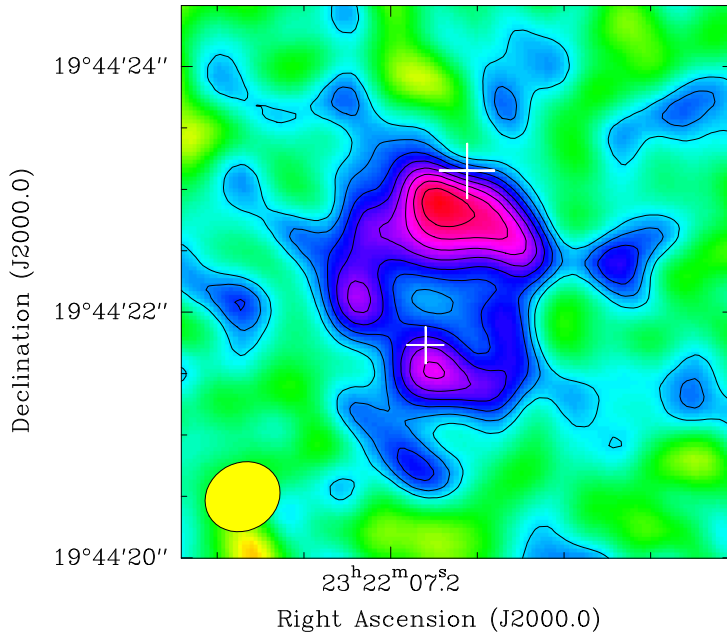


FIG. 1.7 – Émission intégrée de la raie CO $2 \rightarrow 1$ de PSS 2322+1944 observée avec le VLA. Les croix présentent les positions des deux sources optiques. Le lobe synthétique, présenté dans le coin inférieur gauche, est de $0''.63 \times 0''.55$ avec un angle de 30° . L'émission est clairement résolue en un anneau d'Einstein, caractéristique d'une émission amplifiée (voir texte). (adapté de Carilli et al. 2003)

1.4.2 Gaz moléculaire dense

Du fait de sa difficulté, la recherche de gaz dense dans les quasars à grand décalage spectral s'est concentrée sur la détection des raies rotationnelles de HCN des quasars les plus lumineux dont on connaît le décalage spectral systémique par une ou des observations de raies de CO. Le faible rapport HCN/CO, la limite de sensibilité des détecteurs actuels et l'opacité atmosphérique rend leurs détections délicates avec les instruments actuels, même dans le cas de sources hautement amplifiées. Ainsi, Barvainis et al. (1997) ont rapporté pour la première fois une détection de la raie HCN $4 \rightarrow 3$ dans le trèfle à quatre feuilles. Cette détection n'était que marginale, et c'est pourquoi la première détection robuste de la raie HCN $1 \rightarrow 0$ n'a été confirmée que récemment par Solomon et al. (2003) dans cette source (H1413+117) à $z = 2.6$, puis étendue par Solomon et al. (2004), à la détection de la raie HCN $1 \rightarrow 0$ dans IRAS F10214+4724 à $z = 2.3$.

Ces observations ont conduit à la découverte de quantités importantes de gaz moléculaire dense, avec par exemple une masse estimée à $2 \times 10^{10} M_{\odot}$ pour le trèfle à quatre feuilles (Solomon et al. 2003). De telles quantités de gaz moléculaire dense confirme l'hypothèse de formation stellaire massive dans les quasars à grand décalage spectral. La fraction de gaz dense dans H1413+117, $L'_{\text{HCN}}/L'_{\text{CO}} = 0.07 \pm 0.01$ est bien plus faible que dans la galaxie ARP 220, enfin le rapport $L_{\text{FIR}}/L'_{\text{HCN}}$ est très supérieur à celui des galaxies à flambées d'étoiles locales, ce qui indiquerait que cette corrélation vue localement par Gao & Solomon (2004b) n'est pas suivie à grand décalage spectral. Cependant, la SED de H1413+117 peut être décrite par l'émission de deux composantes de poussières, tiède et chaude, et le rapport $L_{\text{FIR}}/L'_{\text{HCN}}$ est lui en accord avec la corrélation vue localement, ce qui tend à montrer que la poussière tiède est préférentiellement chauffée par la flambée stellaire, tandis que la poussière chaude est elle chauffée par l'AGN.

Le chapitre 4 discute de la détection de la raie HCN $1 \rightarrow 0$ dans J1409+5628, ainsi que de la comparaison des quasars à grand décalage spectral détectés en HCN avec les sources locales de l'échantillon de Gao & Solomon (2004b).

Chapitre 2

Gaz moléculaire dans le quasar J1409+5828

Sommaire

2.1	Observations	129
2.1.1	<i>Plateau de Bure</i>	129
2.1.2	<i>Very Large Array</i>	129
2.1.3	<i>Very Long Baseline Array</i>	130
2.2	Résultats	130
2.2.1	Gaz moléculaire	130
2.2.2	Emission radio non thermique	130
2.3	Discussion	132
2.3.1	Décalage spectral	132
2.3.2	Gaz moléculaire	132
2.3.3	Activité de formation stellaire	132
2.4	Conclusions	133

Le quasar J140955.5+562827 du catalogue Véron-Cetty & Véron (2003) (J1409+5628) à $z = 2.58$, optiquement lumineux ($M_B = -28.4$), est la source la plus brillante du relevé à $z \sim 2$ effectué par Omont et al. (2003). Avec une luminosité infrarouge estimée à $4 \times 10^{13} L_\odot$, J1409+5628 est le quasar à grand décalage spectral le plus lumineux détecté à ce jour après APM 08279+5255, ce dernier étant très amplifié gravitationnellement : Si les poussières qui émettent ce rayonnement infrarouge sont chauffées par les étoiles jeunes de la galaxie hôte, et réémettent tout le rayonnement stellaire, on estime un taux de formation stellaire de quelques $1000 M_\odot \text{ yr}^{-1}$ (voir chap. 1, partie I). De grandes quantités de gaz moléculaire sont donc nécessaires afin d'alimenter une telle formation stellaire.

Dans ce chapitre, je présente des observations du quasar J1409+5628 qui ont été effectuées avec le *Plateau de Bure* (PDB) pour rechercher l'émission CO, le *Very Large Array* (VLA) et le *Very Long Baseline Array* (VLBA) pour étudier l'émission radio. En plus de déterminer le décalage spectral systémique de cet objet, ces observations ont permis de poser des contraintes sur la masse de gaz moléculaire présent dans la galaxie hôte, et la nature de son émission infrarouge lointain qui semble être due à l'émission de poussières chauffées par des flambées d'étoiles. Cette étude a conduit à une publication dans la revue A&A présentée en fin de chapitre (Beelen et al. 2004).

2.1 Observations

Je présente ici rapidement le déroulement de chaque série d'observations bien que je n'ai été impliqué très fortement que dans la réduction des données du PDBI. La réduction des données du VLA a été effectuée par Andrea O. Petric, et celle du VLBA par Emmanuel Momjian.

2.1.1 Plateau de Bure

Les observations à l'interféromètre du plateau de Bure ont eu lieu de mai à juin 2002 et de janvier à mars 2003. Les configurations compacte, D, et intermédiaire, B, ont été utilisées, ainsi que des configurations non standards comprises entre la configuration D et B, avec un nombre d'antennes compris entre 4 et 6, conduisant à une bonne couverture du plan- uv avec des lignes de base allant de 24 à 400m. Les lobes synthétiques résultants ont des largeurs à mi-hauteur de $2''44 \times 1''65$ avec un angle de 60° à 3.1 mm et $1''01 \times 0''55$ avec un angle de 52° à 1.3 mm. Les récepteurs double fréquence du PDB ont été utilisés pour chercher simultanément la raie d'émission du CO(3 \rightarrow 2) à ≈ 3 mm et l'émission continuum, puis la raie de CO(7 \rightarrow 6), à ≈ 1 mm. Pendant la première série d'observations, le récepteur à 3 mm a été réglé à une fréquence centrale de 96.780 GHz, correspondant à l'émission de la raie de CO(3 \rightarrow 2) à un décalage spectral de $z = 2.5730$. La raie de CO(3 \rightarrow 2) a été détectée de manière marginale en bord de bande, proche du décalage spectral de la raie Lyman- α vue en absorption à $z = 2.5858$ dans le spectre optique de J1409+5628 (Korista et al. 1993; Barlow & Junkkarinen 1994). Nous avons donc réglé le récepteur à 3 mm à 96.505 GHz, correspondant au décalage spectral de la raie marginalement détectée, et, simultanément, nous avons ainsi pu régler le récepteur à 1 mm à 225.198 GHz correspondant à la raie de CO(7 \rightarrow 6).

Les données ont été calibrées et réduites en utilisant la suite de logiciels GILDAS, développés par l'IRAM. Pendant la calibration, nous avons retiré, pour chaque session d'observations, les antennes présentant des efficacités ou des températures système anormales, ainsi que les données acquises pendant de mauvaises conditions atmosphériques. Après une calibration en amplitude et en phase de chaque session, l'ensemble des données a été combiné en un seul cube de données à résolution maximale. La calibration en flux a été effectuée sur les sources de calibration standard au PDB, à savoir, 3C 273, CRL 618 ou MWC 349. Un soin particulier a été apporté à la vérification de la variabilité de ces sources sur l'intervalle de temps important qui séparait les deux sessions d'observation. Au final, les cubes de données retenues représentent 52 et 27 heures d'intégration sur la source, respectivement à 3.1 et 1.3 mm.

2.1.2 Very Large Array

J1409+5628 a été observé à 1.4 GHz avec le VLA en double polarisation sur une bande large de 100 MHz, en configuration A, la plus étendue, avec une ligne de base maximale de 30 km. Le temps d'intégration total sur la source a été de 2 heures. L'ensemble des données a été auto-calibré sur les sources de champs fortes. La calibration absolue en densité de flux a été effectuée sur 3C 286. Les données ont été calibrées, réduites et imagées à l'aide du logiciel AIPS. Le carte finale a un niveau de bruit de $16 \mu\text{Jy}$, correspondant au niveau théorique attendu. Le lobe synthétique résultant est quasi circulaire avec des largeurs à mi hauteur de $1''7 \times 1''5$ avec un angle de 5° .

2.1.3 Very Long Baseline Array

Les observations de J1409+5628 avec le VLBA ont eu lieu les 9 mars et 7 avril 2003, pour un total de 14 heures d'intégration en utilisant un mode continuum à 1.4 GHz. La source radio J1408+5613 a été utilisée comme référence pour la phase avec un cycle de 3.5 minutes. Un certain nombre de tests ont été effectués pour tester la cohérence de phase avec les sources J1408+5613 et J1419+5423. Elle s'est trouvée être cohérente à plus de 95% durant toute la durée des observations. Le lobe synthétique résultant était de $12.5\text{mas} \times 6.7\text{mas}$ avec un angle de -9° . La limite des espacements courts du VLBA filtre toute structure spatiale plus grande de $0''15$.

2.2 Résultats

2.2.1 Gaz moléculaire

Pour extraire les spectres de J1409+5628, nous avons tout d'abord construit un cube de données intégrées en vitesses afin de connaître la position millimétrique de la source. Un ajustement d'une source ponctuelle directement dans le plan- uv , permet de retrouver les spectres de J1409+5628, en évitant tout les problèmes de convolution/déconvolution. Les cartes intégrées en vitesse de l'émission des raies CO(3→2) et CO(7→6) sont présentées sur la figure 2.1, et les spectres correspondants sur la figure 2.2. Des ajustements de source ponctuelle dans le plan- uv des cartes intégrées en vitesse montrent que, aux incertitudes près, l'émission CO et le continuum à 1.3 mm sont centrés à $14^{\text{h}}09^{\text{m}}55^{\text{s}}.5 + 56^\circ28'26''.4$ (J2000), coïncidant avec la position IR proche du catalogue 2MASS. À la résolution des observations à 1.3 mm, l'émission de la raie de CO(7→6) n'est pas résolue. Ceci est montré par des ajustements de gaussiennes circulaires ou elliptiques dans le plan- uv ou directement en regardant les visibilité en fonction de la fréquence spatiale. Au décalage spectral de J1409+5628, la taille du lobe synthétique des observations de la raie de CO(7→6) correspond à une taille linéaire de 5 kpc.

Le spectre d'émission de la raie de CO(3→2) a été ajusté avec un profil gaussien où, la fréquence centrale d'émission (ν_{obs}), la largeur à mi-hauteur ($\Delta\nu_{\text{FWHM}}$), la densité de flux continuum (S_ν), et l'émission intégrée de la raie de CO (I_{CO}) sont des paramètres libres. Le pic d'émission de la raie est ensuite déduit de ces paramètres. Cette approche n'utilise aucun a priori sur la largeur de la raie et permet d'utiliser toute l'information disponible pour déterminer la densité de flux du continuum. De plus, puisque l'ajustement se fait sur le flux intégré de la raie, on minimise son incertitude par rapport à un ajustement fait sur le pic d'intensité dont on déduirait ensuite le flux intégré. À 3.1 mm, l'émission de CO(3→2) est détectée à un niveau $> 10\sigma$ sur l'intensité intégrée tandis que la densité de flux continuum n'est pas détecté, à 1.6σ , avec $S_{96\text{GHz}} = 0.3 \pm 0.2$ mJy. Les données utiles à 1.3 mm sont moins nombreuses qu'à 3.1 mm, leur bruit est donc supérieur. Pour ajuster la raie de CO(7→6) dans les données à 1.3 mm, nous avons donc utilisé la position et la largeur de la raie trouvée à 3.1 mm. De cette façon la raie de CO(7→6) est détectée à 3.8σ au dessus d'une émission continuum à $S_{225\text{GHz}} = 6 \pm 2$ mJy. Cependant, lorsque l'ajustement est effectué en laissant la position et la largeur de la raie en paramètre libre, le flux intégré de la raie n'est plus alors *détecté* qu'avec une niveau de 2.3σ . Les résultats de ces ajustements sur les raies de CO(3→2) et CO(7→6) sont résumés par la table 2.1.

2.2.2 Emission radio non thermique

L'émission radio à 1.4 GHz est détectée avec le VLA, qui avec une résolution de $1''.7 \times 1''.5$ ne résoud pas l'émission de J1409+5628. La position radio de la source coïncide, aux

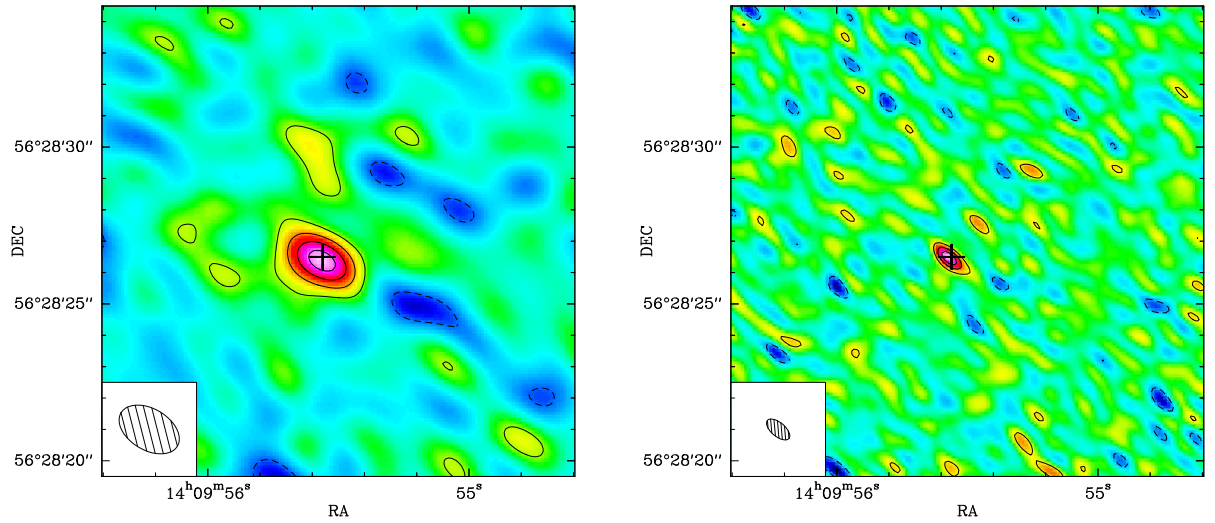


FIG. 2.1 – *Gauche* : Carte intégrée en vitesse de l'émission de la raie CO(3→2) de J1409+5628. Le pas des contours est de 0.3 mJy/beam, correspondant à 2σ , les contours pointillés sont négatifs. *Droite* : Carte intégrée en vitesse de l'émission de la raie CO(3→2) et du continuum à 1.3 mm de J1409+5628. Le pas des contours est de 2mJy/beam, correspondant à 2σ . Pour les deux figures, la croix correspondant à la position optique du catalogue 2MASS et le lobe synthétique est présenté dans le coin en bas à gauche

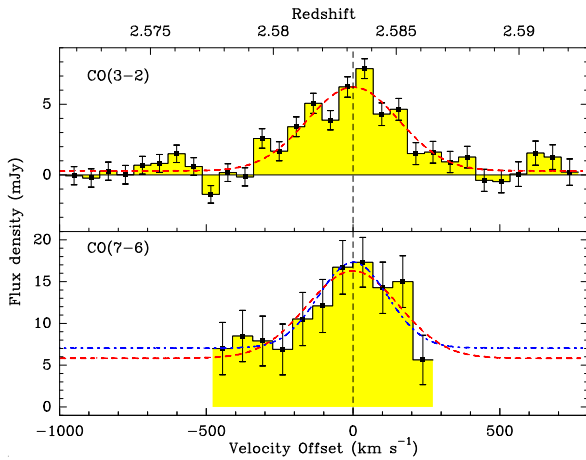


FIG. 2.2 – Spectres de la raie d'émission CO(3→2) et CO(7→6) de J1409+5628 à, respectivement, une résolution de 56 et 76 km s⁻¹. Le décalage en vitesse correspondant aux fréquences et décalages spectraux listés table 2.1. Les barres d'erreurs représentent les incertitudes statistiques de l'ajustement dans le plan-*uv*. Les lignes pointillées représentent les ajustement des raies, le trait tiret pointillé représente l'ajustement fait en laissant libre la position et la largeur de la raie. (voir texte).

TAB. 2.1 – Propriétés des raies d'émissions de CO observées sur J1409+5628

Raie	ν_{obs} [GHz]	z_{CO}	pic [mJy]	Δv_{FWHM} [km s ⁻¹]	S_ν [mJy]	I_{CO} [Jy km s ⁻¹]
CO(3→2)	96.504	2.5832 ± 0.0001	6 ± 1	367 ± 33	$< 0.5^\dagger$	2.3 ± 0.2
CO(7→6)	225.1197	◇	10 ± 3	◇	6 ± 2	4.1 ± 1.0
CO(7→6)	225.1197	◇	10 ± 8	265 ± 87	7 ± 2	3.0 ± 1.3

Notes – [†] limite supérieure à 3σ . ◇ en utilisant le paramètre correspondant de la raie de CO(3→3) (voir texte).

incertitudes près, avec les positions optiques et CO avec une densité de flux à 1.4 GHz de $S_{1.4\text{GHz}} = 0.920 \pm 0.022$ mJy. Par contre, les observations VLBA, que ce soit à la résolution native de $12.5\text{mas} \times 6.7\text{mas}$ ou dégradées à la résolution de $34\text{mas} \times 28\text{mas}$, ne détectent pas d'émission à la position radio de J1409+5628 avec, respectivement, des limites supérieures à 1σ de $46 \mu\text{Jy}/\text{beam}$ et $72 \mu\text{Jy}/\text{beam}$.

2.3 Discussion

2.3.1 Décalage spectral

Le décalage spectral déduit à partir des raies d'émission de CO doit correspondre au décalage spectral systémique de la galaxie hôte de J1409+5628 puisque il trace le gaz moléculaire associé au quasar et non le gaz ionisé au coeur de processus énergétique lié au noyau actif lui-même. Le décalage spectral déduit de l'émission de CO(3→2), $z_{\text{CO}} = 2.5832 \pm 0.0001$, est dans la partie supérieure de l'intervalle déduit des mesures optiques et est proche du décalage spectral d'une raie d'absorption forte de Lyman- α vue dans le spectre optique (Korista et al. 1993; Barlow & Junkkarinen 1994). Cette raie en absorption est associée avec une raie en *absorption* étroite de CIV indicateur que ce gaz ne fait pas partie de la forêt Lyman-*alpha*, mais plutôt de la galaxie hôte. Ce résultat est en accord avec des études précédentes qui montrent que de telles raies en absorption de CIV ne sont pas liés au noyau actif mais plutôt à la galaxie hôte (Petitjean & Bergeron 1994). Le décalage spectral systémique déduit des observations de CO est décalé vers le rouge de 1800 km s^{-1} par rapport à ceux liés à l'*émission* de CIV, un ordre de grandeur de la différence également trouvé dans les quasars du SDSS par Richards et al. (2002).

2.3.2 Gaz moléculaire

Les flux des raies intégrés en vitesse permettent de calculer la luminosité des raies de CO, avec, respectivement pour les raies de CO(3→2) et CO(7→6), $L'_{\text{CO}(3\rightarrow2)} = (8.2 \pm 0.6) \times 10^{10} \text{ K km s}^{-1} \text{ pc}^2$ et $L'_{\text{CO}(7\rightarrow6)} = (2.6 \pm 0.7) \times 10^{10} \text{ K km s}^{-1} \text{ pc}^2$. Le rapport $L_{\text{CO}(7\rightarrow6)}/L_{\text{CO}(3\rightarrow2)}$ est compatible avec celui trouvé dans d'autres sources à grand décalage spectral, et, dans l'approximation d'équilibre thermique local (*Local Thermal Equilibrium - LTE*) et émission optiquement épaisse, correspond à une température cinétique $\sim 20 \text{ K}$. Cependant, les incertitudes des luminosités CO ne permettent pas de fixer des contraintes fortes sur la température cinétique. Avec l'hypothèse d'une température de brillance constante entre CO(3→2) et CO(1→0) et en utilisant le facteur de conversion $\chi_{\text{CO}} = 0.8 M_{\odot} (\text{K km s}^{-1} \text{ pc}^2)$, la luminosité de CO(3→2) correspond à une masse de gaz moléculaire de $M(\text{H}_2) = 6.6 \times 10^{10} M_{\odot}$.

2.3.3 Activité de formation stellaire

En utilisant un indice spectral de -0.8 , la densité de flux à 1.4 GHz peut être extrapolée pour obtenir la luminosité monochromatique à 1.4 GHz dans le référentiel au repos. Avec une estimation de la luminosité infrarouge lointain basée sur la densité de flux à 250 GHz on peut estimer le rapport infrarouge-radio $q = 2.01$ que l'on peut comparer à la valeur $q = 2.3 \pm 0.3$ trouvé par Yun et al. (2001) dans l'IRAS 2 JY SAMPLE. Cependant, des mesures plus récentes à $350 \mu\text{m}$ et à 5 GHz permettent d'ajuster l'indice spectral radio, à $\alpha_0 = -1.0 \pm 0.1$ et la luminosité infrarouge lointain de manière plus précise. On peut alors en déduire avec moins d'hypothèse le rapport infrarouge-radio à $q = 1.96 \pm 0.12$ (pour plus de détails, voir chap. 2 part. I). Le

rapport infrarouge-radio de J1409+5628 est donc compatible avec le rapport moyen des sources à flambées d'étoiles de l'IRAS 2JY SAMPLE.

Le rapport entre les luminosités infrarouge lointain et CO(1→0) de J1409+5628 est de $L_{\text{FIR}}/L'_{\text{CO}(1\rightarrow 0)} \approx 500 L_{\odot} (\text{K km s}^{-1} \text{ pc}^2)^{-1}$ est légèrement supérieur aux valeurs trouvées pour les galaxies locales infrarouges ultralumineuses (Solomon et al. 1997), en accord avec les valeurs trouvées pour les autres quasars à grand décalage spectral (Cox et al. 2002).

Les observations VLBA, filtrant toutes les structures spatiales avec une échelle plus grande que $0''.15$, montrent que l'émission radio continuum est distribuée sur une échelle plus grande que 1 kpc. De plus, les observations PDB ou VLA indiquent que la taille de la région émettant en CO ou en radio est plus petite que 5 kpc. Si le CO et le continuum radio proviennent de régions coplanaires, ces limites sont compatibles avec un scénario où l'activité de formation stellaire est confinée dans un disque ou un tore dont les dimensions sont comprises entre 1 et 5 kpc. Des structures similaires avec des tailles de quelques kpc sont observées dans les sources Pss 2322+1944 (Carilli et al. 2003) ou le *Cloverleaf* (Venturini & Solomon 2003).

L'observation à très grande résolution spatiale de J1409+5628 à l'aide du VLBA est différente de celles effectuées par Momjian et al. (2004) en étudiant l'émission de trois quasars radio faible à grand décalage spectral. Dans ces sources à $z > 4$, l'émission radio est dominée par l'AGN lui-même, et est résolue par les observations VLBA avec une température de brillance à 8 GHz $T_{\text{B}} > 10^9$ K. Dans le cas de J1409+5628, les observations VLBA mettent une limite à 4σ à la température de brillance à 8 GHz de 2×10^5 K, compatible avec les limites données par Condon (1992) pour les coeurs de formation stellaire. L'émission radio et infrarouge lointain de J1409+5628 sont donc tous deux indicateurs d'une formation stellaire importante.

2.4 Conclusions

Les observations millimétrique et radio présentées dans ce chapitre permettent de contraindre fortement la nature de l'émission infrarouge lointain de J1409+5628. Premièrement, la présence d'un énorme réservoir de gaz moléculaire dense et chaud ($6 \times 10^{10} M_{\odot}$) permet d'alimenter pendant 10 millions d'années une formation stellaire importante, de quelques $1000 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, déduite de la luminosité infrarouge lointain. De plus, le rapport infrarouge-radio est compatible avec ceux des galaxies à flambées d'étoiles. Enfin, les tailles des régions CO et radio sont compatibles avec une structure en disque ou en tore de dimension entre 1 et 5 kpc. La luminosité infrarouge lointain proviendrait alors principalement de régions poussiéreuses chauffées par la formation stellaire et non par le noyau actif lui-même.

Des observations à plus haute résolution spatiale de la région émettant en CO sont nécessaires pour contraindre plus fortement la géométrie de la région de flambée stellaire dans J1409+5628 et ainsi sa masse dynamique. De plus l'importance d'une composante de poussière chaude, chauffée par l'AGN, est inconnue et des observations à plus courtes longueurs d'onde, notamment dans l'infrarouge proche et moyen au repos sont indispensables pour quantifier leur contribution à l'émission infrarouge lointain (voir chap. 2 part. I). Enfin, une structure multiple, comme des sources doubles, un arc ou un anneau, ne sont pas observées dans les cartes d'émission radio. Il n'y a donc aucune contrainte sur une possible amplification gravitationnelle de J1409+5628, ainsi des observations profondes en optique ou en infrarouge proche sont nécessaires pour rechercher des preuves d'amplification gravitationnelle qui pourraient confirmer ou infirmer la nature extrême de J1409+5628.

Starburst activity in the host galaxy of the $z = 2.58$ quasar J1409+5628 [★]

A. Beelen¹, P. Cox¹, J. Pety², C.L. Carilli³, F. Bertoldi⁴, E. Momjian⁵, A. Omont⁶, P. Petitjean⁶, A.O. Petric⁷

¹ Institut d'Astrophysique Spatiale, Université de Paris XI, F-91405 Orsay, France

² IRAM, 300 rue de la Piscine, 38406 St-Martin-d'Hères, France

³ National Radio Astronomy Observatory, P.O. Box, Socorro, NM 87801, USA

⁴ Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Auf dem Hügel 69, D-53121 Bonn, Germany

⁵ NAIC, Arecibo Observatory, HC 3 Box 53995, Arecibo, PR 00612, USA

⁶ Institut d'Astrophysique de Paris, CNRS & Université Paris 6, 98bis bd. Arago, 75014 Paris, France

⁷ Astronomy Department, Columbia University, New York, NY USA

Received 23 February 2004 / Accepted 30 April 2004

Abstract. We report the detection of CO emission from the optically luminous, radio-quiet quasar J140955.5+562827 (hereafter J1409+5628), at a redshift $z_{\text{CO}} = 2.583$. We also present VLA continuum maps and VLBA high spatial resolution observations at 1.4 GHz. Both the CO(3→2) and CO(7→6) emission lines are detected using the IRAM Plateau de Bure interferometer. The 3→2/7→6 line luminosity ratio is about 1/3, indicating the presence of warm and dense molecular gas with an estimated mass of $6 \times 10^{10} M_{\odot}$. The infrared-to-CO luminosity ratio $L_{\text{FIR}}/L_{\text{CO}(1\rightarrow 0)} \approx 500 L_{\odot} (\text{K km s}^{-1} \text{pc}^2)^{-1}$, comparable to values found for other high- z sources where CO line emission is seen. J1409+5628 is detected using the VLA with a 1.4 GHz rest-frame luminosity density of $4.0 \times 10^{25} \text{ W Hz}^{-1}$. The rest-frame radio to far-infrared ratio, q , has a value of 2.0 which is similar to the values found in star forming galaxies. At the 30 mas resolution of the VLBA, J1409+5628 is not detected with a 4σ upper limit to the surface brightness of $0.29 \text{ mJy beam}^{-1}$. This implies a limit to the intrinsic brightness temperature of $2 \times 10^5 \text{ K}$ at 8 GHz, typical for nuclear starbursts and more than two orders of magnitude fainter than typical radio-loud active galactic nuclei. Both the properties of the CO line emission and the radio emission from J1409+5628 are therefore consistent with those expected for a star forming galaxy. In J1409+5628 young massive stars are the dominant source of dust heating, accounting for most of the infrared luminosity. The massive reservoir of molecular gas can sustain the star formation rate of a few $1000 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ implied by the far-infrared luminosity for about 10 million years.

Key words. galaxies: formation – galaxies: starburst – galaxies: high-redshift – quasars: emission lines – quasars: individual: J140955.5+562827 – cosmology: observations

1. Introduction

In the recent decade, millimeter and submillimeter deep blank field surveys (e.g., Ivison et al. 2000; Blain et al. 2002) and pointed observations (e.g., Omont et al. 2003; Priddey et al. 2003; Bertoldi et al. 2003a) have provided a view of the dust content of a few hundred galaxies and quasars in the redshift range $1 < z < 6.4$. In these objects, a significant fraction of the energy generated by star formation is processed by dust and re-emitted at far-infrared wavelengths. The average space density of ultraluminous infrared galaxies and quasars at high- z is found to be thousandfold greater than in the local universe. Observations at millimeter and submillimeter wavelengths pro-

vide a direct way to trace the bulk of the star formation in the early universe.

Pointed submillimeter and millimeter observations of optically selected quasars or radio galaxies have the advantage over deep field surveys in providing unique source identification and redshifts. In particular, targeted observations of optically luminous quasars have been successful in revealing massive bursts of star formation in their host galaxies. Although optically luminous quasars, which trace the most massive collapsed structures to have formed in the early universe, are rare objects which bear little relation to the objects that make up most of the far-infrared and submillimeter background, they provide powerful probes to study the relation between star formation, massive gas reservoirs, and the growth of super-massive black holes in the dark ages of the Universe (Fan et al. 2003; Bertoldi et al. 2003b; Walter et al. 2003).

The study of the redshift range $2 < z < 3$ is important in studying the star formation history in the universe since it

Send offprint requests to: A. Beelen, e-mail: Alexandre.Beelen@ias.u-psud.fr

[★] This paper is based on observations obtained with the IRAM Plateau de Bure Interferometer. IRAM is funded by Centre National de la Recherche Scientifique (France), the Max-Planck-Gesellschaft (Germany), and the Instituto Geografico Nacional (Spain).

traces the peak of the space density of the quasar population (Shaver et al. 1996), and corresponds to the median redshift of submillimeter galaxies (Chapman et al. 2003). Recent pointed observations of the 1.2 and 0.85 mm thermal dust continuum emission of $z \approx 2$ optically luminous, radio-quiet quasars reveal that 1/3 of these quasars are also luminous in the infrared with far-infrared luminosities of $L_{\text{FIR}} \sim 10^{13} L_{\odot}$ and estimated dust masses of typically $\sim 10^8 M_{\odot}$ (Omont et al. 2003; Priddey et al. 2003).

The optically very bright ($M_B = -28.4$), radio-quiet quasar J1409+5628 is by far the strongest mm source in the Omont et al. (2003) survey. With an estimated far-infrared luminosity of $4 \times 10^{13} L_{\odot}$, J1409+5628 ranges amongst the most luminous infrared high- z sources found to date. Under the assumption that the dust is predominantly heated by massive stars, the inferred star formation rate is several $1000 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (Omont et al. 2003). However, the fraction of infrared luminosity due to dust heated by star formation and dust directly heated by the Active Galactic Nuclei (AGN) in J1409+5628 is still an open issue, as is the case for almost all of the high- z quasars studied to date. Both the large masses of dust and the high star formation rate indicate that J1409+5628 should have a copious reservoir of molecular gas to sustain the formation of a few $1000 M_{\odot}$ per year over its dynamical time.

In high- z sources, the search for molecular gas is best done by using the redshifted rotational lines of CO. The molecular gas in star-forming galaxies is warm and dense enough to excite the higher CO rotational levels ($J > 3$) which are shifted into the millimeter windows for redshifts greater than 2. However, a good determination of the redshift of the target object, either from optical or near-infrared spectroscopy, is a prerequisite for a detection because the bandwidths of the current heterodyne receivers are still relatively narrow. For example, at the Plateau de Bure Interferometer, the available instantaneous bandwidth is $\Delta\nu = 580 \text{ MHz}$ which corresponds at 96 GHz to a velocity range of 1810 km s^{-1} or $\Delta z \sim 0.02$ at $z = 2.6$.

Despite this current limitation, over the last few years CO line emission has been detected in 24 far-infrared luminous high- z quasars, radio and (sub)mm galaxies (Carilli et al. 2004, and references therein). These observations reveal large reservoirs of molecular gas ($10^{11} M_{\odot}$), a prerequisite for efficient star formation, and prompted also the first studies on the properties of the dense interstellar gas in starburst galaxies in the early universe (e.g. Barvainis et al. 1997; Solomon et al. 2003; Bertoldi et al. 2003b). In addition, these observations allow us to estimate, unhindered by extinction, the dynamical masses in these systems, which are the key constraining hierarchical models (see, e.g. Neri et al. 2003).

In this paper, we present a study of the CO emission in J1409+5628 made with the Plateau de Bure interferometer together with observations of the radio emission carried out with the Very Large Array and the Very Large Baseline Array. The data provide strong evidence that the origin of the infrared luminosity is dominated by the starburst activity of the host galaxy of the QSO J1409+5628. Throughout this paper, we adopt the concordance Λ -cosmology with $H_0 = 71 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_{\Lambda} = 0.73$ and $\Omega_m = 0.27$ (Spergel et al.

2003). At $z = 2.58$, the luminosity distance D_L is 21.5 Gpc and an angular scale of $1''$ corresponds to 8.1 kpc.

2. Observations

2.1. Plateau de Bure Interferometer

Observations were made with the IRAM Plateau de Bure interferometer in May and June 2002 and from January to March 2003. We used the D and B configurations, as well as non-standard configurations, with 4 to 6 antennas, resulting in a good coverage of the uv plane with baselines ranging from 24 to 400 meters. This results in final synthesized beams of $2''.44 \times 1''.65$ at a position angle of 60° at 3.1 mm, and $1.01'' \times 0.55''$ with a position angle of 52° at 1.3 mm.

The dual frequency set-up was used to search simultaneously for the CO(3 \rightarrow 2) emission line and dust emission at 3 and 1.3 mm, and subsequently for the CO(7 \rightarrow 6) emission line. During the first series of observations, the 3.1 mm receiver was tuned to a central frequency of 96.780 GHz, corresponding to the CO(3 \rightarrow 2) line at a redshift of $z = 2.5730$, close to the strong Lyman- α absorption line seen at $z = 2.5758$ in the optical spectrum of J1409+5628 (see Sect. 4.1). The CO(3 \rightarrow 2) line emission was tentatively detected at the low frequency end of the available bandwidth. In subsequent observations, we retuned the 3.1 mm receivers to 96.505 GHz, corresponding to a redshift of $z = 2.583$ and confirmed this tentative detection. After the first tentative detection of the CO(3 \rightarrow 2) emission line, we retuned the 1.3 mm receivers in the upper sideband to 225.198 GHz corresponding to the redshifted CO(7 \rightarrow 6) emission line, while the lower sideband was tuned to a frequency 3 GHz away (at 225 GHz) to measure the 1.3 mm continuum. Typical SSB system temperatures were $\approx 150 \text{ K}$ and $\approx 400 \text{ K}$ at 3 mm and 1.3 mm respectively.

The data were reduced, calibrated and analyzed using the IRAM package GILDAS. During the data reduction, we flagged antennas with too low efficiencies or too high system temperatures, and discarded data taken during bad atmospheric conditions. The final usable datasets correspond to total on-source integration times of 52 and 27 h at 3.1 and 1.3 mm, respectively. After phase and amplitude calibration of each session, we combined the data from the different settings into one single table at full spectral resolution. The flux calibration was done using standard calibrators 3C 273, CRL 618 or MWC 349.

2.2. Very Large Array

J1409+5628 was observed with the Very Large Array (VLA) of the NRAO¹ at 1.4 GHz in the A configuration (maximum baseline of 30 km), with a total bandwidth of 100 MHz and two polarizations. The total observing time was 2 hours. The entire dataset was self-calibrated using field sources, and standard phase and amplitude calibration was applied for J1409+5628. The absolute flux density scale was set with the observations of 3C 286.

¹ The National Radio Astronomy Observatory is a facility of the National Science Foundation operated under cooperative agreement by Associated Universities, Inc.

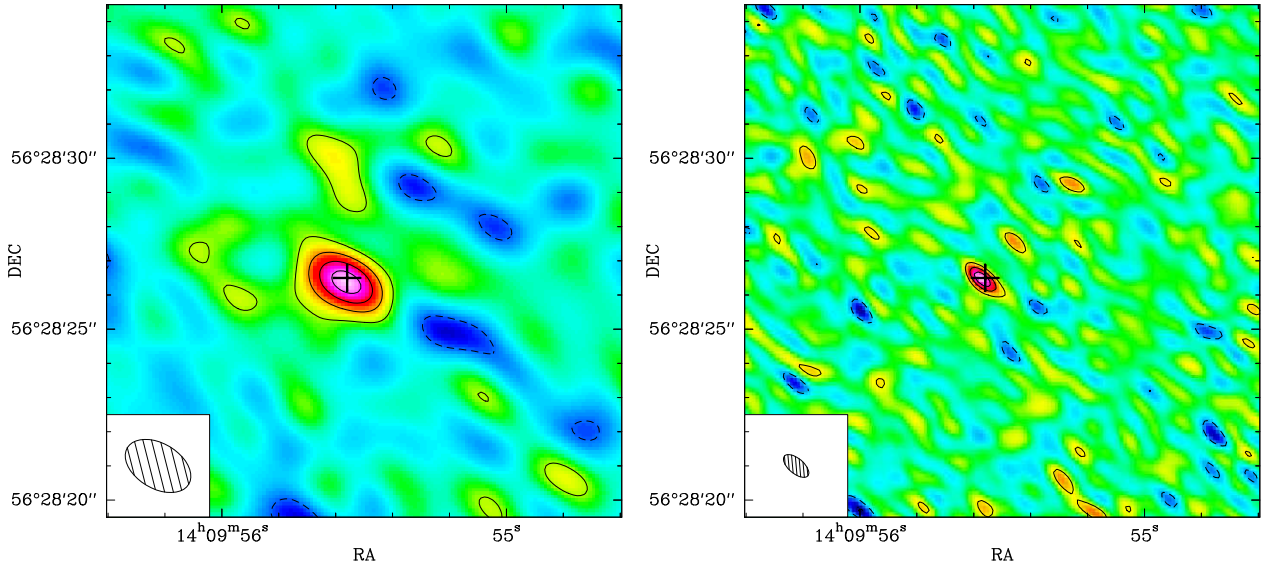


Fig. 1. *Left panel:* Velocity-integrated map of the CO(3→2) line emission toward J 1409+5628. The contour step is 0.3 mJy/beam, corresponding to 2σ , dashed contours are negative. *Right panel :* Velocity-integrated map of the CO(7→6) line and 1.3 mm continuum emission toward J 1409+5628. The contour step is 2 mJy/beam, corresponding to 2σ , dashed contours are negative. In both panels, the cross shows the optical position of the quasar taken from the 2MASS catalogue. The synthesized beams are shown in the lower left corner of each panel.

The final image was generated using the wide field imaging and deconvolution capabilities of the NRAO’s Astronomical Image Processing System (AIPS) task *IMAGR*. The present 1.4 GHz continuum data achieved a rms noise (σ) of $16\ \mu\text{Jy}$ which corresponds to the theoretical expected noise level. The Gaussian restoring CLEAN beam full width at half-maximum (FWHM) is $\sim 1''.5$. A detailed discussion of the VLA data will be given in Petric et al. (in preparation).

2.3. Very Long Baseline Array

We observed J1409+5628 with the VLBA of the NRAO on the 9th of March and 7th of April, 2003, for a total of 14 hours using the standard continuum mode at 1.4 GHz (total bandwidth of 16 MHz in two dual circular polarizations). The calibrator J1408+5613 was used for phase referencing with a calibration cycle time of 3.5 minutes. Standard *a priori* gain calibration was applied. At 1.4 GHz, the VLBA short spacing limit filters out all spatial structure larger than about $0''.15$.

A number of test cycles were also included to monitor the coherence of the phase referencing. These tests involved switching between two calibrators (J1408+5613 and J1419+5423) with a similar angular separation and cycle time as that used for the target source. Images of the second calibrator (J1419+5423) were deconvolved using two different approaches: by applying the phase and amplitude self-calibration solutions of the phase reference source J1408+5613 on J1419+5423, and by self calibrating J1419+5423 itself, both in phase and amplitude. The ratio of the peak surface brightness between the final images of the two approaches gives a measure of the effect of residual phase errors after phase ref-

erencing (i.e. ‘the coherence’ due to phase referencing). At all times the coherence was found to be better than 95%. Also, phase referencing as used herein is known to preserve absolute astrometric positions to better than $0''.1$ (Fomalont 1999).

3. Results

3.1. Molecular gas

The velocity-integrated maps of the CO(3→2) and CO(7→6) emission lines of J1409+5628 are shown in Fig. 1 and the corresponding spectra are displayed in Fig. 2. The CO(3→2) line is detected with high signal-to-noise ratio at a central frequency of 96.504 GHz, corresponding to a redshift $z_{\text{CO}} = 2.5832 \pm 0.0001$. At the same redshift, the CO(7→6) emission line is also detected on top of the 1.3 mm continuum.

Within the astrometric uncertainties, the CO emission and the 1.3 mm continuum, centered at $14^{\text{h}}09^{\text{m}}55^{\text{s}}.5 + 56^{\circ}28'26''.4$ (J2000.0), coincide with the optical position listed in the 2MASS catalogue (Barkhouse & Hall 2001). At the $1.0'' \times 0.5''$ resolution of our Plateau de Bure observations at 1.3 mm, the CO(7→6) emission in J1409+5628 is still unresolved, yielding an upper limit to the linear size of the region emitting in CO of 5 kpc.

We fitted the high signal-to-noise CO(3→2) spectrum with a gaussian profile where the central frequency (ν_{obs}), the full width half maximum ($\Delta\nu_{\text{FWHM}}$), the continuum flux density (S_{ν}), and the integrated CO emission flux density (I_{CO}) were kept as free parameters. The peak intensity was derived from the gaussian fit parameters. The best gaussian fit yields a line width to the CO(3→2) emission of $311 \pm 28\ \text{km s}^{-1}$, similar to the widths found in other high- z quasars (e.g., Cox

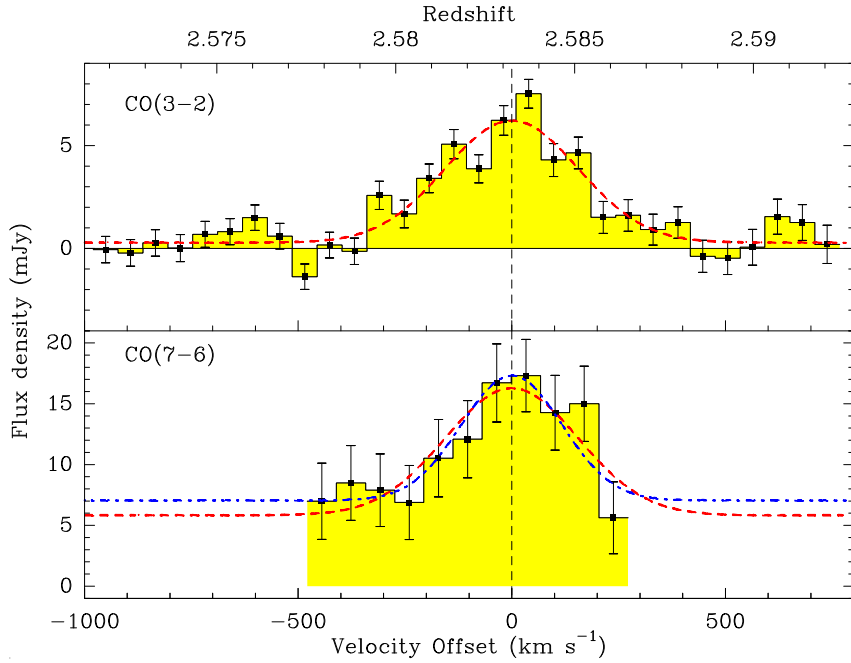


Fig. 2. Observed spectra of the CO(3→2) and CO(7→6) line emission toward J1409+5628, with velocity resolutions of 58 and 76 km s⁻¹, respectively. The offset velocity corresponds to central frequencies of 96.504 and 225.1197 GHz. The error bars represent the statistical uncertainties from the fit in the uv -plane. The dashed lines show the gaussian fits together with the continuum with the parameters listed in Table 1. The dot-dashed line is the fit to the CO(7→6) line emission leaving the linewidth as a free parameter

et al. 2002), and a peak intensity of 6 ± 1 mJy. The velocity-integrated CO(3→2) flux is 2.3 ± 0.2 Jy km s⁻¹. At the position of J1409+5628 we obtain from the combined fit a 3σ upper limit to the continuum flux density at 3.1 mm of $S_{96.5\text{GHz}} < 0.5$ mJy.

The width and centroid of the gaussian fit to the CO(3→2) line were adopted for the profile of the lower signal-to-noise ratio CO(7→6) emission line. The peak intensity of the CO(7→6) emission is 10 ± 3 mJy, the velocity-integrated CO(7→6) flux 4.1 ± 1.0 Jy km s⁻¹, and the 1.3 mm continuum is detected at a flux density of 6 ± 2 mJy. The CO(7→6) emission line is detected with a signal-to-noise ratio of 4, as compared to the ratio of 11 in the case of CO(3→2). The CO(7→6) line flux is therefore somewhat uncertain, and the precise value depends on how the spectrum is analyzed. For instance, leaving the line width as a free parameter in the gaussian fitting yields $\Delta v_{\text{FWHM}} = 229 \pm 84$ km s⁻¹ and a CO(7→6) integrated line flux of 3.0 ± 1.3 Jy km s⁻¹, i.e. a 2.3σ result (Fig. 2).

The upper limit of the continuum flux density at 96 GHz and the continuum flux density at 225 GHz are consistent with the 250 GHz flux density of $S_{250\text{GHz}} = 10.7 \pm 0.6$ mJy (Omont et al. 2003), for a grey-body spectrum with a dust temperature of 45 K and a spectral index $\beta = 1.5$. The corresponding far-infrared luminosity is $L_{\text{FIR}} \approx 4.3 \times 10^{13} L_{\odot}$. The recent detection of J1409+5628 at 350 μm is in agreement with these conclusions (Beelen et al. in preparation).

3.2. Non-thermal radio emission

Figures 3 and 4 show the VLA and VLBA radio images of J1409+5628 at 1.4 GHz. The VLA image at 1'6 resolution shows an unresolved source with a deconvolved size $< 0''.5$, consistent with the upper limit derived from the CO measurements. The flux density at 1.4 GHz is $S_{1.4\text{GHz}} =$

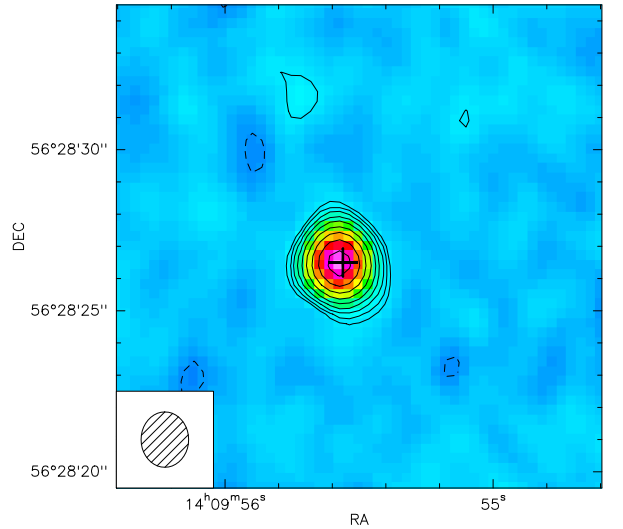


Fig. 3. VLA image of J1409+5628 at 1.4 GHz at a resolution of $1''.7 \times 1''.5$ (FWHM), major axis position angle of 5° . The contours are a geometric progression in the square root of two, with the first contour level at 0.05 mJy/beam, and the highest one at 128σ . Negative contours are dashed.

0.93 ± 0.022 mJy. The radio source position is $14^{\text{h}}09^{\text{m}}55^{\text{s}}.57 + 56^{\circ}28'26''.47$ (J2000), and coincides within the astrometric errors ($\leq 0''.2$) with the positions of the optical and the CO emission.

The VLBA image at full resolution ($12.5 \text{ mas} \times 6.7 \text{ mas}$, major axis position angle -9° ; left panel of Fig. 4) has an rms

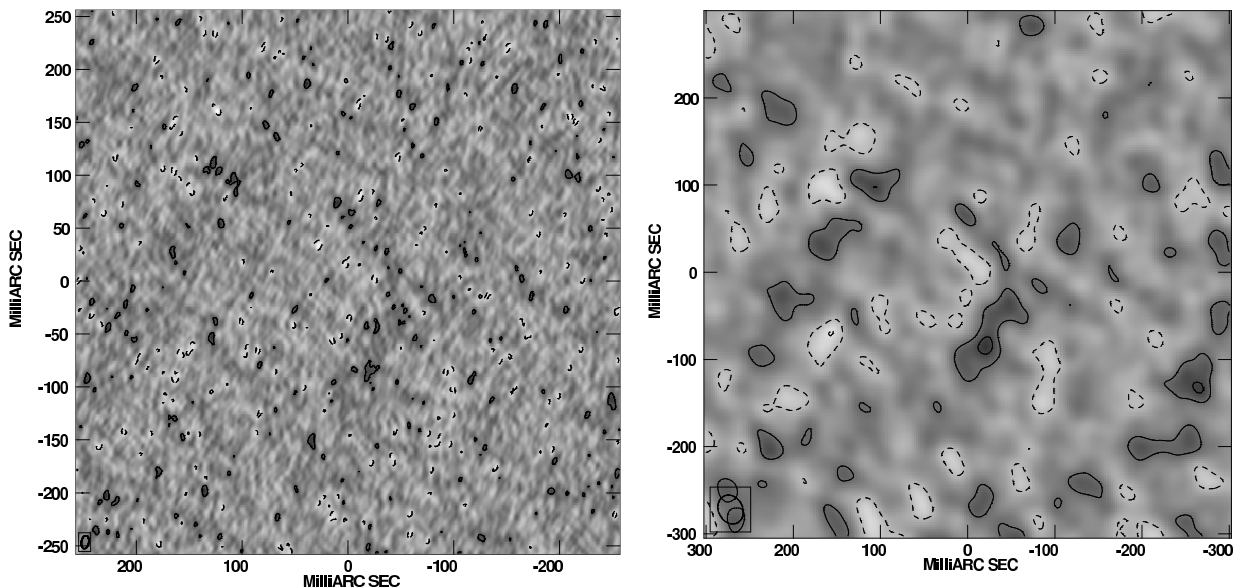


Fig. 4. *Left panel* VLBA 1.4 GHz image at full resolution (12.5 mas \times 6.7 mas, major axis position angle -9°). The contours levels are: -0.3, -0.2, -0.1, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4 mJy beam $^{-1}$. *Right panel* The VLBA 1.4 GHz image tapered to 34 \times 28 mas resolution. The contours are: -0.33, -0.22, -0.11, 0.11, 0.22, 0.33, 0.44 mJy beam $^{-1}$. The central position corresponds to 14^h09^m55^s.5739, +56 $^\circ$ 28'26".475 (J2000).

Table 1. Properties of the CO lines observed toward J1409+5628

Line	ν_{obs} [GHz]	z_{CO}	peak int. [mJy]	Δv_{FWHM} [km s $^{-1}$]	S_ν [mJy]	I_{CO} [Jy km s $^{-1}$]	L'_{CO} [10^{10} K km s $^{-1}$ pc 2]	L_{CO} [$10^8 L_\odot$]
CO(3 \rightarrow 2)	96.504	2.5832 ± 0.0001	6 ± 1	311 ± 28	$< 0.5^\dagger$	2.3 ± 0.2	8.2 ± 0.6	1.1 ± 0.1
CO(7 \rightarrow 6)	225.1197	$^\circ$	10 ± 3	$^\circ$	6 ± 2	4.1 ± 1.0	2.6 ± 0.7	4.4 ± 1.2

Notes – † 3σ level upper limit. $^\circ$ Adapting the CO(3 \rightarrow 2) parameters (see text)

noise of $46 \mu\text{Jy beam}^{-1}$. There is no source brighter than 4σ in a field of $0'.5$ centered on the VLA position. We have also made tapered images at lower resolution and wider fields. At 34×28 mas resolution the rms noise is $72 \mu\text{Jy beam}^{-1}$. The tapered image is shown in the right panel of Fig. 4. We still find no source brighter than 4σ within $0'.3$ of the field center. Near the center of the field there is a 'linear' feature extending about $0'.1$ north-south with a peak surface brightness of 0.27 ± 0.07 mJy beam $^{-1}$ at 14^h09^m55^s.572, +56 $^\circ$ 28'26".39 (J2000). It is possible that this linear feature corresponds to the J1409+5628 radio source, but given the low surface brightness, we conclude that our VLBA observations can only set a 4σ upper limit to the surface brightness at 30 mas resolution of 0.29 mJy beam $^{-1}$.

4. Discussion

4.1. The redshift of J1409+5628

The redshift derived from the CO measurements should correspond to the systemic redshift of the host galaxy of J1409+5628, since it traces the extended molecular gas associated with the quasar and not ionized gas undergoing energetic processes linked with the AGN activity. The derived redshift for the molecular gas, $z_{\text{CO}} = 2.5832 \pm 0.0001$, is in the

upper part of the redshift range determined from the optical spectra (Korista et al. 1993; Barlow & Junkkarinen 1994), i.e. $2.550 < z < 2.58$. z_{CO} is close to the redshift of the strong Ly- α absorption ($z = 2.5758$) seen in the Keck spectrum (Korista et al. 1993). This absorption line is associated with narrow C iv absorption at 4352 Å, indicating that the corresponding gas is not part of the Lyman- α forest, but rather part of the host-galaxy. This is in agreement with the fact that this ionization state is not associated with the central AGN (see, e.g., Petitjean et al. 1994) and that its redshift is close to z_{CO} . The (systemic) velocity corresponding to z_{CO} is redshifted by 1800 km s $^{-1}$ from the $z = 2.5624$ high ionization ultraviolet emission lines such as C iv (Korista et al. 1993), a difference which has been found in many other quasars (Richards et al. 2002).

4.2. Molecular gas emission

The $L'_{\text{CO}(7\rightarrow6)}$ luminosity is about 1/3 of the $L'_{\text{CO}(3\rightarrow2)}$ luminosity (Table 1), a ratio which is comparable within a factor of 2 to the 7 \rightarrow 6/3 \rightarrow 2 luminosity ratios measured in the high- z sources SMM J14011+0252 (0.2, Downes & Solomon 2003), H1413+117, i.e. the Cloverleaf (0.8, Barvainis et al. 1997), and J1148+5251 (0.6, Bertoldi et al. 2003b). As in the other sources, the detection of CO(7 \rightarrow 6) emission in

J1409+5628 indicates the presence of warm and dense molecular gas.

Assuming a constant brightness temperature from CO(3→2) to CO(1→0) and a conversion factor from $L'_{\text{CO}(1\rightarrow0)}$ to molecular mass of $X_{\text{CO}} \approx 0.8 M_{\odot} (\text{K km s}^{-1} \text{pc}^2)^{-1}$, appropriate for ultraluminous galaxies (Downes & Solomon 1998), the CO (3→2) luminosity implies a mass of molecular gas of $M(\text{H}_2) \approx 6.6 \times 10^{10} M_{\odot}$. J1409+5628 appears therefore to be a system which is rich in molecular gas and comparable to the other high- z quasars detected in CO.

4.3. Radio continuum emission

Assuming a low frequency spectral index of -0.8 , the 1.4 GHz continuum flux density implies a rest frame luminosity density at 1.4 GHz of $4.0 \times 10^{25} \text{W Hz}^{-1}$. Using the far-infrared luminosity definition of Condon (1992), extrapolated from the 250 GHz flux density of Omont et al. (2003), a dust temperature of 45 K and a spectral index $\beta = 1.5$, the radio-to-FIR ratio is then $q = 2.01$, where q is defined by Condon (1992). A tight and linear correlation between radio and far-infrared luminosity has been found in star forming galaxies, with small scatter over a few orders of magnitude in luminosity (Condon 1992). The most recent consideration of this correlation found a value of $q = 2.3 \pm 0.3$ for star forming galaxies from the IRAS 2 Jy sample (Yun et al. 2001). Hence, the value of q for J1409+5628 falls well within the envelope defined by star forming galaxies.

Condon et al. (1991) derived an empirical upper limit to the brightness temperature for nuclear starbursts of order 10^5 K at 8 GHz, while typical radio loud AGN have brightness temperatures two or more orders of magnitude larger than this value. They also present a possible physical model for this limit involving a mixed non-thermal and thermal radio emitting (and absorbing) plasma, constrained by the radio-to-FIR correlation for star forming galaxies. For J1409+5628, we use the observed surface brightness limit from the VLBA together with the measured spectral index and redshift to derive a 4σ upper limit to the intrinsic brightness temperature of 2×10^5 K at 8 GHz typical of starburst galaxies. This is in contrast with the results obtained by Momjian et al. (2004) for a sample of three high- z quasars which were imaged with the VLBA. In these $z > 4$ quasars, the radio-loud AGN dominates the radio emission on very compact size, i.e. a few milliarcsec, with intrinsic brightness temperatures in excess of 10^9 K.

4.4. Starburst activity

Overall, the properties of the CO emission and the radio emission from J1409+5628 are consistent with those expected for a star forming galaxy. The radio emission indicates a q value which is consistent with the radio-to-FIR correlation of star forming galaxies, and an intrinsic brightness temperature below 2×10^5 K at 8 GHz typical of nuclear starbursts.

The ratio between the far-infrared and CO(1→0) luminosities of J1409+5628 implied by the present observations, $L_{\text{FIR}}/L'_{\text{CO}(1\rightarrow0)} \approx 500 L_{\odot} (\text{K km s}^{-1} \text{pc}^2)^{-1}$ or $L_{\text{FIR}}/L_{\text{CO}(1\rightarrow0)} \approx$

1.1×10^7 is at the upper end of the values derived for local ultraluminous infrared galaxies by Solomon et al. (1997), and in agreement with other high- z quasars where CO line emission is detected (Cox et al. 2002).

Following Omont et al. (2001), the star formation rate (SFR) in J1409+5628 can be derived from its far-infrared luminosity, assuming that star formation is the main contribution to the dust heating. Depending on the stellar initial mass function and the starburst age and duration, the ratio of SFR to infrared luminosity is in the range 0.8 to $2 \times 10^{-10} M_{\odot} \text{yr}^{-1}/L_{\odot}$, yielding for J1409+5628 a SFR in between 3 and $8 \times 10^3 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$. The massive reservoir of molecular gas of $6 \times 10^{10} M_{\odot}$ can therefore fuel star formation at the rate implied by the far-infrared luminosity for about 10 million years, a typical duration for a starburst in local galaxies. The dense warm molecular gas is thus rapidly consumed unless its mass only represents a fraction of the total gas available in the host galaxy of J1409+5628, perhaps in a halo, like in the case of M 82 (Walter et al. 2002). Infalling gas could then further sustain the starburst activity in J1409+5628 over longer periods of time.

Multiple structures such as double source, arc or ring, which are expected for gravitational lensing, are not detected in the maps of the non-thermal radio continuum on any scale from 10's of mas to a few arcsec. From the radio maps, there is therefore no evidence for lensing in J1409+5628. No correction for magnification has therefore been applied in this paper. Deep optical and/or near-infrared observations would be useful to further search for evidence of lensing in J1409+5628.

The VLBA observations, which resolve out structures larger than $0''.15$, indicate that the 1.4 GHz radio continuum emission should be distributed on scales larger than 1 kpc. On the other hand, as shown by the CO observations, the molecular gas is distributed in a region smaller than 5 kpc. If the radio continuum and CO emission are co-spatial, the present limits could be compatible with a scenario wherein the starburst activity in J1409+5628 is confined within a molecular torus or disk of size between 1 and 5 kpc. Similar structures with sizes of typically a few kpc are found in the cases of PSS 2322+1944 (Carilli et al. 2003) and the Cloverleaf (Venturini & Solomon 2003).

Using the limits to the size derived from the CO and radio observations and assuming that the molecular gas is distributed in a disk, the dynamical mass is $(3 < M_{\text{dym}} < 10) \times 10^{10} \sin^{-2} i M_{\odot}$, where i is the inclination to the line of sight. This range is comparable to the dynamical masses derived for other high- z quasars and galaxies and to that of local m^* -galaxies (Genzel et al. 2003). The ratio of molecular to dynamical mass is therefore estimated to be $(2.4 > M_{\text{H}_2}/M_{\text{dym}} > 0.6) \sin^2 i$, indicating that a large fraction of the total mass is in the form of molecular gas.

5. Conclusions

The millimetre and radio observations described in this paper provide strong evidence that the far-infrared luminosity of J1409+5628 is related to massive star formation. First, the huge reservoir of dense and warm molecular gas ($6 \times 10^{10} M_{\odot}$)

can sustain the star formation rate of a few thousand solar masses per year implied by the far-infrared luminosity for about 10 million years. Second, the radio continuum emission is found to be consistent with the radio/far-IR correlation of star forming galaxies. The limits on the size of the CO and radio continuum emitting region suggest that in J1409+5628 star formation is taking place in an extended region, which could be a torus or disk-like structure not larger than 5 kpc. Observations of the CO emission at higher spatial resolution would be useful to further constrain the size of the star-forming region in J1409+5628 and thereby its dynamical mass.

The submillimeter and radio properties of the $z = 2.58$ quasar J1409+5628, which are similar to those seen in other high- z optically luminous quasars, are consistent with a coeval starburst and AGN. However, the relative importance of the warm dust heated by the star formation and the dust directly heated by the AGN is still poorly constrained. Observations at higher frequencies are needed to analyze the rest-frame near-to mid-infrared spectral energy distribution of distant quasars like J1409+5628. Such observations will allow us to derive the total infrared luminosity of high- z quasars, to estimate the contribution of the hot dust heated by the AGN, to better constrain the star formation history in their associated host galaxies and, thereby, to investigate further the coeval growth of stars and massive black holes and its evolution over cosmic time.

Acknowledgements. We thank the IRAM Plateau de Bure staff for their support, V.T. Junkkarinen for sending us information on the optical Keck spectrum of J1409+5628 before publication and A. Weiss for helpful comments. We also thank an anonymous referee for comments which improved the content of this paper.

References

- Barkhouse, W. A. & Hall, P. B. 2001, *AJ*, 121, 2843
- Barlow, T. A. & Junkkarinen, V. T. 1994, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 26, 1339
- Barvainis, R., Maloney, P., Antonucci, R., & Alloin, D. 1997, *ApJ*, 484, 695
- Bertoldi, F., Carilli, C. L., Cox, P., et al. 2003a, *A&A*, 406, L55
- Bertoldi, F., Cox, P., Neri, R., et al. 2003b, *A&A*, 409, L47
- Blain, A. W., Smail, I., Ivison, R. J., Kneib, J.-P., & Frayer, D. T. 2002, *Phys. Rep.*, 369, 111
- Carilli, C. L., Lewis, G. F., Djorgovski, S. G., et al. 2003, *Science*, 300, 773
- Carilli, C. L. et al. 2004, To appear in the Proceedings of Conference on Multiwavelength AGN Surveys, Cozumel, Mexico, 8-12 Dec 2003
- Chapman, S. C., Blain, A. W., Ivison, R. J., & Smail, I. R. 2003, *Nature*, 422, 695
- Condon, J. J. 1992, *ARA&A*, 30, 575
- Condon, J. J., Huang, Z.-P., Yin, Q. F., & Thuan, T. X. 1991, *ApJ*, 378, 65
- Cox, P., Omont, A., Djorgovski, S. G., et al. 2002, *A&A*, 387, 406
- Downes, D. & Solomon, P. M. 1998, *ApJ*, 507, 615
- Downes, D. & Solomon, P. M. 2003, *ApJ*, 582, 37
- Fan, X., Strauss, M. A., Schneider, D. P., et al. 2003, *AJ*, 125, 1649
- Fomalont, E. 1999, in *ASP Conf. Ser.* 180: *Synthesis Imaging in Radio Astronomy II*, 301–+
- Genzel, R., Baker, A. J., Tacconi, L. J., et al. 2003, *ApJ*, 584, 633
- Ivison, R. J., Smail, I., Barger, A. J., et al. 2000, *MNRAS*, 315, 209
- Korista, K. T., Voit, G. M., Morris, S. L., & Weymann, R. J. 1993, *ApJS*, 88, 357
- Momjian, E., Petric, A. O., & Carilli, C. L. 2004, *AJ*, 127, 587
- Neri, R., Genzel, R., Ivison, R. J., et al. 2003, *ApJ*, 597, L113
- Omont, A., Beelen, A., Bertoldi, F., et al. 2003, *A&A*, 398, 857
- Omont, A., Cox, P., Bertoldi, F., et al. 2001, *A&A*, 374, 371
- Petitjean, P., Rauch, M., & Carswell, R. F. 1994, *A&A*, 291, 29
- Priddey, R. S., Isaak, K. G., McMahon, R. G., Robson, E. I., & Pearson, C. P. 2003, *MNRAS*, 344, L74
- Richards, G. T., Vanden Berk, D. E., Reichard, T. A., et al. 2002, *AJ*, 124, 1
- Shaver, P. A., Wall, J. V., Kellermann, K. I., Jackson, C. A., & Hawkins, M. R. S. 1996, *Nature*, 384, 439
- Solomon, P., Vanden Bout, P., Carilli, C., & Guélin, M. 2003, *Nature*, 426, 636
- Solomon, P. M., Downes, D., Radford, S. J. E., & Barrett, J. W. 1997, *ApJ*, 478, 144
- Spergel, D. N., Verde, L., Peiris, H. V., et al. 2003, *ApJS*, 148, 175
- Venturini, S. & Solomon, P. M. 2003, *ApJ*, 590, 740
- Walter, F., Bertoldi, F., Carilli, C., et al. 2003, *Nature*, 424, 406
- Walter, F., Weiss, A., & Scoville, N. 2002, *ApJ*, 580, L21
- Yun, M. S., Reddy, N. A., & Condon, J. J. 2001, *ApJ*, 554, 803

Chapitre 3

Gaz moléculaire dans les quasars à grand- z

Sommaire

3.1	Base de données	141
3.1.1	Description	142
3.1.2	Sous-Produits	144
3.2	Résultats préliminaires	146
3.2.1	Luminosités	148
3.2.2	Efficacité de formation stellaire	148
3.3	Conclusions	151

Le nombre croissant de détections de raies du gaz moléculaire, essentiellement celles de CO, à grand décalage spectral permet désormais d'effectuer des études statistiques comparatives entre les sources à grand décalage spectral et les sources locales. De nombreux auteurs ont ainsi notamment construit des tables résumant les données disponibles sur les sources à grand décalage spectral (Guilloteau et al. 1999; Cox et al. 2002; Combes 2002; Hainline et al. 2004; Greve et al. 2004a), regroupant les informations pertinentes pour leurs études respectives. Cependant, il n'existait pas de base de données regroupant l'ensemble des informations sur le gaz moléculaire et le continuum dans les objets à grand décalage spectral.

Je présente ici le développement d'une telle base de données regroupant l'ensemble des informations concernant les observations de raies moléculaires ou atomiques et de l'émission continuum (sub)millimétrique et radio pour les sources à grand décalage spectral. Une telle source d'information permet de traiter de façon homogène un ensemble de données. Je présenterai les résultats d'une étude préliminaires sur la relation entre la luminosité infrarouge lointain et la luminosité CO pour l'ensemble des sources à grand décalage spectral.

3.1 Base de données

Début 2002, le nombre de sources ayant une ou plusieurs détections de raies moléculaires, essentiellement de la molécule CO, s'élevait à près d'une vingtaine. Le besoin de centraliser les informations concernant ces sources est donc rapidement apparu. En effet, de simples tables ne peuvent plus regrouper de façon simple l'ensemble des données concernant ces objets, en particulier car le nombre d'informations disponibles par source est très hétérogène. Le format de

données EXTENSIBLE MARKUP LANGUAGE (XML) offre la flexibilité nécessaire pour ce type de base de données et a donc été retenu pour son développement. Je décrirai par la suite le format développé spécifiquement pour cette étude, puis je présenterai quelques exemples d'utilisation possible à partir de cette base de données.

3.1.1 Description

Le format XML est un langage dérivé du STANDARD GENERALIZED MARKUP LANGUAGE (SGML) décrivant des données ou des documents à l'aide d'un système de balise. Structuré, le format d'un document XML est décrit par un DOCUMENT TYPE DEFINITION (DTD) – lui même écrit en XML. Le DTD de la base de données des sources à grand décalage spectral décrit donc sa structure, ainsi, elle peut être décrite comme un arbre, présenté par la figure 3.1. Le nom, le type, la position, les paramètres observés des raies, les différentes mesures du continuum observées dans le domaine (sub)millimétrique et radio, sont donc répertoriés pour toutes les sources à grand décalage spectral ayant au moins une observation de raie moléculaire. Quand celà est possible on peut y ajouter des informations sur les décalages spectraux mesurés avec d'autre espèces que le CO ou HCN. À l'exception des positions, chaque valeur numérique est associée à son incertitude et son unité. De plus chaque donnée est liée à une référence, qui de façon unique peut-être décrite par son *bibcode*, utilisé par les bases bibliographiques ou de données ASTROPHYSICS DATA SYSTEM (ADS), SET OF IDENTIFICATIONS, MEASUREMENTS, AND BIBLIOGRAPHY FOR ASTRONOMICAL DATA (SIMBAD) ou NASA/IPAC EXTRAGALACTIC DATABASE (NED), ce qui permet rapidement de vérifier l'intégrité de la base. Enfin, les entrées ne contiennent que des données mesurées et publiées et non extrapolées ou déduites. Ainsi, les données forment un ensemble homogène, indépendant des modèles ou de la cosmologie utilisés. Avec ce schéma, la description d'une source peut être faite par

```
<database>
<source name="J140955.5+562827" type="QSO">
  <position epoch="J2000">
    <RA><hr>14</hr><min>09</min><sec>55.56</sec></RA>
    <DEC><deg>+56</deg><min>28</min><sec>26.5</sec></DEC>
    <reference><bibcode>2001AJ...121.2843B</bibcode> </reference>
    <comments>2mass</comments></position>
  <line molecule="CO" transition="3-2" instrument="PdB">
    <integrated unit="Jy km/s"><value>2.33</value><error>0.22</error></integrated>
    <peak unit="mJy"><value>5.9685</value><error>1.0869</error></peak>
    <width unit="km/s"><value>311</value><error>28</error></width>
    <redshift><value>2.5832</value><error>0.0001</error></redshift>
    <reference><bibcode>2004A&A...423..441B</bibcode></reference></line>
  <continuum instrument="MAMBO">
    <flux unit="mJy"><value>10.7</value><error>0.6</error></flux>
    <frequency unit="GHz"><value>250</value><error>0</error></frequency>
    <reference><bibcode>2003A&A...398..857O</bibcode></reference></continuum>
</source>
</database>
```

Par la suite, cette base de données a été étendue à l'ensemble des sources à grand décalage spectral avec un grand nombre de mesures dans les domaines (sub)millimétrique et radio. Dans ce cas au moins un élément *spectrum* est indispensable pour décrire son décalage spectral. Cette approche permet d'utiliser tous les outils développés pour les études du gaz moléculaire à l'ensemble des sources à grand décalage spectral, notamment pour la détermination de leur luminosité infrarouge lointain. Enfin, la base NED peut-être utilisée pour alimenter cette base de données en convertissant à la volée les pages web de NED en document XML compatible avec le schéma décrit ci-dessus. Il est également possible de transformer rapidement les tableaux publiés dans la littérature sous le format de la base de données, ce qui permet un traitement homogène de tout les échantillons étudiés.

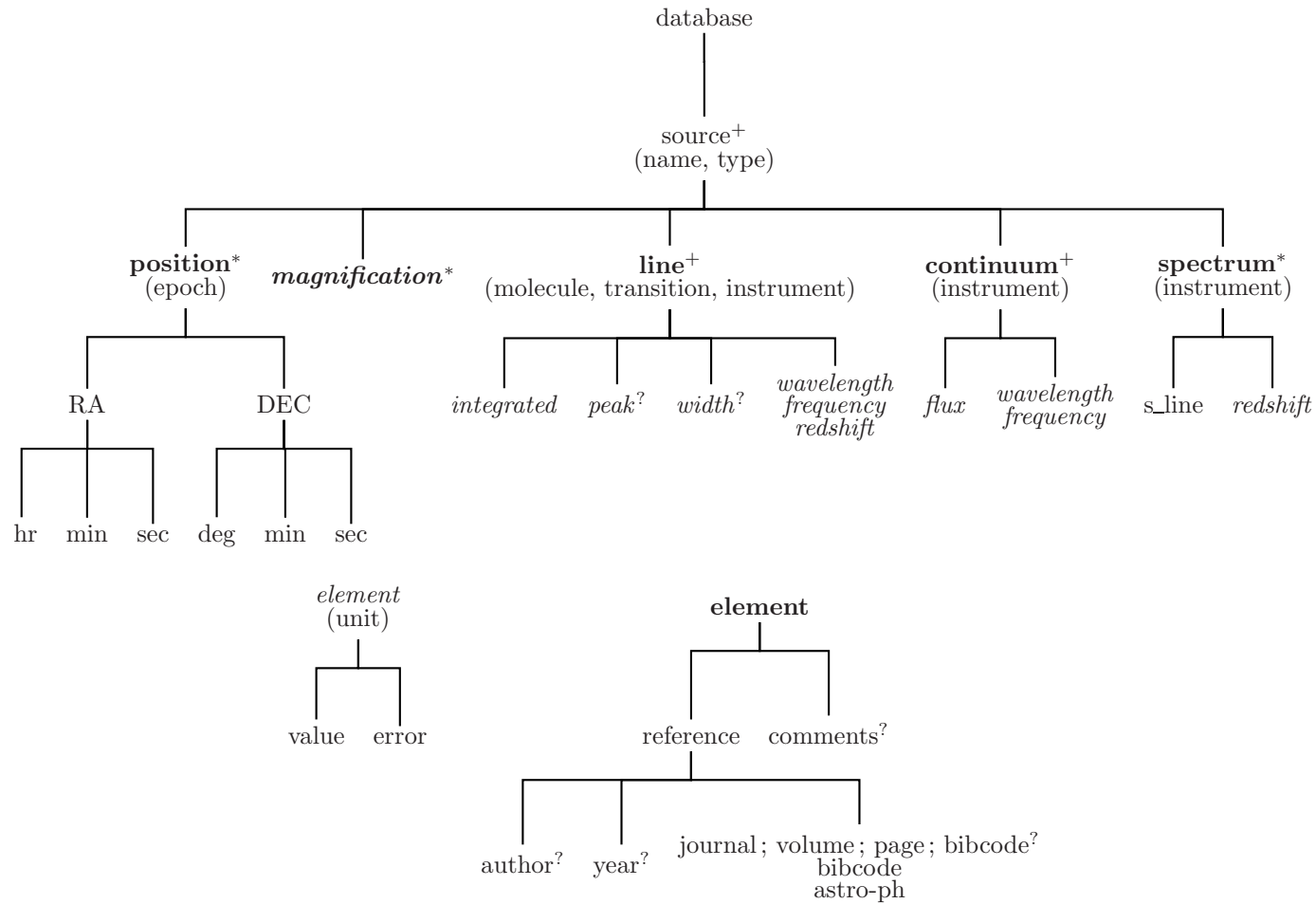


FIG. 3.1 – Structure de la base de donnée. $+$, l'éléments doit apparaitre au moins une fois. $*$, l'élément peut apparaitre plus d'une fois. $?$, l'élément est facultatif. Les blocs verticaux représentent un choix possible. Chaque **élément en gras** doit inclure les éléments de l'arbre secondaire présenté ci-dessus. Chaque *éléments en italique* doit inclure les éléments *value* et *error* comme présenté dans l'arbre secondaire. Les attributs des éléments sont présentés entre parenthèses, à l'exception de l'élément *redshift*.

3.1.2 Sous-Produits

Le format structuré de cette base de données permet d'effectuer rapidement des transformations de son contenu. Il est ainsi possible de vérifier l'intégrité de la base de données ou de ramener toutes les mesures à un seul système d'unité, ou enfin de retrouver les informations bibliographiques de chaque mesure. Un des principaux intérêts du format XML est sa flexibilité pour produire différents produits de sortie. Je présente ici deux possibilités de présentation de cette base de données, puis un exemple simple d'utilisation annexe de la base.

Tableaux & Pages Web

À partir de la base de données, une table au format \LaTeX peut être construite en suivant les modèles déjà existant qui présentaient ce type de données. Après avoir homogénéisé les unités et avoir classé les sources suivant un critère prédéfini, il suffit, pour chaque source, de retrouver un certain nombre d'informations présentes dans la base de données. La figure 3.2 présente ainsi le décalage spectral, les différentes raies d'émission du CO, détectées ou non détectées (en italique), le flux intégré et la largeur à mi-hauteur de la raie observée à ~ 3 mm (en gras dans la liste des raies observées) avec l'incertitude associée, la densité de flux du continuum observé à ~ 1.3 mm et les références associées à ces deux mesures. Dans le cas où la raie présentée a été mesurée plusieurs fois, l'observation à plus grand rapport signal à bruit est préférée, il serait également possible de produire une nouvelle table en ne sélectionnant que les références des premiers papiers publiant sur une source donnée.. Cette table est générée à partir de la base de données, et reflète donc en permanence son état. De plus, la base bibliographique de la table, au format \BibTeX , est générée à partir des informations contenues dans la table, ainsi la liste des références reflète directement le contenu de la table.

Cette présentation, sous forme de table \LaTeX ne présente qu'une partie des informations présentes dans la base de données. Il est possible de présenter ces informations sous forme de tableaux xHTML, à l'aide d'une page de style XSLT, qui listent, pour chaque source, l'ensemble des informations présentes dans la base de données. La figure 3.3 présente une telle représentation, qui permet également de faire des liens sur les bases bibliographiques ADS et *astro-ph*, ce qui permet une vérification rapide des données contenues par la base de données. À terme, il est possible de développer une interface web permettant d'effectuer aisément des modifications de la base de données, qui, pour l'instant, doivent s'effectuer directement dans le fichier XML.

Statistique

À ce jour, le nombre de sources présentes dans la base est de 36, dont 3 n'ont pas de détections de raie de CO. Il s'agit de 17 quasars, 6 galaxies radio, 11 galaxies (sub)millimétriques, un objet extrêmement rouge et une galaxie à coupure de Lyman. Au total, 73 raies de CO sont référencées, certaines sont en doublon lorsqu'elles ont été observées plusieurs fois, 212 mesures du continuum (sub)millimétrique et/ou radio et 33 mesures du décalage spectral avec d'autres estimateurs que les raies de CO. Sur ces sources, les premières détections de raie de CO se sont faites à l'aide du Plateau de Bure à 84%, OVRO à 13% et BIMA à 3%.

La figure 3.4 présente la distribution des décalages spectraux des sources présentes dans la base de données, et en particulier celle des quasars et des galaxies submillimétriques. On peut ainsi remarquer que la majorité des sources présentes dans la base de données sont détectées à des décalages spectraux dans l'intervalle $2 < z < 3$. De plus, seuls les quasars permettent de sonder le gaz moléculaire à des décalages spectraux $z > 4$. La figure 3.5 présente le résultat préliminaire d'une telle étude pour les quasars et les galaxies submillimétriques présentent dans

Table 1. Observed properties of $z > 1$ sources observed in CO

Source Name	z	CO emission line ≈ 3 mm			≈ 1 mm Cont.		Ref.
		transition	flux [Jy km s $^{-1}$]	width [km s $^{-1}$]	λ [mm]	S_ν [mJy]	
SMM J02396-0134 †	1.06	2	3.30 ± 0.30	780 ± 60			[1]
HR10	1.44	2 (1 5)	1.40	400	1.35	2.13 ± 0.63	[2,3]
IRAS F10214+4724 †	2.29	3 (6)	4.10 ± 0.90	230 ± 30	1.10	24.00 ± 5.00	[4,5]
SMM J16371+4053	2.38	3	1.00 ± 0.30	830 ± 130			[1]
SMM J16358+4057	2.39	3 (7)	2.30 ± 0.20	840 ± 110	1.30	2.50 ± 0.40	[6]
53W002	2.39	3	1.51 ± 0.20	540 ± 100	1.30	1.70 ± 0.40	[7,8]
SMM J16366+4105	2.45	3	1.80 ± 0.30	870 ± 80			[1]
SMM J04431+0210 †	2.51	3 (7)	1.40 ± 0.20	350 ± 60	1.30	1.10 ± 0.30	[6]
H1413+117 (The Cloverleaf) †	2.56	3 (4 5 7)	14.40 ± 2.80	352 ± 81	1.34	7.50 ± 0.60	[9,10]
SMM J14011+0252 †	2.57	3 (7)	2.40 ± 0.30	200 ± 40	1.35	6.06 ± 1.46	[11,12]
J140955.5+562827	2.58	3 (7)	2.33 ± 0.22	311 ± 28	1.20	10.70 ± 0.60	[13,14]
MG 0414+0534 †	2.64	3	2.40 ± 0.58	585 ± 108	1.30	20.70 ± 1.30	[15,16]
LBQS 0018-0220	2.66	3	1.55 ± 0.26	163 ± 29			[17]
cB58 †	2.73	3	0.37 ± 0.08	174 ± 43	1.20	1.06 ± 0.35	[18,19]
LBQS 1230+1627	2.74	3	0.80 ± 0.26		1.35	3.33 ± 0.52	[20]
SMM J02399-0136 †	2.81	3	3.10 ± 0.40	> 1100	1.27	7.00 ± 1.20	[21]
SMM J04135+10277	2.85	3	5.40 ± 1.30	< 360			[22]
B3 2327+391	3.09	4	1.30 ± 0.30	500	1.20	4.80 ± 1.20	[23]
SMM J22174+0015	3.10	3	0.80 ± 0.20	780 ± 100			[1]
MG 0751+2716 †	3.20	4	5.96 ± 0.45	390 ± 38	1.30	6.70 ± 1.30	[24,16]
SMM J09431+4700 †	3.35	4 (9)	1.10 ± 0.10	420 ± 50	1.30	2.30 ± 0.40	[6]
SMM J13120+4242	3.41	4	1.70 ± 0.40	530 ± 50			[1]
TN J0121+1320	3.52	4	1.20 ± 0.40	700	1.29	< 2.70	[25]
6C 1909+72	3.53	4	1.62 ± 0.30	530 ± 70	1.25	< 3.00	[26]
4C 60.07	3.79	4	2.50 ± 0.43	> 1000	1.25	4.50 ± 1.20	[26]
APM 08279+5255 †	3.91	4 (1 2 9)	3.70 ± 0.50	480 ± 35	1.40	17.00 ± 0.50	[27]
B1117-1329	3.96	4	< 0.60	450	1.20	4.10 ± 0.70	[20,28]
PSS 2322+1944 †	4.12	4 (1 10 2 5)	4.21 ± 0.40	375 ± 41	1.20	9.60 ± 0.50	[29,30]
B1144-0723	4.15	5	< 0.55	450	1.20	5.85 ± 1.03	[20,28]
BR 1335-0415	4.41	5 (2)	2.80 ± 0.30	420 ± 60	1.25	10.30 ± 1.35	[31]
BRI 0952-0115 †	4.43	5	0.91 ± 0.11	230 ± 30	1.25	2.78 ± 0.63	[20]
BR 1202-0725	4.70	5 (1 2 4 7)	2.70 ± 0.41	220 ± 73	1.25	10.50 ± 1.50	[32,28]
SDSS J114816.64+525150.3	6.42	6 (1 3 7)	0.64 ± 0.12	232 ± 63	1.20	5.00 ± 0.60	[33,34]

Notes – † Source known to be lensed. Column 2: the redshift as derived from the CO measurements. Column 3: the upper level of the observed CO transitions, with the non detections included in italics. Column 4 & 5: CO line flux and width of the CO transition listed in bold face in column 3.

References – [1] Greve et al. (2004) [2] Andreani et al. (2000) [3] Dey et al. (1999) [4] Solomon et al. (1992) [5] Rowan-Robinson et al. (1993) [6] Neri et al. (2003) [7] Scoville et al. (1997) [8] Alloin et al. (2000) [9] Wilner et al. (1995) [10] Weiß et al. (2003) [11] Frayer et al. (1999) [12] Ivison et al. (2000) [13] Beelen et al. (2004) [14] Omont et al. (2003) [15] Barvainis et al. (1998) [16] Barvainis & Ivison (2002) [17] Isaak et al. (2004) [18] Baker et al. (2004) [19] Baker et al. (2001) [20] Guilloteau et al. (1999) [21] Genzel et al. (2003) [22] Hainline et al. (2004) [23] De Breuck et al. (2003) [24] Barvainis et al. (2002) [25] de Breuck et al. (2003) [26] Papadopoulos et al. (2000) [27] Downes et al. (1999) [28] Omont et al. (1996) [29] Cox et al. (2002) [30] Omont et al. (2001) [31] Guilloteau et al. (1997) [32] Ohta et al. (1996) [33] Bertoldi et al. (2003b) [34] Bertoldi et al. (2003a)

FIG. 3.2 – Tableau \LaTeX présentant une partie de la base de données des sources à grand décalage spectral ayant au moins une observations de raie de CO.

<p>Source Name</p> <p>4C 60.07 53W002 6C 1909+72 APM 08279+5255 B1117-1329 B1144-0723 B3 2327+391 BR 1202-0725 BR 1335-0415 BRI 0952-0115 cB58 H1413+117 (The Cloverleaf) HR10 HS 1002+4400 IRAS F10214+4724 J140955.5+562827 KUV 08086+4037 LBQS 1230+1627 MG 0414+0534 MG 0751+2716 PSS 2322+1944 QSO J0103+1316 SDSS J114816.64+525150.3 SMM002396-0134 SMM J02399-0136 SMM J04431+0210 SMM J09431+4700 SMMJ13120+4242 SMM J14011+0252 SMM J16358+4057 SMM116366+4105 SMMJ16371+4053 -----</p>	<p>4C 60.07 (RG):</p> <p>Position (J2000): 05:12:54.80 +60:30:51.7 1996ApJ...106..247C</p> <table border="1"> <thead> <tr> <th>line</th> <th>redshift</th> <th>comments</th> <th>Ref.</th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td>Ly_alpha</td> <td>3.788 ± 0.004</td> <td></td> <td>1997A&A...326..505R</td> </tr> </tbody> </table> <table border="1"> <thead> <tr> <th>line</th> <th>redshift</th> <th>integrated flux</th> <th>peak flux</th> <th>width</th> <th>comments</th> <th>Ref.</th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td>CO 4-3</td> <td>3.791 ± 0.001</td> <td>2.50 ± 0.43 Jy km/s</td> <td>0 ± 0 mJy</td> <td>1000 ± -1 km/s</td> <td></td> <td>2000ApJ...528..626P</td> </tr> </tbody> </table> <table border="1"> <thead> <tr> <th>wavelength</th> <th>frequency</th> <th>flux density</th> <th>comments</th> <th>Ref.</th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td>1.4 GHz</td> <td></td> <td>156.8 ± 4.7 mJy</td> <td></td> <td>1996AJ...115.1693C</td> </tr> <tr> <td>0.365 GHz</td> <td></td> <td>1.242 ± 0.041 Jy</td> <td></td> <td>1996AJ...111.1945D</td> </tr> <tr> <td>0.178 GHz</td> <td></td> <td>3.1 ± 0.465 Jy</td> <td></td> <td>1967MnRAS...71...49G</td> </tr> <tr> <td>1.25 mm</td> <td></td> <td>4.5 ± 1.2 mJy</td> <td></td> <td>2000ApJ...528..626P</td> </tr> <tr> <td>3 mm</td> <td></td> <td>0 ± 0.25 mJy</td> <td></td> <td>2000ApJ...528..626P</td> </tr> <tr> <td>850 mu</td> <td></td> <td>11.0 ± 1.5 mJy</td> <td></td> <td>2000ApJ...528..626P</td> </tr> </tbody> </table> <hr/> <p>53W002 (RG):</p> <p>Position (J1950): 17:12:59.86 +50:18:51.3 1997ApJ...485L..21S</p> <table border="1"> <thead> <tr> <th>line</th> <th>redshift</th> <th>comments</th> <th>Ref.</th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td>Ly_alpha</td> <td>2.386 ± 0</td> <td></td> <td>1991ApJ...380..362W</td> </tr> <tr> <td>N_V</td> <td>2.392 ± 0</td> <td></td> <td>1991ApJ...380..362W</td> </tr> <tr> <td>C_IV</td> <td>2.388 ± 0</td> <td></td> <td>1991ApJ...380..362W</td> </tr> <tr> <td>optical</td> <td>2.390 ± 0.001</td> <td></td> <td>1991ApJ...380..362W</td> </tr> </tbody> </table> <table border="1"> <thead> <tr> <th>line</th> <th>redshift</th> <th>integrated flux</th> <th>peak flux</th> <th>width</th> <th>comments</th> <th>Ref.</th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td>CO 3-2</td> <td>2.394 ± 0.001</td> <td>1.51 ± 0.2 Jy km/s</td> <td>3.1 ± 0.5 mJy</td> <td>540 ± 100 km/s</td> <td></td> <td>1997ApJ...485L..21S</td> </tr> <tr> <td>CO 3-2</td> <td>2.3927 ± 0.0003</td> <td>1.20 ± 0.15 Jy km/s</td> <td>2.2 ± 0.7 mJy</td> <td>420 ± 40 km/s</td> <td></td> <td>2000ApJ...528L..81A</td> </tr> </tbody> </table>	line	redshift	comments	Ref.	Ly_alpha	3.788 ± 0.004		1997A&A...326..505R	line	redshift	integrated flux	peak flux	width	comments	Ref.	CO 4-3	3.791 ± 0.001	2.50 ± 0.43 Jy km/s	0 ± 0 mJy	1000 ± -1 km/s		2000ApJ...528..626P	wavelength	frequency	flux density	comments	Ref.	1.4 GHz		156.8 ± 4.7 mJy		1996AJ...115.1693C	0.365 GHz		1.242 ± 0.041 Jy		1996AJ...111.1945D	0.178 GHz		3.1 ± 0.465 Jy		1967MnRAS...71...49G	1.25 mm		4.5 ± 1.2 mJy		2000ApJ...528..626P	3 mm		0 ± 0.25 mJy		2000ApJ...528..626P	850 mu		11.0 ± 1.5 mJy		2000ApJ...528..626P	line	redshift	comments	Ref.	Ly_alpha	2.386 ± 0		1991ApJ...380..362W	N_V	2.392 ± 0		1991ApJ...380..362W	C_IV	2.388 ± 0		1991ApJ...380..362W	optical	2.390 ± 0.001		1991ApJ...380..362W	line	redshift	integrated flux	peak flux	width	comments	Ref.	CO 3-2	2.394 ± 0.001	1.51 ± 0.2 Jy km/s	3.1 ± 0.5 mJy	540 ± 100 km/s		1997ApJ...485L..21S	CO 3-2	2.3927 ± 0.0003	1.20 ± 0.15 Jy km/s	2.2 ± 0.7 mJy	420 ± 40 km/s		2000ApJ...528L..81A
line	redshift	comments	Ref.																																																																																																
Ly_alpha	3.788 ± 0.004		1997A&A...326..505R																																																																																																
line	redshift	integrated flux	peak flux	width	comments	Ref.																																																																																													
CO 4-3	3.791 ± 0.001	2.50 ± 0.43 Jy km/s	0 ± 0 mJy	1000 ± -1 km/s		2000ApJ...528..626P																																																																																													
wavelength	frequency	flux density	comments	Ref.																																																																																															
1.4 GHz		156.8 ± 4.7 mJy		1996AJ...115.1693C																																																																																															
0.365 GHz		1.242 ± 0.041 Jy		1996AJ...111.1945D																																																																																															
0.178 GHz		3.1 ± 0.465 Jy		1967MnRAS...71...49G																																																																																															
1.25 mm		4.5 ± 1.2 mJy		2000ApJ...528..626P																																																																																															
3 mm		0 ± 0.25 mJy		2000ApJ...528..626P																																																																																															
850 mu		11.0 ± 1.5 mJy		2000ApJ...528..626P																																																																																															
line	redshift	comments	Ref.																																																																																																
Ly_alpha	2.386 ± 0		1991ApJ...380..362W																																																																																																
N_V	2.392 ± 0		1991ApJ...380..362W																																																																																																
C_IV	2.388 ± 0		1991ApJ...380..362W																																																																																																
optical	2.390 ± 0.001		1991ApJ...380..362W																																																																																																
line	redshift	integrated flux	peak flux	width	comments	Ref.																																																																																													
CO 3-2	2.394 ± 0.001	1.51 ± 0.2 Jy km/s	3.1 ± 0.5 mJy	540 ± 100 km/s		1997ApJ...485L..21S																																																																																													
CO 3-2	2.3927 ± 0.0003	1.20 ± 0.15 Jy km/s	2.2 ± 0.7 mJy	420 ± 40 km/s		2000ApJ...528L..81A																																																																																													

FIG. 3.3 – Page xHTML générée à partir de la base de données. L’index à gauche permet de d’accéder rapidement à une source particulière. Les codes bibliographiques renvoient directement sur ADS ou astro-ph.

la base de données. La distribution des largeurs de raies de ces deux types de sources ne présente pas de différence majeure. Ceci suggère que les masses dynamiques des quasars et des galaxies submillimétrique à grand décalage spectral sont similaires, et partagent probablement les mêmes masses de halo. La figure 3.6 présente le nombre de détection de sources à grand décalage spectral en fonction du temps. Ce genre de graphique est facilement généré à partir de la base de données, il suffit pour cela de récupérer, à partir de la base ADS et pour chaque source, la date de publication de la première raie de CO détectée. Il est également possible d’effectuer une étude comparée de la distribution des largeurs de raies de CO. Il est de même possible d’effectuer des études comparées du décalage entre décalage spectral systémique, mesuré avec les raies CO de et ceux mesurées en optique avec les espèces ionisées.

3.2 Résultats préliminaires

La construction d’une telle base de données observationnelles permet en particulier d’effectuer, de façon homogène, des études comparées entre les propriétés des sources à grand décalage spectral et les sources locales. Ainsi il est possible d’étudier la relation entre la luminosité infra-rouge lointain et la luminosité CO, respectivement traceur de la formation stellaire, s’il n’y a peu ou pas de contribution de l’AGN, et du gaz moléculaire total. Le rapport de ces deux grandeurs permet alors d’étudier la variation de l’efficacité de formation stellaire entre les sources locales et les sources à grand décalage spectral.

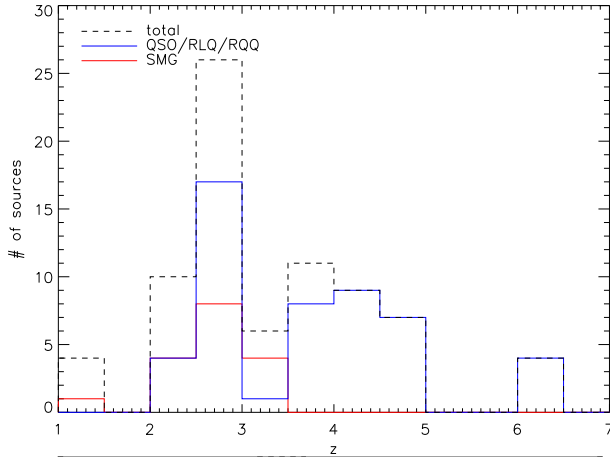


FIG. 3.4 – Distribution des décalages spectraux des sources présentes dans la base de données, et spécifiquement pour les quasars et les galaxies submillimétriques. La majorité des sources détectées en CO sont dans l'intervalle $2 < z < 3$, tandis que les seules sources identifiées à $z > 4$ sont des quasars.

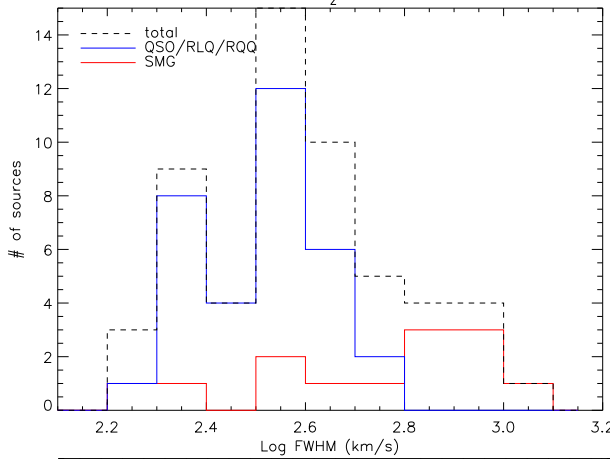


FIG. 3.5 – Distribution des largeurs de raies pour les sources présentes dans la base de données, et spécifiquement pour les quasars et les galaxies submillimétriques. Aucune différence significative n'est trouvée entre les quasars et les galaxies submillimétriques.

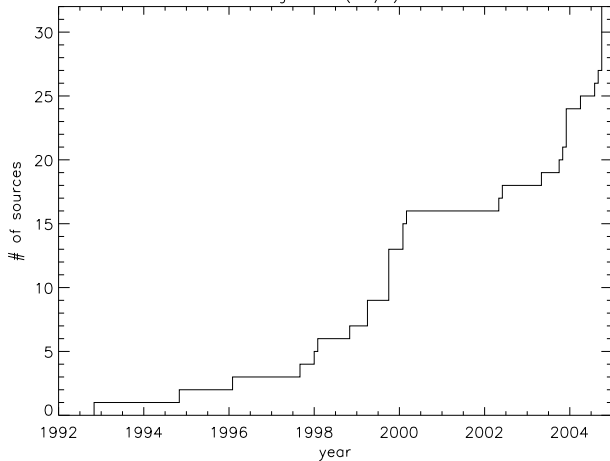


FIG. 3.6 – Nombre de sources à grand décalage spectral ayant au moins une détection publiée d'une raie rotationnelle de CO en fonction du temps. Ce genre de graphique peut facilement être produit et tenu à jour à partir de la base de données. Le plateau observé en 2000 est probablement dû aux conséquences des accidents intervenus au Plateau de Bure en 1999.

3.2.1 Luminosités

Ne contenant que des intensités intégrées de raie de CO ou des densités de flux du continuum mesurées, la base de données permet de dériver de façon homogène les quantités intrinsèque de la source, que ce soit la luminosité infrarouge lointain ou la luminosité CO, dans une cosmologie commune.

Luminosité infrarouge lointain

Nous avons estimé la luminosité infrarouge lointain de chacune des sources, en ajustant un corps noir modifié par une émissivité $\propto \nu^\beta$, sur l'ensemble des mesures du continuum infrarouge lointain existantes. Lorsque le nombre de mesures de densités de flux n'était pas suffisant pour en déduire à la fois l'indice spectral, β , et la température, T_{dust} , des poussières, l'indice spectral de l'émissivité était fixé à $\beta = 1.6$. La température des poussières était également fixée à $T_{\text{dust}} = 50$ K lorsque le nombre de densités de flux mesurées ne permettait pas de l'ajuster (voir part. I chap. 2). Les incertitudes sur les luminosités infrarouge lointain ainsi dérivées ont été estimées sans prendre en compte l'incertitude provenant de l'ajustement de l'indice spectral β , afin de pouvoir comparer les valeurs déduites d'un ajustement où β était fixé par le faible nombre de mesure de densités de flux et celles déduites d'ajustements combinés $\beta - T_{\text{dust}}$.

Afin de comparer les sources à grand décalage spectral aux sources locales, nous avons appliqué la même procédure aux échantillons locaux de galaxies normales ou faiblement en interaction de Solomon & Sage (1988), de galaxies infrarouge lumineuses (Yao et al. 2003a), de galaxies infrarouge ultra lumineuses (Solomon et al. 1997) et des quasars du relevé Palomar-Green (Sanders et al. 1989; Haas et al. 2003; Evans et al. 2001; Casoli & Loinard 2001; Scoville et al. 2003), en construisant des bases de données spécifiques pour ces échantillons, sur la même architecture que celle des sources à grand décalage spectral. Dans le cas de l'échantillon de Yao et al. (2003a), les luminosités CO ont été corrigées du lobe de leurs observations en inversant la correction à la luminosité infrarouge lointain appliquée par Yao et al. (2003a). Cette étape n'est valide que si les émissions CO et infrarouge lointain sont cospatiales.

Luminosité CO

Les luminosités CO ont été recalculées de façon homogène pour toutes les sources des différents échantillons à partir de la raie détectée d'ordre le plus faible ayant un flux intégré avec un rapport signal à bruit important. Ainsi,

$$L'_{\text{CO}} = \frac{D_L^2}{1+z} \frac{c^2}{2k_B \nu_{\text{CO}(1\rightarrow 0)}^2} F_{\text{CO}} \quad (3.1)$$

avec F_{CO} l'intensité intégrée de la raie de CO en Jy km s^{-1} . Cette définition est indépendante de la transition observée avec l'hypothèse de température de brillance constante. Cette hypothèse est vérifiée pour de nombreuses sources à grand décalage spectral pour des transitions de CO jusqu'à $J_{\text{sup}} = 5$. Ainsi, l'ordre J_{sup} de la raie utilisée pour estimer la luminosité CO était toujours inférieur ou égal à 5.

3.2.2 Efficacité de formation stellaire

La figure 3.7 présente la luminosité infrarouge lointain en fonction de la luminosité CO pour l'ensemble des quasars (QSO), galaxies de champ profond ou galaxies (sub)millimétriques

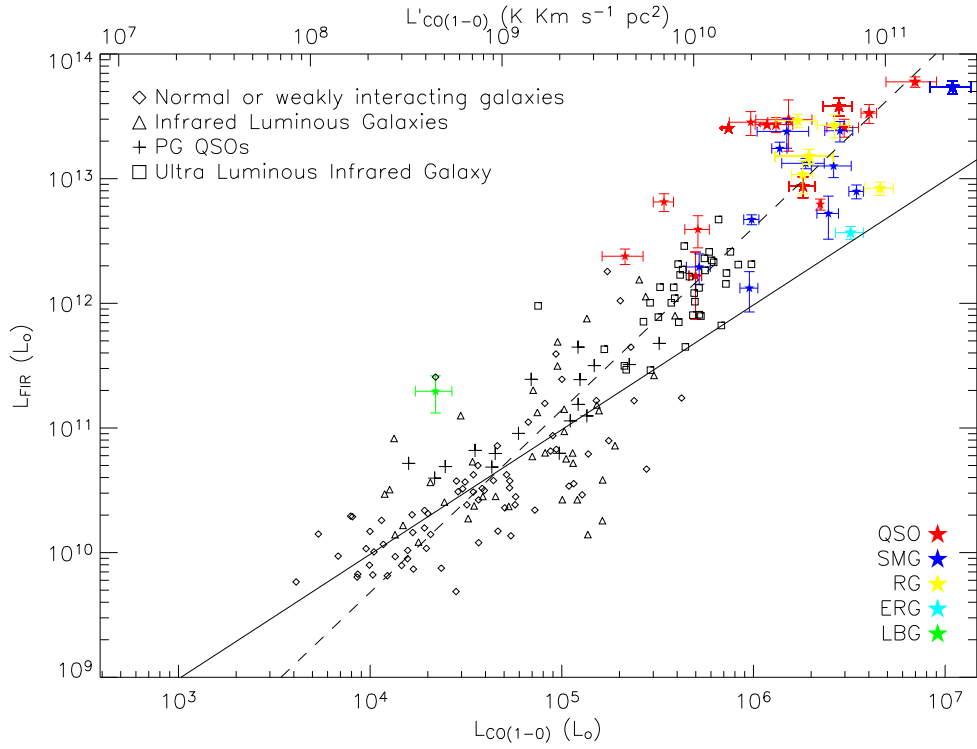


FIG. 3.7 – Luminosité infrarouge lointain en fonction de la luminosité CO pour les quasars présents dans la base de données. Les échantillons de galaxies normales, infrarouge lumineuses, et infrarouge ultra-lumineuses, sont également présentés, ainsi que certains quasars du relevé Palomar-Green (voir texte). Le trait plein correspond au rapport $L_{\text{FIR}}/L'_{\text{CO}}$ moyen des sources avec $L_{\text{FIR}} < 10^{11} L_{\odot}$. Le trait pointillé représente le meilleur ajustement linéaire en log – log pour l'ensemble des sources. .

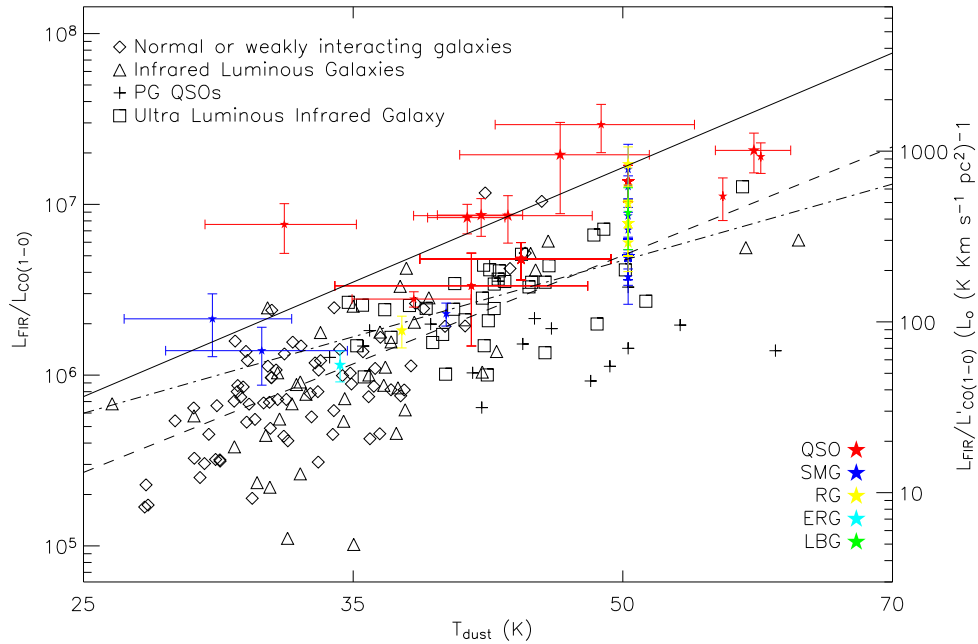


FIG. 3.8 – Rapport Luminosité infrarouge lointain, luminosité CO en fonction de la température des poussières pour les même sources. Le trait plein (respectivement tiret pointillé) représente une loi $\propto T_{\text{dust}}^{3+1.5}$ ($\propto T_{\text{dust}}^3$), tandis que les pointillés représente l'ajustement linéaire en log – log de l'ensemble des données.

(SMG), radio galaxies (RG), objet extrêmement rouge (ERG) et galaxie à coupure de Lyman (LBG) à grand décalage spectral présents dans la base de données, ainsi que pour des échantillons de galaxies normales ou faiblement en interaction (Solomon & Sage 1988), de galaxies infrarouge lumineuses (Yao et al. 2003a), des galaxies infrarouge ultra-lumineuses (Solomon et al. 1997) et un sous-échantillon des quasars du relevé Palomar-Green (Sanders et al. 1989; Haas et al. 2003; Evans et al. 2001; Casoli & Loinard 2001; Scoville et al. 2003). Le trait plein représente le rapport moyen $L_{\text{FIR}}/L'_{\text{CO}} = 47 \pm 40 L_{\odot} (\text{K km s}^{-1} \text{ pc}^2)^{-1}$ pour l'ensemble des sources avec $L_{\text{FIR}} < 10^{11} L_{\odot}$. Il faut noter que la dispersion des échantillons locaux est supérieure à celle décrite dans leur articles respectifs, car dans ceux-ci, la luminosité infrarouge lointain est souvent estimée à l'aide des flux IRAS à 60 et $100\mu\text{m}$, en faisant l'hypothèse d'une température des poussières unique. Dans notre cas, les températures de poussières de chacune des sources sont ajustées aux données infrarouge lointain, en fixant l'indice spectral des poussières à $\beta = 1.6$ le cas échant, augmentant alors la dispersion des luminosités infrarouge lointains. On met ainsi en évidence la non linéarité de la relation $L_{\text{FIR}}/L'_{\text{CO}}$ discutée par Solomon et al. (1997), Yao et al. (2003a) et Gao & Solomon (2004b). Un ajustement linéaire en log – log permet de relier la luminosité infrarouge lointain à la luminosité CO pour l'ensemble des sources, en suivant

$$\log L_{\text{FIR}} = (1.46 \pm 0.01) \log L'_{\text{CO}} + (-2.5 \pm 0.1),$$

l'indice de cette pente montrant clairement que la relation est non linéaire.

L'excès de luminosité infrarouge lointain à grande luminosité ($L_{\text{FIR}} > 10^{11} L_{\odot}$) peut être expliqué par une contribution de poussières plus chaudes, chauffées par l'AGN, dominant l'émission infrarouge proche et moyen, à la luminosité infrarouge lointain. La luminosité infrarouge lointain n'étant alors plus un traceur de la formation stellaire, cela pourrait expliquer pourquoi cette relation n'est pas linéaire. Cette hypothèse semble cependant invalidée par la corrélation infrarouge-radio suivie par les sources à grand décalage spectral (voir part. I chap. 2). En effet, à l'exception de sources radio fortes bien identifiées, l'ensemble des sources suit la corrélation infrarouge-radio des sources locales à flambées d'étoiles, montrant ainsi que l'estimation de la luminosité infrarouge lointain ne peut pas être significativement contaminée par une composante de poussière chaude. Cela peut être également directement montré dans quelques cas par des ajustements directs de la distribution spectrale d'énergie par deux composantes de poussières (voir part. I chap. 2). Ainsi, il est probable que l'excès, dans infrarouge lointain, des sources lumineuses infrarouge et des sources à grand décalage spectral, peut, alors, être expliqué par une efficacité de formation stellaire plus importante, que les sources moins lumineuses, ou une formation stellaire aussi efficace mais d'étoiles plus massives. De plus, les quasars à grand décalage spectral semblent avoir de façon systématique une efficacité de formation stellaire plus importante que les sources de champ profond, si l'émission infrarouge lointain de ces sources n'est pas contaminée par des poussières plus chaudes chauffées directement par l'AGN.

La figure 3.8 présente le rapport $L_{\text{FIR}}/L'_{\text{CO}}$ en fonction de T_{dust} pour l'ensemble des sources discutées précédemment. Le rapport $L_{\text{FIR}}/L'_{\text{CO}}$ semble indépendant d'un possible effet de distance. Un ajustement linéaire en log – log permet de relier le rapport $L_{\text{FIR}}/L'_{\text{CO}}$ à T_{dust} par

$$\log L_{\text{FIR}}/L'_{\text{CO}} = (4.2 \pm 0.3) \log T_{\text{dust}} + (-4.8 \pm 0.4),$$

représenté par une ligne pointillée sur la figure 3.8. Ainsi, le rapport $L_{\text{FIR}}/L'_{\text{CO}}$ varie comme $T_{\text{dust}}^{4.2 \pm 0.3}$. Le modèle proposé par Solomon et al. (1997) pour rendre compte du rapport $L_{\text{FIR}}/L'_{\text{CO}}$ prédit un comportement en

$$\frac{L_{\text{FIR}}}{L'_{\text{CO}}} = \frac{4\sigma T_{\text{dust}}^4}{f_v \Delta V T_b} \propto T_{\text{dust}}^3$$

dans le cas d'une émission de type corps noir, présenté sur la figure 3.8 par des tirets-pointillés. Dans le cas d'une émission de type corps noir modifiée par une émissivité en ν^β , la luminosité infrarouge lointain est $L_{\text{FIR}} \propto T_{\text{dust}}^{4+\beta}$ (voir part. I chap. 1), et $L_{\text{FIR}}/L'_{\text{CO}} \propto T_{\text{dust}}^{3+\beta}$. L'indice spectral median des échantillons étudiés étant de $\beta = 1.5$, la dépendance en température du rapport $L_{\text{FIR}}/L'_{\text{CO}}$ est, pour un corps noir modifié, $\propto T_{\text{dust}}^{4.5}$, compatible avec la valeur l'ajustement présenté ci-dessus présentée par un trait plein sur la figure 3.8. Le niveau de cette relation reste cependant plus délicat à déterminer puisque la luminosité d'un corps noir modifié fait intervenir plus de variables que celle d'un corps noir, avec notamment la masse des poussières ou leur coefficient d'absorption.

3.3 Conclusions

La construction d'une base de données regroupant l'ensemble des données concernant les sources à grand décalage spectral, que ce soit sur leurs émissions continuum infrarouge et radio, ou sur l'émission des raies traçant le gaz moléculaire permet une étude systématique et homogène de leurs propriétés. Ainsi, les premières études montrent que les sources à grand décalage spectral suivent la relation non linéaire établis pour les sources locales entre la luminosité infrarouge lointain et la luminosité de la raie CO $1 \rightarrow 0$. Cette relation semble indiquer que les sources à grand décalage spectral sont plus efficaces à former des étoiles que les sources locales. Cette étude de l'efficacité de formation stellaire est complétée par l'étude du gaz dense dans les sources à grand décalage spectral présentée au chapitre 4.

Une telle base de données permet désormais de nombreuses études. Il devient possible d'étudier la différence entre décalage spectral systémique et celui mesuré en optique sur des espèces ionisées : cela permettrait de mieux déterminer quelles espèces peuvent être utilisées comme traceur du décalage systémique de la source. L'ajout de données dans le moyen et proche infrarouge permettrait d'étudier la contribution à l'infrarouge lointain des poussières chauffées directement par le noyau actif : il serait alors plus facile de corriger l'infrarouge lointain d'une possible contamination et en faire un traceur robuste de la formation stellaire. Enfin, le nombre croissant de détections de raies du gaz moléculaire pourrait permettre une étude systématique, à l'aide de modèles LVG ou PDR des conditions physiques du milieu interstellaire, raffinant alors notre connaissance des propriétés physiques des galaxies hôtes des sources à grand décalage spectral.

Chapitre 4

Autres traceurs du gaz dense à grand- z

Sommaire

4.1 Gaz dense à grand décalage spectral	152
4.1.1 Observations et résultats	153
4.1.2 Discussion	153
4.1.3 Conclusions	156
4.2 Gaz atomique dans Pss 2322+1944	173
4.2.1 Observations et résultats	173
4.2.2 Discussion	174
4.2.3 Conclusions	175

Dans ce chapitre, je décris les résultats d'observations du milieu interstellaire à l'aide de traceurs autre que le monoxyde de carbone dans des sources à grand décalage spectral. Tout d'abord, je présenterai les résultats d'une étude du gaz dense par l'émission de la molécule HCN dans 2 quasars et une galaxie à grands décalages spectraux. Ce travail a conduit à la publication en 2004 d'un article dans la revue ApJ présenté en fin de chapitre (Carilli et al. 2004). Puis, je discuterai de la détection de la raie de structure fine [C I] $^3P_1 \rightarrow ^3P_0$ dans Pss 2322+1944 à $z = 4.12$. Ce travail, publié comme lettre dans la revue A&A est présenté en fin de chapitre (Pety et al. 2004).

4.1 Gaz dense à grand décalage spectral

Les raies HCN $1 \rightarrow 0$ et $2 \rightarrow 1$ ont été observées dans quatre sources à grand décalage spectral afin de sonder le gaz moléculaire dense. De part le faible rapport d'abondance, $\text{HCN}/\text{CO} < 10^{-3}$, les études de l'émission de gaz dense dans les sources à grand décalage spectral se limitent aux sources les plus brillantes. Ainsi, les sources sélectionnées sont parmi les lumineuses en CO ($1 \rightarrow 0$) ($L'_{\text{CO}} \gtrsim 10^9 \text{ K km s}^{-1} \text{ pc}^2$) et en infrarouge lointain ($L_{\text{FIR}} > 10^{13} L_{\odot}$) et ont des décalages spectraux qui permettent l'observation de raies de HCN dans les fenêtres atmosphériques. Parmi ces sources, trois sont des quasars (MG 0751+2716 à $z = 3.2$, J1148+5251 à $z = 6.4$ et J1409+5628 à $z = 2.6$), la dernière étant une galaxie de champ submillimétrique (SMM 1401+0252 à $z = 2.6$).

4.1.1 Observations et résultats

Les observations ont été effectuées au VLA en configuration C, avec une ligne de base maximale de 3 km. Les fréquences d'observation ont été déterminées à partir des décalages spectraux déduits des observations CO, et les transitions de HCN à observer à partir des bandes passantes disponibles. Ainsi la transition HCN ($1 \rightarrow 0$) a pu être observée pour SMM 1401+0252 et J1409+5628 tandis que la transition $2 \rightarrow 1$ a été observée pour MG 0751+2716 et J1148+5251.

Sur les quatre sources observées, seule J1409+5628 a été détectée en HCN ($1 \rightarrow 0$) à 22.5 GHz à $3 - 4\sigma$. A cette fréquence, la densité de flux du continuum radio de J1409+5628 est de $S_{22.5\text{GHz}} = 67 \pm 23 \mu\text{Jy}$, compatible avec les précédentes observations en radio (Beelen et al. 2004; Petric et al. 2004). Après avoir soustrait les composantes propres de l'image continuum du cube de données de la raie, on peut estimer le flux intégré de la raie HCN ($1 \rightarrow 0$) en effectuant un ajustement gaussien de son profil. La sensibilité des observations ne permet pas de déterminer de façon significative la largeur à mi-hauteur de la raie, ou un possible décalage relatif par rapport à la raie de CO. Exprimée en luminosité HCN, le flux intégré de la raie est $L'_{\text{HCN}} = (6.7 \pm 2.2) \times 10^9 \text{ K km s}^{-1} \text{ pc}^2$. Les observations des trois autres sources n'ont permis que de fixer des limites supérieures à leurs luminosités HCN.

4.1.2 Discussion

Avec les résultats de Solomon et al. (2003); Isaak et al. (2004) et Solomon et al. (2004), ces observations doublent le nombre de sources à grand décalage spectral observées dans les transitions de la molécule HCN. Des sept sources observées en HCN, seules 3 ont été détectées. Il devient donc possible de comparer leurs propriétés avec celles des ULIRGs locaux, par exemple ceux étudiés par Gao & Solomon (2004b) (GS) et Solomon et al. (1992) (SDR). Une table synthétique est présentée dans l'article en fin de chapitre.

Luminosités

Les luminosités HCN de chacun des objets ont été calculées, avec une cosmologie commune, à partir des flux intégrés des raies de HCN observées. Pour les transitions d'ordre élevé, nous avons fait l'hypothèse d'une température de brillance des raies constante pour estimer la luminosité de la raie $1 \rightarrow 0$. Avec cette hypothèse, le flux intégré ou la luminosité de la raie varie comme ν^2 , et $L'_{\text{HCN}(J+1 \rightarrow J)} = L'_{\text{HCN}(1 \rightarrow 0)}$.

Les luminosités infrarouge lointain de chacun des objets ont été déterminées en intégrant l'émission d'un corps noir à la température T_{dust} , modifié avec une émissivité $\propto \nu^\beta$. La température et l'indice spectral de l'émissivité ont été ajustés sur les différentes mesures de la densité de flux dans le domaine infrarouge lointain de chacune des sources. Lorsque le nombre de mesures était insuffisant, l'indice spectral β était fixé à 1.6, et, le cas échéant, la température était fixée à $T_{\text{dust}} = 50 \text{ K}$ (voir part. I chap. 2). Pour les sources des échantillons de GS et SDR, les densités de flux utilisées pour déterminer la luminosité infrarouge lointain proviennent du catalogue *IRAS Bright Galaxy* (Sanders et al. 2003).

Efficacité de formation stellaire

La figure 4.1 (panneau de gauche) présente la luminosité infrarouge lointain, L_{FIR} , des sources de cet échantillon en fonction de leur luminosité HCN ($1 \rightarrow 0$), L'_{HCN} , avec pour comparaison

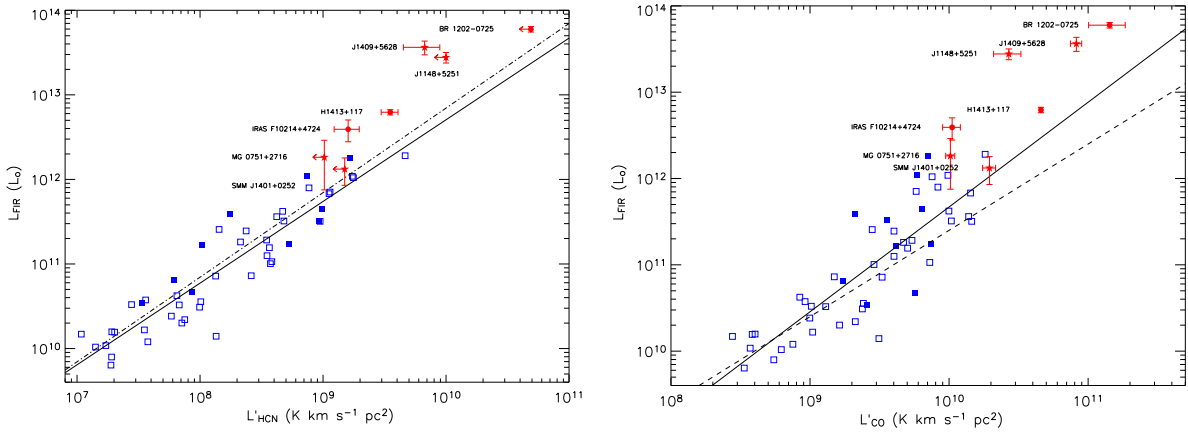


FIG. 4.1 – *Gauche* : Luminosité infrarouge lointain en fonction de la luminosité HCN ($1 \rightarrow 0$) pour les sources à grand décalage spectral (cercle pleins, étoiles, ou limites supérieures à 3σ , annotés) et pour les sources des échantillons de Gao & Solomon (2004b) (carré vide) et Solomon et al. (1992) (carré plein). *Droite* : Luminosité infrarouge lointain en fonction de la luminosité CO ($1 \rightarrow 0$) pour les mêmes sources. Dans les deux figures, les traits continus représentent les ajustement effectués sur les sources locales seulement. Les traits tiret-pointillés (respectivement tiret) représentent les relations linéaires pour toutes les sources locales (celles avec $L_{\text{FIR}} < 10^{11} L_{\odot}$).

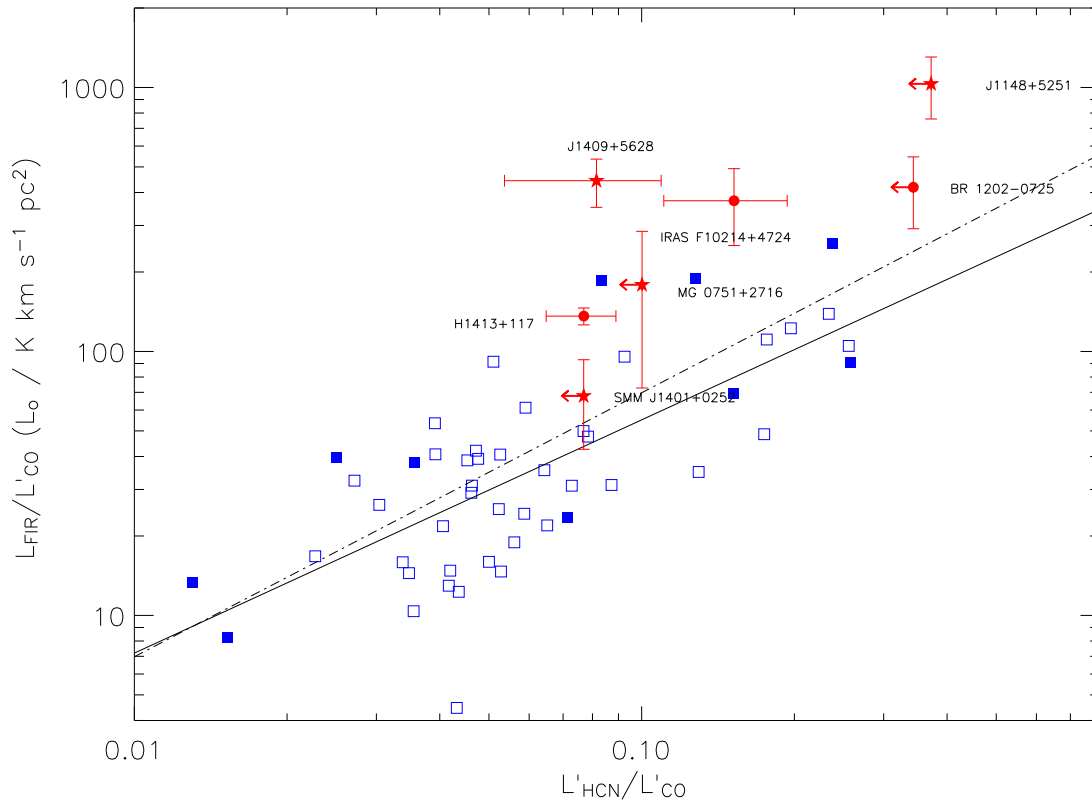


FIG. 4.2 – Luminosité infrarouge lointain en fonction de la luminosité HCN ($1 \rightarrow 0$), normalisées à la luminosité CO ($1 \rightarrow 0$). Les symboles sont similaires à ceux utilisés pour la figure 4.1. Le rapport $L_{\text{FIR}}/L'_{\text{CO}}$ est une mesure de l'efficacité de formation stellaire, tandis que $L'_{\text{HCN}}/L'_{\text{CO}}$ est proportionnel à la fraction de gaz moléculaire dense.

les sources présentées par GS et SDR. La relation entre L_{FIR} et L'_{HCN} pour les sources des échantillons de GS et SDR peut s'écrire

$$\log L_{\text{FIR}} = (0.97 \pm 0.06) \times \log L_{\text{HCN}} + (3.05 \pm 0.47).$$

L'indice de cette corrélation, très proche de l'unité, indique une relation linéaire entre le taux de formation stellaire tracé par la luminosité infrarouge lointain et la masse de gaz dense tracée par la luminosité HCN pour les galaxies locales. Au contraire, pour ces mêmes sources, la relation entre luminosité infrarouge lointain et luminosité CO est fortement non linéaire comme le présente la figure 4.1 droite. Ainsi, pour les sources locales, le taux de formation stellaire est relié au gaz moléculaire dense, tracé par HCN plutôt qu'au gaz moléculaire total tracé par CO. La dispersion des sources des échantillons de GS et SDR est ici plus importante que celle présentée dans leurs articles respectifs car la luminosité infrarouge lointain est ici calculée en ajustant une température à la distribution spectrale d'énergie de chaque source, plutôt qu'en utilisant seulement les flux IRAS à 60 et 100 μm et une température fixe.

Les sources à grand décalage spectral suivent bien les tendances présentées par les sources locales. Ainsi, la non-linéarité de la relation $L_{\text{FIR}}-L'_{\text{CO}}$ est renforcée aux grandes luminosités et les sources à grand décalage spectral sont comprises dans la dispersion de la relation linéaire $L_{\text{FIR}}-L'_{\text{HCN}}$. Il faut noter que les incertitudes sur les luminosités infrarouge lointain sont sous-estimées car lors des ajustements l'indice spectral est fixé pour estimer l'incertitude sur la luminosité infrarouge lointain. De plus, dans le cas des quasars, l'utilisation d'un modèle à une composante de poussière a tendance à légèrement sur-estimer T_{dust} et donc L_{FIR} (voir part. I chap. 2). L'ajout d'une deuxième composante de poussière chaude, préférentiellement chauffée directement par l'AGN, permet donc de diminuer la température des poussières dominant l'infrarouge lointain, et un meilleur accord de la relation $L_{\text{FIR}}-L'_{\text{HCN}}$ pour les sources à grand décalage spectral. Si la corrélation $L_{\text{FIR}}-L'_{\text{HCN}}$ est suivie par les sources à grand décalage spectral, on ne peut donc pas exclure une contribution de poussière chaude dans la luminosité infrarouge lointain.

Cependant, la corrélation $L_{\text{FIR}}-L_{1.4\text{GHz}}$, discutée au chapitre 2 de la partie I, semble montrer que la composante de poussière dominant l'infrarouge lointain est bien chauffée par la formation stellaire et non directement par l'AGN, ce qui semble indiquer que la corrélation $L_{\text{FIR}}-L'_{\text{HCN}}$ ne soit pas suivie aux grandes luminosités, au moins pour les quasars, dont l'efficacité de formation stellaire serait alors plus importante que les sources locales. Cet effet est encore plus marqué sur la figure 4.2 qui présente le rapport $L_{\text{FIR}}/L'_{\text{CO}}$, l'efficacité de formation stellaire, en fonction du rapport $L'_{\text{HCN}}/L'_{\text{CO}}$, proportionnel à la fraction de gaz dense. Cette figure est indépendante d'un possible effet de distance ou de taille de la source. Ainsi, les sources à grand décalage spectral semblent suivre la relation déterminée pour les sources locales par GS. Cette similitude est, ici aussi, renforcée si les luminosités infrarouge lointain sont calculées en tenant compte, arbitrairement, de la différence de température entre la composante tiède et la composante unique dans l'ajustement des SEDs des sources à grand décalage spectral.

Masse de gaz dense

A l'aide de modèle LVG, GS ont montré que pour une température cinétique de 20 – 50 K et une température de brillance de la raie HCN ($1 \rightarrow 0$) de $T_b > 15$ K, le rapport entre la densité de colonne de gaz moléculaire dense et l'intensité intégrée de la raie de HCN ($1 \rightarrow 0$) était de $N(\text{H}_2)/I_{\text{HCN}} \lesssim 1.3 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}/(\text{K km s}^{-1})$ ou que la masse de gaz moléculaire dense ($n(\text{H}_2) > 3 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$) était $M_{\text{dense}}(\text{H}_2) \lesssim 15L_{\text{HCN}} M_{\odot}/(\text{K km s}^{-1} \text{ pc}^2)$. On peut ainsi estimer la masse de gaz moléculaire dense à partir de la luminosité de la raie HCN ($1 \rightarrow 0$). Toutefois, dans le cas des ULIRGs ou des sources à grand décalage spectral, ces estimations peuvent

conduire à des sur-estimations car ce rapport varie comme l'inverse de la température de brillance intrinsèque de ces sources qui est plus élevée dans les ULIRGs ou les sources à grand décalage spectral que dans les galaxies normales (Radford et al. 1991). A partir de ces relations, la masse de gaz dense de J1409+5628 est estimée à $5 \times 10^{10} M_{\odot}$.

4.1.3 Conclusions

Les observations du gaz dense via les transitions de HCN mettent en avant la difficulté de détecter des molécules autres que le monoxyde de carbone dans les sources à grand décalage spectral. Sur les 7 sources pour lesquelles de telles observations existent, 3 ont pu être détectées. Les premiers résultats de cette étude indiquent que les sources à grand décalage spectral se placent le long de la corrélation suivie par les galaxies ULIRGs locales entre le taux de formation stellaire, tracé par la luminosité infrarouge lointain, et la masse de gaz moléculaire dense, tracé par la luminosité HCN. Ceci est d'autant plus marqué si on tient compte d'une possible composante de poussière chaude chauffée directement par l'AGN qui contribuerait à l'émission infrarouge lointain. De nouvelles observations sont donc nécessaires pour discriminer les différents effets rentrant en compte dans cette étude, que ce soit des observations de l'émission continuum des sources à grand décalage spectral, dans leur domaine infrarouge moyen, pour déterminer le niveau de contamination de leur émission infrarouge lointain par la présence de poussières chaudes chauffées directement par le noyau actif, ou de nouvelles observations de l'émission du gaz dense dans d'autres sources à grand décalage spectral.

Bien que délicate avec les instruments actuels, l'observation de molécules autre que le monoxyde de carbone pourrait être effectuée avec la nouvelles générations d'instruments (sub)millimétriques et radio, que ce soit avec l'EVLA, l'extension du VLA, plus sensible et avec des bandes passantes plus larges, ou avec ALMA qui apportera un ordre de grandeur supplémentaire dans la sensibilité des instruments (sub)millimétriques. Il sera alors possible d'étudier l'émission des traceurs du gaz dense comme HCN, CS ou HCO^+ , conjointement avec l'émission continuum de la poussière des sources à grand décalage spectral, notamment des sources beaucoup moins lumineuses que celle étudiées jusqu'à présent, et par conséquent de contraindre les conditions physiques et chimiques dans les objets les plus éloignés ainsi que l'évolution de ces conditions au cours de l'histoire de l'Univers.

A Search for Dense Molecular Gas in High Redshift Infrared-Luminous Galaxies

C. L. Carilli¹, P. Solomon², P. Vanden Bout³, F. Walter¹, Alexandre Beelen⁴, Pierre Cox⁴,
F. Bertoldi⁵, K. M. Menten⁵, Kate G. Isaak⁶, C.J. Chandler¹, A. Omont⁷

¹*National Radio Astronomy Observatory, PO Box O, Socorro, NM 87801, USA*

²*Department of Physics and Astronomy, SUNY at Stony Brook, Stony Brook, NY 11794,
USA*

³*National Radio Astronomy Observatory, 520 Edgemont Road, Charlottesville, VA 22903,
USA*

⁴*Institute d'Astrophysique Spatiale, Université de Paris XI, Orsay F-91405, France*

⁵*Max-Planck Institut für Radioastronomie, Auf dem Hügel 69, Bonn D-53121, Germany*

⁶*School of Physics & Astronomy, University of Wales - Cardiff, Cardiff CF24 3YB, UK*

⁷*Institute d'Astrophysique de Paris, CNRS, & Université, 98 bis bd. Arago, Paris F-75014,
France*

ccarilli@nrao.edu

ABSTRACT

We present a search for HCN emission from four high redshift far infrared (IR) luminous galaxies. Current data and models suggest that these high z IR luminous galaxies represent a major starburst phase in the formation of spheroidal galaxies, although many of the sources also host luminous active galactic nuclei (AGN), such that a contribution to the dust heating by the AGN cannot be precluded. HCN emission is a star formation indicator, tracing dense molecular hydrogen gas within star-forming molecular clouds ($n(\text{H}_2) \sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$). HCN luminosity is linearly correlated with IR luminosity for low redshift galaxies, unlike CO emission which can also trace gas at much lower density. We report a marginal detection of HCN (1-0) emission from the $z = 2.5832$ QSO J1409+5628, with a velocity integrated line luminosity of $L'_{\text{HCN}} = 6.7 \pm 2.2 \times 10^9 \text{ K km s}^{-1} \text{ pc}^2$,

while we obtain 3σ upper limits to the HCN luminosity of the $z = 3.200$ QSO J0751+2716 of $L'_{\text{HCN}} = 1.0 \times 10^9 \text{ K km s}^{-1} \text{ pc}^2$, $L'_{\text{HCN}} = 1.6 \times 10^9 \text{ K km s}^{-1} \text{ pc}^2$ for the $z = 2.565$ starburst galaxy J1401+0252, and $L'_{\text{HCN}} = 1.0 \times 10^{10} \text{ K km s}^{-1} \text{ pc}^2$ for the $z = 6.42$ QSO J1148+5251. We compare the HCN data on these sources, plus three other high- z IR luminous galaxies, to observations of lower redshift star-forming galaxies. The values of the HCN/far-IR luminosity ratios (or limits) for all the high z sources are within the scatter of the relationship between HCN and far-IR emission for low z star-forming galaxies. These observations are consistent with dust heating by a massive starburst in these systems, with two important caveats. First, about half the measurements are strictly upper limits to the HCN luminosities. And second, the IR spectral energy distributions for most of the high z sources are well constrained only on the Rayleigh-Jeans side of the thermal dust peak. We also present a spatially resolved 42 GHz continuum image of the gravitational lens J0751+2716.

Subject headings: molecular lines: galaxies — infrared: galaxies — galaxies: active, starburst, formation, high redshift

1. Introduction

Blind surveys, and targeted observations of known sources (quasi-stellar objects and radio galaxies), with mJy sensitivity at submillimeter (submm) wavelengths have revealed a population of IR luminous galaxies at high redshift, with luminosities $\geq 10^{12} L_{\odot}$, placing them in the category of Ultraluminous Infrared Galaxies (ULIRGs; see reviews by Blain et al. 2003; Sanders & Mirabel 1996). Current models suggest that this population may represent the formation of large spheroidal galaxies at $z > 2$ (Blain et al. 2003). If star formation dominates the dust heating in the high- z systems, then the implied star formation rates (up to $10^3 M_{\odot} \text{ year}^{-1}$) are such that a significant fraction of the stars in a spheroidal galaxy could be formed in 10^8 years. However, in many cases a contribution to the IR luminosity from dust heated by an AGN cannot be precluded (Andreani et al. 2003).

An important observation in this regard has been the detection of giant reservoirs of molecular gas via CO emission lines, with gas masses $\geq 10^{10} M_{\odot}$, providing the requisite material for star formation (Carilli et al. 2004a). However, CO can be excited at relatively low densities – with a critical density for excitation of only $n(\text{H}_2) \sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$ for the lower J transitions, where J is the angular momentum quantum number. Hence it is a good tracer of the total molecular gas content of galaxies, but it is a relatively poor tracer of the denser gas directly involved in massive star formation. This fact is accentuated by the non-

linear relation between IR luminosity and CO luminosity in star-forming galaxies, with IR luminosity increasing as CO luminosity roughly to the power 1.7 (Gao & Solomon 2004a,b). The non-linear increase in IR luminosity with increasing CO luminosity has been interpreted as an increase in the star formation efficiency, defined as the ratio of star formation rate to total gas mass, with increasing star formation rate (Solomon et al. 1992; Gao & Solomon 2004b).

Local ($z < 0.3$) ULIRGs show strong HCN emission (Solomon, Downes, & Radford 1992; Gao & Solomon 2004a). HCN emission traces much denser gas (critical density for excitation of the lower order transitions $n(\text{H}_2) \sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$; Evans 1999) than CO emission due to a higher dipole moment. In the Milky Way, very strong HCN emission is found in molecular cloud cores, the sites of star formation, and not in the more massive but less dense cloud envelopes (Helfer & Blitz 1997). Strong HCN emission is therefore an indicator of active star formation. This fact has been demonstrated for external galaxies by the tight, linear correlation between IR and HCN luminosity for star-forming galaxies over a wide range of IR luminosity (10^9 to $10^{12} L_{\odot}$; Gao & Solomon 2004a,b). For the most luminous infrared galaxies the HCN line luminosities range from 1/4 to 1/10 that of the CO luminosity, as compared with ordinary spiral galaxies where the ratio is typically 1/25 to 1/40. The fact that the ratio of IR luminosity to HCN luminosity is the same in ULIRGs as in lower luminosity galaxies suggests that ULIRGs, like the lower luminosity galaxies, are primarily powered by star formation, and that the HCN luminosity is a good measure of the mass of actively star-forming cloud cores (Gao & Solomon 2004b). In essence, the star formation which is responsible for the IR emission has a rate that is linearly proportional to the mass of dense (ie. HCN-emitting) molecular gas, but not to the total molecular gas, as traced by CO.

The potential of HCN observations as a star formation diagnostic at high redshift was demonstrated recently with the detection of HCN (1-0) emission from the Cloverleaf quasar at $z = 2.6$ (H1413+117) using the Very Large Array (VLA) (Solomon et al. 2003). These observations have proven instrumental in the physical interpretation of the starburst-AGN connection in this system (section 5). More recently, HCN (1-0) emission has been detected from IRAS F10214+4724 using the Green Bank Telescope (Vanden Bout, Solomon, & Madalena 2004), which may also be an AGN-starburst system. The starburst-AGN connection has taken on new importance with the discovery of the black hole mass – bulge mass relation, suggesting a “causal connection between the formation and evolution of the black hole and the bulge” (Gebhardt et al. 2000).

In this paper we present a search for HCN emission from four high redshift galaxies using the VLA. The sensitivity of these observations is such that we could detect the sources

at the level seen for low z galaxies, given their IR luminosities. We combine these results with three sources from the literature, and discuss the relationship between HCN and IR luminosity for high z ULIRGs, and possible consequences for star formation. We assume a standard concordance cosmology throughout, with $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_M = 0.3$, and $\Omega_\Lambda = 0.7$.

2. Sources

The four sources were selected for high IR luminosity ($L_{\text{IR}} > 10^{12} L_\odot$), strong CO emission, and therefore a precise redshift determination which allows for study of HCN lines with the VLA, with the obvious requirement that the HCN lines redshift into one of the VLA receiver bands. Three were originally discovered as optical or radio quasars, while the fourth is a submm-selected galaxy, with no evidence for an AGN. In the analysis below we also include three recent high redshift HCN detections from the literature: IRAS 10214+4724 at $z = 2.286$ (Solomon & Vanden Bout 2004), BR 1202+0725 at $z = 4.694$ (Isaak et al. 2004), and H1413+117 (the ‘cloverleaf’) at $z = 2.558$ (Solomon et al. 2003). All three of the sources are characterized by strong thermal IR emission, and show evidence for an AGN in their optical spectra.

A key point in our analysis is the derivation of the far-IR luminosities. Most of the values quoted herein (Table 2) were recently computed by Beelen et al. (2004, in prep) using single temperature grey body models fit to all the current photometric measurements. For most of the sources the observational data are limited to the Rayleigh-Jeans side of the spectral energy distribution (SED), with only marginal sampling of the thermal dust peak (Benford et al. 1999, Priddey & McMahon 2001, Beelen et al. 2004, in prep). Hence, the dust temperatures are poorly constrained. The mean source SED of high- z sources in the Beelen et al. analysis has $T_{\text{dust}} \sim 50 \text{ K}$ and a dust emissivity index of $\beta \sim 1.6$, characteristic of ULIRGs at low redshift (Sanders & Mirabel 1996). However, for most of the sources the poor sampling of the dust emission peak implies that we cannot rule out a lower mass, but higher temperature dust component ($\geq 100 \text{ K}$) which would dominate in the (rest-frame) mid-IR (~ 10 to $40 \mu\text{m}$), perhaps heated by an AGN. This hot mid-IR component could dominate the total IR emission (ie. integrated from 1 to $1000 \mu\text{m}$), but contribute only a fraction of ($< 30\%$) to the far-IR luminosity (~ 40 to $120 \mu\text{m}$). For this analysis we have derived the luminosity by integrating over a modified black body fitted to the rest-frame far-IR SEDs of each object, and we set a value $\beta = 1.5$ when not enough photometric data points are available to fit both β and T . The one notable exception from the literature is the Cloverleaf quasar (H1413+117), for which the IR SED is well sampled in frequency (Weiss

et al. 2003). We discuss this issue in more detail in section 5.

MG 0751+2716: This is a strongly lensed (magnification factor 17), radio-loud QSO at $z = 3.200$ with complex structure in the image plane on a scale of $1''$ (Lehar et al 1997; Barvainis et al. 2002). It is a IR luminous galaxy, with an (apparent) IR luminosity of $2 \times 10^{13} L_{\odot}$, and shows strong CO emission, with a velocity integrated CO (4-3) flux of 6.0 Jy km s^{-1} (Barvainis et al. 2002). The radio source shows a falling spectrum, with a flux density at 15 GHz of 48 mJy and a spectral index between 8 and 15 GHz of $\alpha = -1.2$ (Lehar et al. 1997).

J1148+5251: The source SDSS J1148+5251 is the most distant QSO known, at $z = 6.42$ (Fan et al. 2003). Thermal emission from warm dust was detected from J1148+5251 at (sub)mm wavelengths (Bertoldi et al. 2003b; Robson et al. 2004; Beelen et al. 2004, in prep), with an implied rest frame IR luminosity of $2.7 \times 10^{13} L_{\odot}$. Multiple transitions of CO emission have been detected from this galaxy, with a velocity integrated CO (6-5) flux of $0.73 \text{ Jy km s}^{-1}$ (Bertoldi et al. 2003b; Walter et al. 2003). Non-thermal radio continuum emission has also been detected at 1.4 GHz from 1148+5251, with a flux density of $55 \pm 12 \mu\text{Jy}$, consistent with the radio-IR correlation for star-forming galaxies (Carilli et al. 2004b). There is no evidence for strong gravitational lensing (i.e., multiple imaging) of this source in high resolution optical and radio images (Carilli et al. 2004b).

SMM 1401+0252: SMM 1401+0252 at $z = 2.565$ was detected in the submm survey of cluster fields of Ivison et al. (2001), with an apparent IR luminosity of $7.5 \times 10^{12} L_{\odot}$, and multiple CO transitions have been detected from this galaxy (Frayser et al. 1999; Downes & Solomon 2003). The source is gravitationally lensed by a foreground cluster, and perhaps by a galaxy along the line of sight. Swinbank et al. (2004) estimate a magnification factor for the CO of 5, and Downes & Solomon (2003) derive a limit to the CO source size $< 2''$. Optical spectra are consistent with a star-forming galaxy, showing no evidence for an AGN (Ivison et al. 2000). The source is detected at 1.4 GHz with a flux density consistent with the radio-IR correlation for star-forming galaxies (Ivison et al. 2001).

J1409+5628: This optically selected QSO at $z = 2.5832$ is the most luminous IR source in the sample of $z = 2$ to 3 QSOs of Omont et al. (2003), with $L_{IR} = 3.3 \times 10^{13} L_{\odot}$. It also shows strong CO emission, with a velocity integrated CO (3-2) flux of 2.3 Jy km s^{-1} (Beelen et al. 2004; Hainline et al. 2004). VLA observations show an unresolved 1 mJy source at 1.4 GHz with a spectral index between 1.4 and 5 GHz of -0.75 , consistent with the radio-IR correlation for star-forming galaxies (Petric et al. 2004). High resolution imaging with the VLBA shows a resolved radio source with an intrinsic brightness temperature (at 8 GHz) of 10^5 K , again consistent with a star-forming galaxy (Beelen et al. 2004). There is no evidence for strong gravitational lensing of J1409+5628.

3. Observations

Three of the sources were observed in the C configuration of the VLA (maximum baseline length 3 km), while J1148+5251 was observed in the D configuration (maximum baseline 1 km). The observational parameters are given in Table 1. Each observing day entailed between 6 and 8 hours on-source time. Amplitude calibration was performed using 3C286, while fast switching phase calibration was employed on timescales of 3 minutes, as well as dynamic scheduling to ensure good weather. On all days the phase stability was excellent.

For two of the sources the HCN (1-0) transition was observed in the 22 GHz band of the VLA using spectral line mode with two polarizations, 7 spectral channels per polarization, and 6.25 MHz per channel ($= 78 \text{ km s}^{-1}$). Based on the CO redshifts, the expected line centers for J1409+5628 and SMM 1401+0252 are 24.7354 and 24.8617 GHz, respectively. Due to VLA tuning restrictions with a 50 MHz bandpass, we centered the observations at the closest allowed frequencies of 24.7351 and 24.8649 GHz. For J1409+5628 each day also included one hour in standard continuum mode at 22 GHz to obtain a sensitive limit on the continuum emission.

For MG 0751+2716 we observed the HCN (2-1) transition in the 43 GHz band using continuum mode with two IFs of two polarizations and 50 MHz bandwidth each ($\sim 350 \text{ km s}^{-1}$). The continuum mode was selected due to severe spectral restrictions in the VLA correlator when observing with a 50 MHz bandwidth. The mode chosen optimizes sensitivity to a line of width $\sim 300 \text{ km s}^{-1}$, but sacrifices spectral resolution. Based on the CO redshift, the expected line center is 42.208 GHz, but again, due to VLA tuning restrictions we centered the line IF at the closest allowed frequency of 42.215 GHz. The off-line IF was sequentially tuned $\pm 150 \text{ MHz}$ above and below the line frequency to obtain a high quality image of the continuum source.

For the highest redshift source, J1148+5251, we used two IFs to observe simultaneously the HCN (2-1) transition at 23.8929 GHz and the HCO⁺ (2-1) transition at 24.0430 GHz. Each IF had two polarizations and seven spectral channels with a channel width of 3.125 MHz ($= 39 \text{ km s}^{-1}$). HCO⁺ is also a dense gas indicator, with a critical density for excitation similar to HCN (Evans 1999).

4. Results

J1409+5628: This source is marginally detected in the radio continuum at 22.5 GHz with $S_{22} = 67 \pm 23 \mu\text{Jy}$. The implied spectral index between 1.4 and 22.5 GHz is -1.0 ± 0.13 , consistent with the spectral index measured between 1.4 and 5 GHz (Petric et al. 2004).

The CLEAN components from the continuum image were subtracted from the line data, and the resulting HCN (1-0) spectrum is shown in Figure 1. Zero velocity corresponds to the CO heliocentric redshift. The spectrum shows a possible detection of HCN emission in at least two channels. The contour image of the average of these two channels is shown in Figure 2. Gaussian fitting to the line profile results in a peak of $82 \pm 30 \mu\text{Jy}$, a FWHM = $177 \pm 80 \text{ km s}^{-1}$, and a central velocity of $-43 \pm 30 \text{ km s}^{-1}$ relative to the CO redshift. Overall, we feel this is a marginal detection of HCN emission from J1409+5628, and given possible uncertainties in the continuum subtraction, and the relatively low signal-to-noise ratio per channel, we do not consider the low FWHM (for comparison, the FWHM of the CO (3-2) line = 311 km s^{-1} ; Beelen et al. 2004), or the velocity offset, relative to the CO line to be significant. We calculate the HCN velocity integrated line luminosity in $\text{K km s}^{-1} \text{ pc}^2$ using equation 1 from Solomon, Radford, & Downes (1992), and using the nominal values from the Gaussian fitting to the line profile. The HCN line luminosity is listed in column 5 of Table 2.

MG 0751+2716: The radio continuum image of MG 0751+2716 is shown in Figure 3. The continuum image shows the multiple structure expected for this complex lensed source (Lehar et al. 1997), with a total flux density of 13.2 mJy, consistent with a spectral index of -1.2 extending from 8 GHz to 42 GHz. The line image (after continuum subtraction) shows no emission with an rms level of 0.1 mJy. We have also convolved the image to $2''$ resolution to search for extended emission (recall that the source has structure due to gravitational lensing on a scale of $\sim 1''$), and no emission is seen to an rms level of 0.3 mJy. We calculate an upper limit to the HCN line luminosity (Table 2) assuming an upper limit of 0.3 mJy for a channel width of 350 km s^{-1} .

SMM 1401+0252: No emission is seen from this source with an rms per channel of $44 \mu\text{Jy}$. Averaging over all channels sets a 3σ limit to the continuum emission of $50 \mu\text{Jy}$. The CO line FWHM is 200 km s^{-1} . Averaging over the three central channels of the HCN spectrum ($= 234 \text{ km s}^{-1}$) leads to a 3σ limit of $76 \mu\text{Jy}$, with an implied HCN line luminosity as given in Table 2.

J1148+5251: No HCN or HCO+ line emission is detected from J1148+5251, with an rms per 39 km s^{-1} channel of $70 \mu\text{Jy}$. Summing over the band (273 km s^{-1}) gives a 3σ limit to the integrated HCN or HCO+ line emission of $90 \mu\text{Jy}$, or a limit to the line luminosity as given in Table 2. Summing both the HCN and HCO+ data gives a 3σ upper limit to the continuum emission at 24 GHz of $70 \mu\text{Jy}$.

Two continuum sources are detected in the field of J1148+5251, located about $1'$ north-east and southwest of the QSO, with flux densities of 4.9 and 4.1 mJy at 24 GHz. These sources have been detected previously at 1.4 GHz, and have been discussed at length in

Carilli et al. (2004b), with the SW source corresponding to the core of a radio galaxy at $z = 0.05$, and the NE source having a point source optical counterpart of unknown redshift.

5. Discussion

We summarize the HCN results for these four high redshift IR luminous galaxies in Table 2, along with results for three other high redshift sources from the literature (Solomon et al. 2003; Isaak et al. 2004; Solomon & Vanden Bout 2004). We assume constant brightness temperature when extrapolating from higher order transitions to the 1–0 transition, ie. L' is independent of transition. Multiple transition CO emission line studies of a few high z sources, including BR 1202+0725 in Table 2, show that this is a reasonable assumption, at least up CO(4–3) (Carilli et al. 2002). Whether this is also true for the HCN(2–1) to HCN(1–0) transitions remains to be verified. Column 7 gives the gravitational lens magnification factor used to correct to intrinsic luminosity.

Figure 4 shows the relationship between far-IR luminosity and HCN line luminosity for the seven sources in Table 2, plus the local galaxy samples ($z < 0.1$) of Gao & Solomon (2004a) and Solomon, Downes, & Radford (1992). For the Gao & Solomon (2004a) sample, we re-derived the far-IR luminosities of the sources using the flux densities listed in the revised IRAS bright galaxy catalog and again integrating over a modified black body fitted to the rest-frame far-infrared SEDs of each object. The solid line shows the relationship between the far-IR and HCN luminosity of the Gao & Solomon (2004a) and Solomon, Downes, & Radford (1992) samples: $\log L_{\text{FIR}} = 1.09 \log L_{\text{HCN}} + 2.0$. The fact that the power-law index is close to unity (1.09 ± 0.02) implies a nearly linear relationship between FIR and HCN luminosity for the low z galaxy sample. Overall, the high z sources fall within the scatter of the low z source relationship, although four of the cases are strictly HCN upper limits. Thus far, the data are consistent with the hypothesis that the same dust heating mechanism operates in both low and high z sources, and in the case of the low z sources this mechanism has been shown to be star formation (Gao & Solomon 2004b).

As an example, consider J1409+5628. A rough estimate of the dense gas mass can be derived from the relation $M_{\text{dense}} = \alpha_{\text{HCN}} L'_{\text{HCN}}$, where $\alpha_{\text{HCN}} \sim 7 \text{ M}_{\odot} (\text{K km s}^{-1} \text{ pc}^2)^{-1}$ assuming the gas is warm ($\sim 50\text{K}$; Gao & Solomon 2004b), leading to a dense gas mass of $5 \times 10^{10} \text{ M}_{\odot}$. Beelen et al. (2004) estimate a (total) star formation rate for the J1409+5628 galaxy of $\sim 5000 \text{ M}_{\odot} \text{ year}^{-1}$ from the far-IR and radio continuum luminosities. Hence, the dense gas depletion timescale is of order 10^7 years. The implication is that the starburst in J1409+5628 is relatively short-lived, unless the dense gas can be re-supplied on timescales $\leq 10^7$ years.

However, we should emphasize that all the high z sources (including the upper limits) in Figure 4 fall on the low side of the relation set by the low z samples in terms of their HCN luminosity. This trend may imply some contribution to dust heating by another source, such as an AGN, or a possible breakdown in the low z relationship between HCN and IR luminosities at the highest luminosities (or at high redshift). Clearly a larger sample of high z IR luminous galaxies with sensitive HCN observations are required to test these possibilities.

For the high z sources, the one case in Table 2 for which the rest frame IR SED is well sampled across the dust peak is the Cloverleaf quasar (H1413+117 in Table 2; Weiss et al. 2003). Weiss et al. (2003) find the IR emission can be decomposed into a warm component (115 K) that dominates the mid-IR emission, and a cooler component (50 K) that dominates the far-IR emission. The cool component also dominates the dust mass. In their study of the HCN emission from the Cloverleaf, Solomon et al. (2003) show that the HCN/IR ratio for the cool component follows the low z star-forming galaxy relation, and from this they propose that 22% of the total IR luminosity (corresponding to the cooler component) results from dust heated by star formation, while the hotter component is dust heated by the AGN. In Figure 4 we have only included the cool component in the IR luminosity for the Cloverleaf. It is possible that some of the other sources in Table 2, in particular those harboring known AGN, have similar hot dust components. Future sensitive observations at higher frequencies (> 350 GHz and above) are required to test this hypothesis.

The observations presented herein highlight the difficulty in detecting thermal molecular transitions other than CO from high redshift IR luminous galaxies with current instruments. The improved spectral capabilities of the Expanded Very Large Array, and the wider total redshift range covered by the receivers¹, will help in terms of detecting low order transitions redshifted to centimeter wavelengths, although the nominal line sensitivity of the array at these frequencies will improve by at most a factor two relative to the current system at 20 to 50 GHz. The Atacama Large Millimeter Array (ALMA)², will improve the sensitivity in the millimeter regime by more than an order of magnitude relative to current instruments. However, ALMA will be restricted to studying the higher order transitions (3-2 and higher for $z > 2$) of the most common tracers such as HCN and HCO⁺. These transitions may be sub-thermally excited, as is seen for HCN(J=4-3) in the Cloverleaf (Guélin, et al. 2004, in prep; Solomon et al. 2003), due to the very high critical densities for excitation of the higher levels ($n(\text{H}_2) \sim 10^7 \text{ cm}^{-3}$; Evans 1999).

¹<http://www.aoc.nrao.edu/evla/>

²<http://www.alma.nrao.edu/>

The National Radio Astronomy Observatory is operated by Associated Universities Inc., under cooperative agreement with the National Science Foundation. The authors thank the referee for a careful review of this paper.

REFERENCES

- Andreani, P., Cristiani, S., Grazian, A., LaFranca, F., Goldschmidt, P. 2003, *A& A*, 401, 389
- Barvainis, R., Alloin, D., & Bremer, M. 2002; *A&A*, 385, 399
- Beelen, A., Cox, P., Pety, J. et al. 2004, *A& A*, 423, 441
- Benford, D., Cox, P., Omont, A., Phillips, T.G., McMahon, R.G. 1999, *ApJ*, 518, L65
- Bertoldi, F., Carilli, C. L., Cox, P. et al. 2003a, *A& A*, 406, L55
- Bertoldi, F., Cox, P., Neri, R. et al. 2003b, *A& A*, 409, L47
- Blain, A., Smail, I., Ivison, R., Kneib, J.-P., Frayer, D. 2002, *Phys. Reports*, 369, 111
- Carilli, C. L. et al. 2004a, in *Multiwavelength AGN Surveys*, eds. R. Mujica & R. Maiolino (World Scientific, River Edge NJ), in press (astro-ph/0402573)
- Carilli, C.L., Walter, F., Bertoldi, F., et al. 2004b, *AJ*, in press (astro-ph/0406279)
- Carilli, C.L., Kohno, K., Kawabe, R. et al. 2002, *AJ*, 123, 1838
- Downes, D. & Solomon, P. M. 2003, *ApJ*, 582, 37
- Downes, D. & Solomon, P. 1998, *ApJ*, 507, 615
- Evans, N. 1999, *ARAA*, 37, 311
- Fan, X., Strauss, M. A., Schneider, D. P., et al. 2003, *AJ*, 125, 1649
- Frayser, D. et al. 1999, *ApJ*, 514, L13
- Gao, Y. & Solomon, P. M. 2004a, *ApJS*, 152, 63
- Gao, Y. & Solomon, P. M. 2004b, *ApJ*, 606, 271
- Gao, Y. & Solomon, P. M. 1999, *ApJ*, 512, L99

- Gebhardt, K., Kormendy, J., Ho, L. et al, 2000, ApJ, 539, L13
- Hainline, L., Scoville, N., Yun, M.S., Hawkins, D., Frayer, D., Isaak, K. 2004, ApJ, 609, 61
- Helfer, T. & Blitz L., 1997, ApJ 478, 233
- Isaak, K., Chandler, C., & Carilli, C. 2004, MNRAS, 348, 1035
- Ivison, R., Smail, I., Frayer, D., Kneib, J.-P., Blain, A. 2001, ApJ, 561, L45
- Ivison, R., Smail, I., Barger, A., et al. 2000, MNRAS, 315, 209
- Lehar, J., Burke, B., Conner, S. et al. 1997, AJ, 114, 48
- Omont, A. Beelen, A., Bertoldi, F. et al. 2003, A&A, 398, 857
- Petric, A., Carilli, C., Bertoldi, F. et al. 2004, AJ, 126, 15
- Priddey, R.S. & McMahon, R.G. 2001, MNRAS, 324, L17
- Robson, I., Priddey, R., Isaak, K., McMahon, R. 2004, MNRAS, 351, L29
- Sanders, D.B., & Mirabel I.F. 1996, ARAA, 34, 749
- Solomon, P.M. & Vanden Bout, P. 2004, ApJ, submitted
- Solomon, P.M., Vanden Bout, P., Carilli, C., Guelin, M. 2003, Nature, 426, 636
- Solomon, P.M., Downes, D., Radford, S.J. 1992, ApJ, 387, L55
- Solomon, P.M., Radford, S.J., Downes, D. 1992, Nature, 356, 318
- Swinbank, A.M., Smail, I., Chapman, S., Blain, A., Ivison, R., & Keel, W. 2004, ApJ in press
- Walter, F., Bertoldi, F., Carilli, C.L., et al. 2003, Nature, 424, 406
- Weiss, A., Henkel, C., Downes, D., Walter, F. 2003, A& A, 409, L41
- Vanden Bout, P., Solomon, P., Maddalena, R. 2004, ApJ, submitted

Table 1. Observational Parameters

Source	Date	Transition	Rest Freq.	Obs. Freq.	FWHM	rms	Chan. Width	Bandwidth
			GHz	GHz	arcsec	μ Jy	km s ⁻¹	MHz
MG 0751+2716	April 16, 18, 2004	HCN(2-1)	177.261	42.215	0.6	100	350	3x50
J1148+5251	June 21, 26, 2004	HCN(2-1)	177.261	23.892	3.5	60	39	25
J1148+5251	June 21, 26, 2004	HCO ⁺ (2-1)	178.375	24.043	3.5	60	39	25
SMM 1401+0252	March 21, 26, 2004	HCN(1-0)	88.632	24.865	1.0	44	78	50
J1409+5628	April 16, 18, 28, 2004	HCN(1-0)	88.632	24.735	1.1	40	78	50

Table 2. HCN observations of high z infrared-luminous galaxies

Source	Type	z^a	$L_{\text{FIR}}^{b,c}$	L_{HCN}^d	L_{CO}^e	Mag ^f	References: CO; HCN
			10 ¹² L _⊙	10 ⁹ K km s ⁻¹ pc ²			
MG 0751+2716	QSO	3.200	1.2	< 1.0	9.7	17	Barvainis et al. 2002; This paper
IRAS F10214+4724	AGN	2.286	4.0	1.3 ± 0.3	9.1	13	Solomon et al. 1992; Solomon & Vanden Bout 2004
J1148+5251	QSO	6.419	27	< 10	27	1	Walter et al. 2003; This paper
BR 1202+0725	QSO	4.693	60	< 49	89	1	Carilli et al. 2002; Isaak et al. 2004
SMM 1401+0252	Gal	2.565	1.5	< 1.6	19	5	Ivison et al. 2001; This paper
J1409+5628	QSO	2.583	33	6.7 ± 2.2	82	1	Beelen et al. 2004; This paper
H1413+117	QSO	2.558	6.2	3.2 ± 0.5	46	11	Weiss et al. 2004; Solomon et al. 2003

Note. — ^aThe redshift derived from the CO emission.

^bThe intrinsic far-IR luminosities derived as discussed in section 2.

^cAll the line and continuum luminosities in this Table have been corrected for gravitational magnification (column 7).

^dThe velocity integrated HCN (1-0) line luminosity (or 3 σ upper limits).

^eThe velocity integrated CO (1-0) line luminosity (or 3 σ upper limits).

^fThe gravitational lens magnification factor.

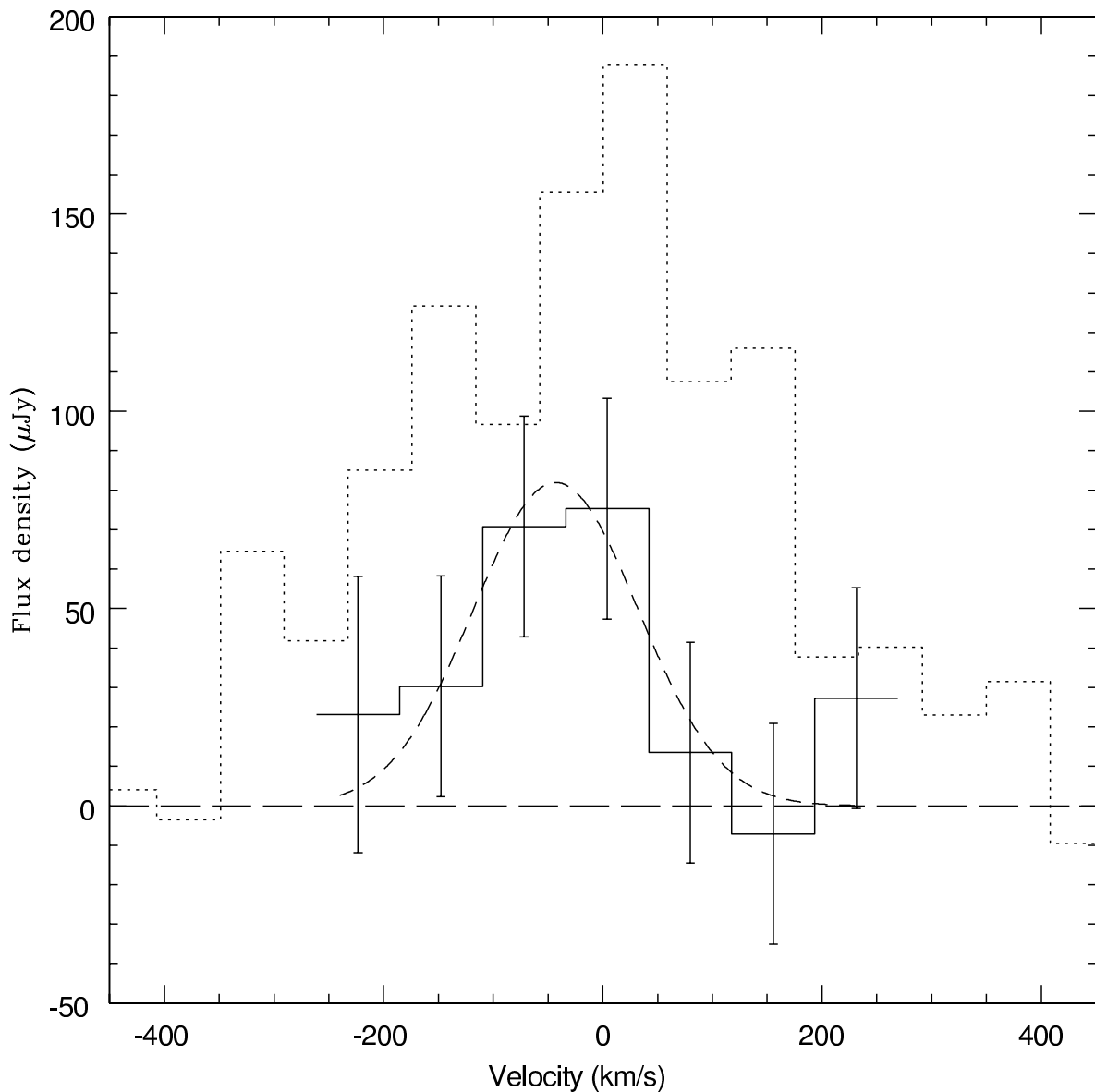


Fig. 1.— VLA spectrum of HCN (1-0) emission from J1409+5628 (solid line plus points with error bars), with continuum subtracted as described in section 4. Zero velocity corresponds to the CO (3-2) redshift of $z = 2.5832$. This spectrum has been hanning smoothed, such that each channel is not independent. The rms per hanning smoothed channel is $28 \mu\text{Jy}$. The dashed line shows a Gaussian fit to the data with parameters given in section 4. The dotted line shows the CO (3-2) spectrum from Beelen et al. (2004), scaled by a factor $1/40$.

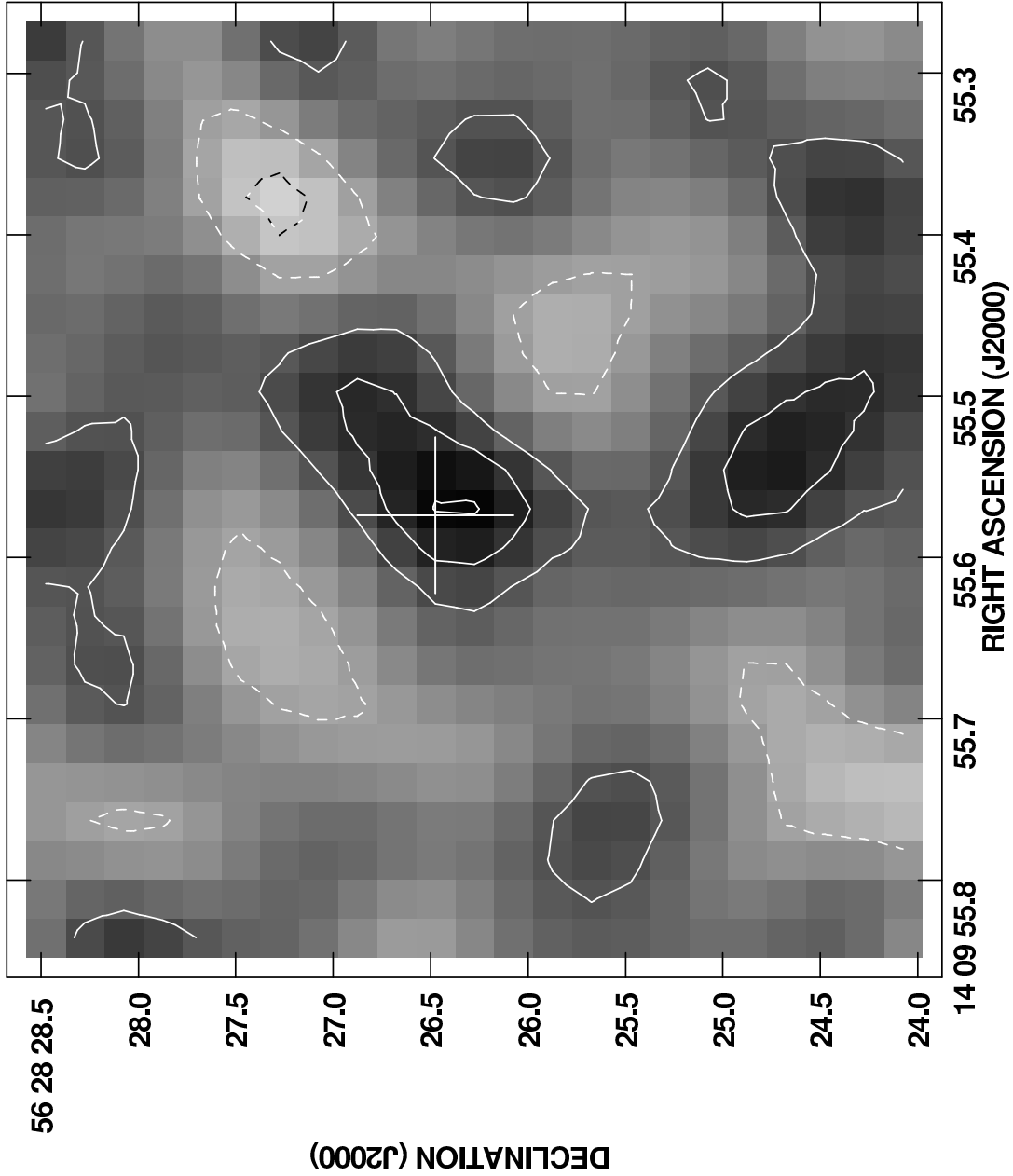


Fig. 2.— VLA image (contours and greyscale) of the average of the two peak channels containing possible HCN emission from J1409+5628 (see Figure 1). The contour levels are -64, -32, 32, 64, 96 $\mu\text{Jy beam}^{-1}$ and the resolution FWHM = 1.1". Negative contours are dashed. The radio QSO position is indicated by a cross. The rms noise on this image is 28 $\mu\text{Jy beam}^{-1}$.

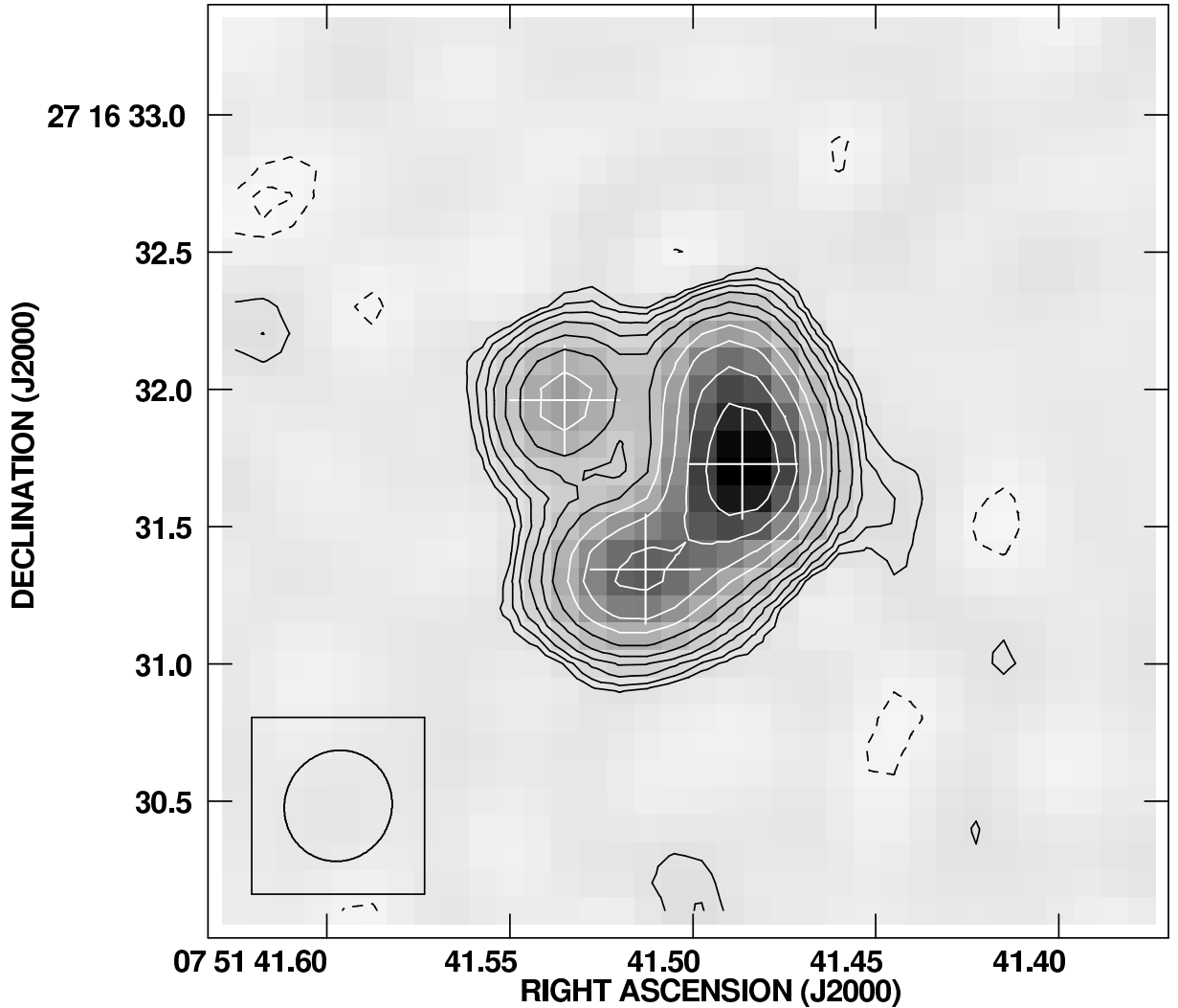


Fig. 3.— VLA image (contours and greyscale) of the radio continuum emission from the $z = 3.200$ gravitationally lensed QSO MG 0751+2716 at 42.2 GHz. The contour levels are a geometric progress in $\sqrt{2}$, such that two contours corresponds to a change in surface brightness by a factor two, starting at $0.17 \text{ mJy beam}^{-1}$. The FWHM = $0.60''$. The crosses indicate the local peak surface brightness positions for the three main lensed radio components.

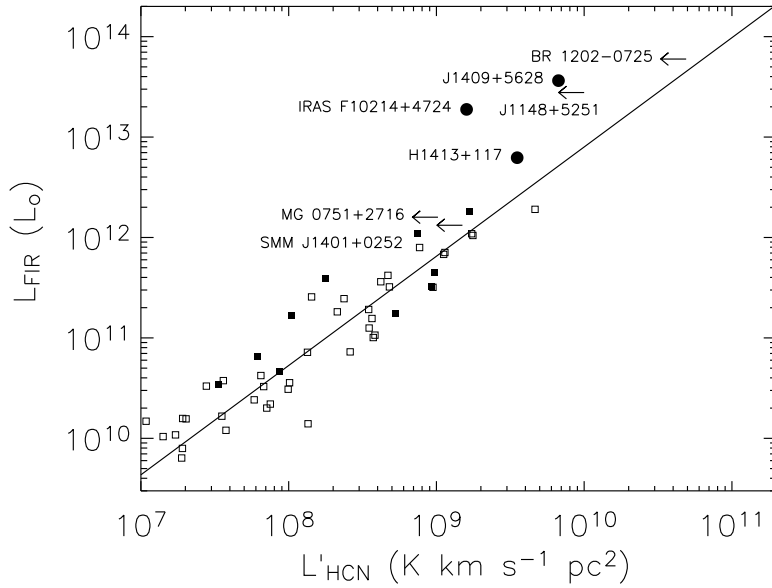


Fig. 4.— A comparison of velocity integrated HCN line luminosity with far-IR luminosity for a sample of low z galaxies (open squares from Gao & Solomon 2004a; filled squares from Solomon, Downes, & Radford (1992)), and for the high z ULIRGs in Table 2 (filled circles for detections, or arrows indicating 3σ upper limits). All are corrected for gravitational magnification as per Table 2. For the Gao & Salomon (2004a) sample, we re-derived the far-IR luminosities of the sources using the flux densities listed in the revised IRAS bright galaxy catalog and integrating over a modified black body fitted to the rest-frame far-IR SEDs of each object. The solid line is the relationship defined by the low z galaxies, corresponding to: $\log L_{\text{FIR}} = 1.09 \log L_{\text{HCN}} + 2.0$.

4.2 Gaz atomique dans Pss 2322+1944

Avec les récentes détections des raies rotationnelles du monoxyde de carbone dans de nombreuses sources à grand décalage spectral, il est désormais possible d'étudier les conditions physiques du milieu interstellaire à des époques très reculées. Il n'existe cependant que peu de sources ayant de multiples détections raies de CO, permettant de contraindre des quantités comme la densité ou la masse totale de gaz. La détection d'autre espèces, atomique ou moléculaire, permettrait d'affiner l'étude du milieu interstellaire dans ces objets, en particulier avec le cyanure d'hydrogène, qui permet de sonder le gaz moléculaire dense, ou le carbone atomique dont les raies de structure fine, qui tracent le gaz dense des régions de photodissociation entre le milieu ionisé et moléculaire, sont une source de refroidissement importante du milieu interstellaire.

L'étude du carbone atomique dans les sources à grand décalage spectral a connu ces dernières années un regain d'intérêt. Après la première détection de [C I] ($^3P_1 \rightarrow ^3P_0$) dans le Cloverleaf par Barvainis et al. (1997) et la possible détection dans le quasar F10214 par Brown & vanden Bout (1992a), Weiß et al. (2003) ont publié la détection de la raie ($^3P_2 \rightarrow ^3P_1$) dans le Cloverleaf effectuée avec le PDBI. Dans un papier plus récent, Weiss et al. (2004) rapportent la détection de [C I] dans une galaxie submillimétrique, SMM 14011 à $z = 2.57$ ainsi qu'une nouvelle mesure de [C I] dans F10214 qui ne confirme pas les intensités de Brown & vanden Bout, la raie étant 7 fois plus faible. A ce jour, le carbone atomique n'a donc été détecté que dans trois sources à $z \sim 2.5$. Je présente ici le résultats d'observations ayant permis la détection de l'émission de la raie de structure fine [C I] $^3P_1 \rightarrow ^3P_0$ dans le quasar Pss 2322+1944 à $z = 4.12$, la détection la plus lointaine à ce jour.

4.2.1 Observations et résultats

Les observations ont été effectuées à l'aide de l'interféromètre du plateau de Bure entre juillet 2002 et juin 2004. Le temps d'intégration total correspondant aux données retenues pour cette étude est de 34×6 hours \times antenna. Les observations ont été menées en configuration compacte (D), avec un lobe synthétisé résultant de $6''.85 \times 5''.09$ avec un angle de 73° . La raie [C I] $^3P_1 \rightarrow ^3P_0$ de Pss 2322+1944 est bien détectée (voir fig. 4.3). L'émission est non résolue (Pss 2322+1944 ayant une taille de l'ordre de $1''.5$ - Carilli et al. (2003)), et centrée sur la position optique de la source, centre de phase des observations.

Ce dernier point permet d'extraire le spectre de la partie entière de la moyenne de toutes les visibilités, évitant ainsi les habituels ajustements dans le plan- uv . La figure 4.3 présente la raie [C I] $^3P_1 \rightarrow ^3P_0$ de Pss 2322+1944, à une résolution de 90 km s^{-1} , ainsi que son ajustement par un profil gaussien+continuum. Le flux intégré de la raie est de $I_{\text{C I } ^3P_1 \rightarrow ^3P_0} = 0.81 \pm 0.12 \text{ Jy km s}^{-1}$, et sa position n'est pas significativement différente de celle de la raie de CO ($4 \rightarrow 3$). L'ajustement combiné de la raie et du continuum permet de déduire une densité de flux à 91 GHz de $S_{91\text{GHz}} = 0.31 \pm 0.08 \text{ mJy}$.

La détection du continuum à 91 GHz introduit une contrainte forte sur l'indice spectral des poussières et permet de déterminer précisément la luminosité infrarouge lointain de Pss 2322+1944. Ainsi, un ajustement de sa SED infrarouge lointain mène à une détermination simultanée de la température des poussières de $T_{\text{dust}} = 43 \pm 5 \text{ K}$ et de l'indice spectral $\beta = 1.6 \pm 0.2$, ce qui permet d'estimer sa luminosité infrarouge lointain à $L_{\text{FIR}} = 9 \pm 2 \cdot 10^{12} \text{ m}^{-1} L_{\odot}$, où le facteur d'amplification $m = 3.5$ (Carilli et al. 2003). L'incertitude sur L_{FIR} prend ici en compte les incertitudes sur T_{dust} et β .

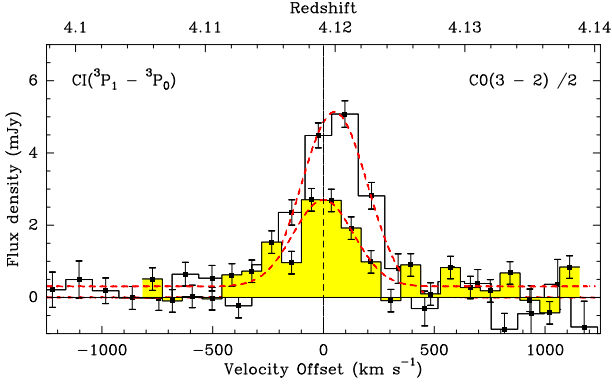


FIG. 4.3 – Raie de [C I] ${}^3P_1 \rightarrow {}^3P_0$ observée dans PSS 2322+1944. L’ajustement par une gaussienne+continuum est présenté en surimpression. La fréquence de référence est de 96.127 GHz. Pour comparaison, le spectre de CO $3 \rightarrow 2$ de PSS 2322+1944 est également présenté.

4.2.2 Discussion

Ces observations permettent de déterminer la masse de carbone neutre, d’estimer l’abondance relative du carbone neutre à l’hydrogène, et d’évaluer les contributions relatives des raies de [C I], [C II], CO, et de la poussière dans les processus de refroidissement du milieu interstellaire dans la galaxie hôte de PSS 2322+1944.

Masse de carbone neutre

Dans le cas du carbone neutre, il n’existe que trois états possibles, $J = 1, 2, 3$, et on peut supposer qu’ils sont tous à l’équilibre thermique local (ETL) puisque dans la plupart des cas, le taux de collisions est bien supérieur à la probabilité d’Einstein d’émission spontanée, A_{ul} . Dans ce cas, la fonction de partitions, Q , est simplement donnée par

$$Q = \sum_n g_n \exp\left(\frac{-E_n}{kT_k}\right), \quad (4.1)$$

où E_n est l’énergie du niveau n , T_k la température cinétique ou, puisque tous les niveaux sont à l’ETL, d’excitation du gaz et g_n est le poids statistique du niveau n , $g_n = 2J+1$. Ainsi, la fonction de partition du carbone neutre s’écrit simplement $Q = 1 + 3 \exp(-T_1/T_k) + 5 \exp(-T_2/T_k)$, où $T_1 = 23.6$ K, et $T_2 = 62.5$ K sont les températures correspondantes aux deux énergies des transitions de structure fine. On peut écrire la population totale, n_{tot} , ou encore, la densité de colonne totale du carbone neutre, $N_{[\text{C I}]}$, comme

$$N_{[\text{C I}]} = \frac{N_n \times Q}{g_n \exp(-E_n/kT_k)}, \quad (4.2)$$

où N_n est la densité de colonne des atomes au niveau n . En observant, par exemple, la raie [C I] (${}^3P_1 \rightarrow {}^3P_0$), la température du lobe principal, intégrée en vitesse sur la raie, $\int T_{\text{mb}} dv$, est donnée par $\int T_{\text{mb}} dv = hc^3 A_{10} N_1 / 8\pi k\nu^2$, où ν est la fréquence centrale de la raie. En utilisant les équations 4.2 et 4.1, on peut alors exprimer la colonne densité de carbone neutre comme

$$N_{[\text{C I}]} = \frac{8\pi k\nu^2}{hc^3 A_{10}} \frac{1 + 3 \exp(-T_1/T_k) + 5 \exp(-T_2/T_k)}{3 \exp(-T_1/T_k)} \int T_{\text{mb}} dv. \quad (4.3)$$

En suivant Solomon et al. (1987), on peut définir la luminosité d’une raie de [C I], $L'_{[\text{C I}]}$, comme le produit de la température de brillance, à l’ETL $T_b = T_{\text{ex}} = T_k$, et de l’aire de la

source, $\pi R^2 = \Omega_S D^2$, où D est la distance à la source. A partir de l'équation 4.3, on obtient alors une relation entre la masse de carbone neutre et la luminosité de la raie

$$M_{[\text{CI}]} = m_{[\text{CI}]} \frac{8\pi k\nu^2}{hc^3 A_{10}} \frac{1 + 3 \exp(-T_1/T_k) + 5 \exp(-T_2/T_k)}{3 \exp(-T_1/T_k)} L'_{[\text{CI}]}, \quad (4.4)$$

où, $m_{[\text{CI}]}$ est la masse de l'atome de carbone.

La détection de la raie de $[\text{CI}] \ ^3P_1 \rightarrow \ ^3P_0$, permet d'estimer la masse de carbone neutre avec l'hypothèse que les deux raies du carbone neutre sont optiquement minces (voir chap. 1). Ainsi, si la température cinétique du carbone neutre est équivalente à la température des poussières, la masse de carbone neutre dans PSS 2322+1944 est estimée à $1.2 \times 10^7 \text{ m}^{-1} M_\odot$. Comparée à la masse de gaz moléculaire totale déduite des observations CO, $M(\text{H}_2) = 7.1 \times 10^{10} \text{ m}^{-1} M_\odot$, le carbone atomique indique une abondance relative de $[\text{CI}]/[\text{H}_2] \sim 3 \times 10^{-5}$, proche de l'abondance solaire et de l'abondance relative maximum trouvée dans les nuages galactiques denses (Frerking et al. 1989).

Refroidissement

Afin d'étudier les contributions relatives du monoxyde de carbone ou du carbone neutre au refroidissement du milieu interstellaire, il est nécessaire d'estimer l'énergie rayonnée par chacune des espèces, i.e d'estimer la contribution de toutes leurs transitions. Pour le carbone neutre, seule la raie $[\text{CI}] \ ^3P_1 \rightarrow \ ^3P_0$ de PSS 2322+1944 a été observée, il faut donc estimer la contribution de la raie $[\text{CI}] \ ^3P_2 \rightarrow \ ^3P_1$. On peut pour cela utiliser les observations effectuées sur le *Cloverleaf*, où un rapport de 2.2 est trouvé entre ces deux raies (Weiß et al. 2003), et comparable à celui estimé pour les ULIRGs tel M82. La luminosité totale du carbone neutre dans PSS 2322+1944 est ainsi estimée à $L_{[\text{CI}]} = 1.0 \times 10^8 \text{ m}^{-1} L_\odot$. Pour le CO il est nécessaire de prendre en compte les raies d'émission les plus lumineuses, ainsi en se basant sur les prédictions du modèle LVG présenté par Carilli et al. (2002), la luminosité totale du CO, jusqu'à la transition $9 \rightarrow 8$, est de $L_{\text{CO}} = 6.9 \times 10^8 \text{ m}^{-1} L_\odot$. Ainsi, le refroidissement dû à CO est près de 7 fois celui du à $[\text{CI}]$ pour PSS 2322+1944, à comparer au rapport de 20 trouvé dans le *Cloverleaf*. Néanmoins, la raie de refroidissement principale du gaz reste la raie de $[\text{CII}]$ à $158 \mu\text{m}$ (Benford et al., in prep). À partir de modèles de régions photo-dissociation, Gerin & Phillips (2000) ont montré que le rapport $[\text{CI}]/\text{FIR}$ pouvait servir de mesure du champ de radiation UV non ionisant dans les galaxies. Ainsi, le rapport $[\text{CI}]/\text{FIR}$ de 3×10^{-6} pour PSS 2322+1944 indique que le champ de radiation UV non ionisant régnant dans sa galaxie hôte doit être plus de 1000 fois supérieur à celui du voisinage solaire, une valeur comparable aux valeurs trouvées pour des galaxies infrarouge locales (Bayet et al. 2004).

4.2.3 Conclusions

La détection de la raie de structure fine $[\text{CI}] \ ^3P_1 \rightarrow \ ^3P_0$ dans PSS 2322+1944 permet de mieux contraindre les conditions physiques du gaz neutre à un décalage spectral de $z = 4.12$. Les observations indiquent que l'abondance du carbone dans PSS 2322+1944, relative à la molécule d'hydrogène, est semblable à celui du voisinage solaire. L'âge de l'univers étant, à $z = 4.12$, que de 1.5 Gyr, l'enrichissement du milieu interstellaire a donc du être très rapide. Comme pour les *ULIRGs* locaux, dans PSS 2322+1944 ou le *Cloverleaf*, la molécule de CO joue, dans le refroidissement du gaz moléculaire, un rôle plus important, par près d'un ordre de grandeur, que le carbone neutre. Enfin, la connaissance du rapport des luminosités CI/FIR permet de contraindre le champ de rayonnement UV non ionisant de la galaxie hôte de ces objets.

L'étude du carbone neutre a donc permis d'effectuer les premières estimations d'abondance et de comparer les importances relatives de CO, [C I], [C II], principales raies de refroidissement. Dans PSS 2322+1944, les conditions physiques sont similaires à celles observées dans les environnements de galaxies à flambées d'étoiles ou d'AGN locaux. Bien qu'encore difficile avec les instruments actuels, ces études ouvrent la possibilité de sonder plus avant les conditions physiques et chimiques du milieu interstellaire aux confins de l'Univers. Il est clair qu'elles prendront une ampleur accrue dès que des instruments plus sensibles existeront, et en particulier avec ALMA.

Atomic carbon in PSS 2322+1944, a quasar at redshift 4.12 ^{*}

J. Pety^{1,2}, A. Beelen³, P. Cox³, D. Downes¹, A. Omont⁴, F. Bertoldi⁵, C.L. Carilli⁶

¹ IRAM, 300 rue de la Piscine, 38406 St-Martin-d'Hères, France

² LERMA, Observatoire de Paris, F-75014 Paris, France

³ Institut d'Astrophysique Spatiale, Université de Paris Sud, F-91405 Orsay, France

⁴ Institut d'Astrophysique de Paris, CNRS and Université de Paris VI, 98b bd. Arago, F-75014 Paris, France

⁵ Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Auf dem Hügel 69, D-53121 Bonn, Germany

⁶ National Radio Astronomy Observatory, P.O. Box, Socorro, NM 87801, USA

Received September 21, 2004 / Accepted October 27, 2004

Abstract. We report the detection of the $^3P_1 \rightarrow ^3P_0$ fine-structure line of neutral carbon in the $z = 4.12$ quasar PSS 2322+1944, obtained at the IRAM Plateau de Bure interferometer. The [C I] $^3P_1 - ^3P_0$ line is detected with a signal-to-noise ratio of ~ 6 with a peak intensity of ≈ 2.5 mJy and a velocity-integrated line flux of 0.81 ± 0.12 Jy km s⁻¹. Assuming an excitation temperature of 43 K (equal to the dust temperature), we derive a mass of neutral carbon (corrected for magnification) of $M_{\text{CI}} \approx 1.2 \times 10^7 M_{\odot}$. In PSS 2322+1944, the cooling due to C is about 6 times smaller than for CO, whereas the CO and C cooling represents $\approx 10^{-4}$ of the far-infrared continuum and more than half of the cooling due to C⁺.

Key words. galaxies: formation – galaxies: starburst – galaxies: high-redshift – quasars: emission lines – quasars: individual: PSS 2322+1944 – cosmology: observations

1. Introduction

With the detection of dust and molecular gas in sources at high redshift, it has become possible to probe the physical conditions of the interstellar medium in galaxies and in the hosts of quasi-stellar objects (QSOs) at cosmological distances. The high- z sources detected in ^{12}CO (to date 30 sources between $1.44 < z < 6.42$ - see, e.g., Greve et al. 2004) have massive reservoirs of warm and dense molecular gas (a few $10^{10} - 10^{11} M_{\odot}$), which are predominantly excited by extreme starbursts with implied star formation rates $\approx 10^3 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. Multiline CO studies are available in only a few cases, and the detection of species other than carbon monoxide is reported in only a couple of sources. A remarkable example is the Cloverleaf, a strong gravitationally lensed QSO at $z = 2.56$ where four CO transitions were detected, together with the two fine-structure lines of neutral carbon [C I] (Barvainis et al. 1997; Weiß et al. 2003) and the $J=1 \rightarrow 0$ transition of HCN (Solomon et al. 2003).

Atomic carbon is an important probe of the neutral dense gas. It is a good tracer of molecular gas in external galaxies and plays a central role in the cooling of the gas (Gérin & Phillips 1998, 2000). In high- z sources, the detec-

tion of the [C I] lines enables to obtain further constraints on the physical conditions of the interstellar gas in addition to those obtained from the CO transitions (Weiß et al. 2003), providing useful information on the gas column density, the thermal balance, and the UV illumination.

PSS 2322+1944 is an optically luminous, gravitationally lensed QSO at $z = 4.12$ which was studied in detail both in the dust and radio continuum emission (Omont et al. 2001; Beelen et al. 2004) and in the $J=5 \rightarrow 4$, $4 \rightarrow 3$, $2 \rightarrow 1$, and $1 \rightarrow 0$ transitions lines of CO (Cox et al. 2002; Carilli et al. 2002). With an apparent far-infrared (FIR) luminosity of $3 \times 10^{13} L_{\odot}$, it harbors a massive reservoir of molecular gas which is the site of active star formation with an implied star formation rate of $\sim 900 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. The CO line emission is resolved into an Einstein Ring with a diameter of $1''.5$, a direct indication of lensing. The amplification factor is estimated to be about 3.5. The data are consistent with a disk surrounding the QSO with a radius of 2 kpc and a dynamical mass of a few $10^{10} M_{\odot}$ (Carilli et al. 2003).

The observations of the molecular gas in PSS 2322+1944 provide one of the best examples to date of active star formation in the host galaxy of a luminous, high redshift QSO. The strong CO emission in PSS 2322+1944 makes it a prime target to search for the $^3P_1 \rightarrow ^3P_0$ transition of [C I] ($\nu_{\text{rest}} = 492.161$ GHz) which, at $z = 4.12$, is shifted into the 3 mm atmospheric window.

Send offprint requests to: J. Pety, pety@iram.fr

^{*} Based on observations obtained with the IRAM Plateau de Bure interferometer.

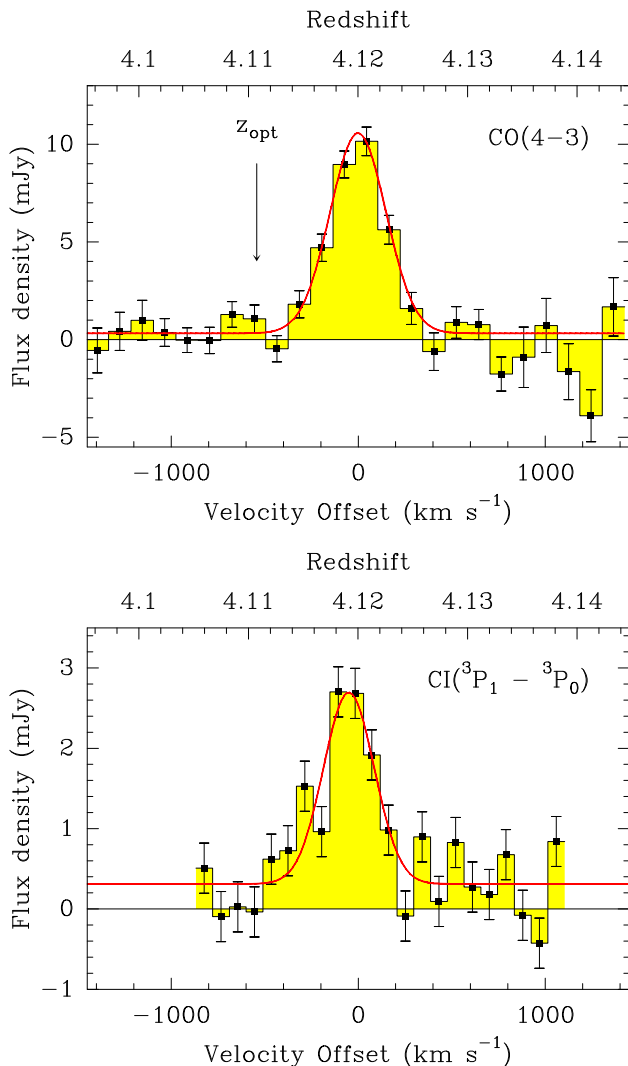


Fig. 1. Observed spectra of the [C_I]³P₁→³P₀ (this paper) and CO(J=4→3) lines (from Cox et al. 2002) toward the $z = 4.12$ quasar PSS 2322+1944. The black horizontal lines show the zero flux density level. The red lines show the results of Gaussian + continuum fits.

Here we report the ³P₁→³P₀ [C_I] line in PSS 2322+1944. After the detection of [C_I] in the Cloverleaf, and, recently, in IRAS FSC 10214 ($z = 2.3$) and SMM J14011+0252 ($z = 2.5$) reported by Weiß et al. (2004), these observations represent the fourth clear detection of [C_I] in a high- z source. In this paper, we assume the concordance Λ -cosmology with $H_0 = 71 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_\Lambda = 0.73$ and $\Omega_m = 0.27$ (Spergel et al. 2003).

2. Observations and data reduction

Observations of the ³P₁→³P₀ transition of [C_I] in PSS 2322+1944 were carried out with the IRAM Plateau de Bure interferometer (PdBI) in a series of observing ses-

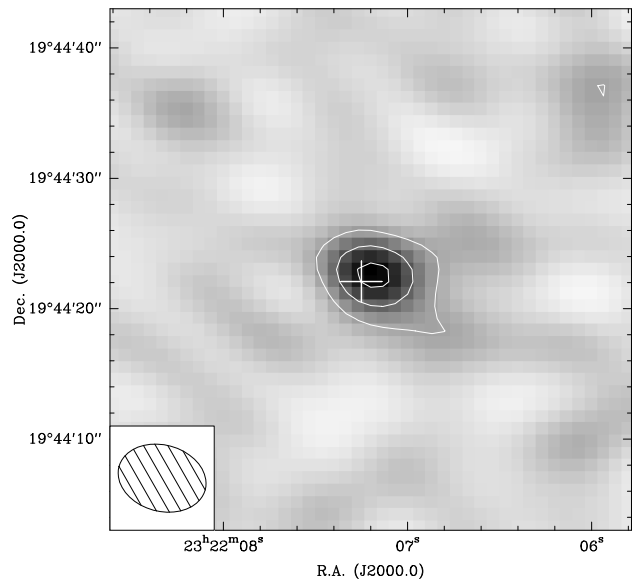


Fig. 2. Map of the [C_I] ³P₁→³P₀ velocity-integrated emission toward PSS 2322+1944. The emission is integrated between -400 and $+400 \text{ km s}^{-1}$. The white cross indicates the optical position at R.A.=23:22:07.25, Dec.=19:44:22.08 (J2000.0). The contours correspond to multiples of $3\sigma = 0.34 \text{ mJy/beam}$. Negative levels are shown as dotted contours with the same step. The synthesized beam of $6''.8 \times 5''.1$ (73°) is shown in the lower left corner.

sions between July 2002 and June 2004. The total integration time of the useful data is equivalent to 34 hours with 6 antennas. In practice, all the observing time was allocated during the summer, when antenna maintenance takes place. The total on-sky integration time amounts to 116 hours often with 4 or 5 (and sometimes with 6) antennas.

We used the interferometer in the D configuration. The combined 3.2 mm data result in a synthesized beam of $6''.85 \times 5''.09$ at a position angle of 73° . The 3 mm receivers were tuned first at the red-shifted frequency of the [C_I] ³P₁→³P₀ line, i.e. 96.127 GHz at $z = 4.119$ and then at 96.063 GHz for the second half of the data. This is the reason why the spectrum is noisier at the very ends of the band (Fig. 1). At those frequencies, the typical SSB system temperatures were $\approx 150\text{--}250 \text{ K}$. The water vapor ranged between 4 and 10 mm on different sessions. The 580 MHz instantaneous IF-bandwidth were observed with a resolution of 1.5 MHz.

All data reduction were done using the GILDAS softwares. Standard calibration methods using close calibrators were applied. The bandpass calibration was done on the quasar 3C454.3. The amplitude and phase calibration were performed on 3C454.3 and the nearby quasar 2230+114. Only data with phase noise better than 40 deg were used. The maximum position errors at 3.2 mm introduced by such phase noise is $< 0''.5$. The flux calibration

Table 1. Properties of the [C_I] and CO(4→3) lines observed toward PSS 2322+1944.

Line	ν_{rest} [GHz]	ν_{obs}	Peak Int. [mJy]	Position [km s ⁻¹]	$\Delta\nu_{\text{FWHM}}$	I [Jy km s ⁻¹]	L' [10 ¹⁰ K km s ⁻¹ pc ²]	L [10 ⁸ L _⊙]
[C _I] ³ P ₁ → ³ P ₀	492.161	96.127	2.4	-52±25	319±66	0.81±0.12	3.4 ± 0.5	1.1 ± 0.2
CO (4→3) [†]	461.041	90.048	10.3	-3±10	348±40	3.83±0.40	16.3 ± 1.5	5.1 ± 0.5

NOTE. – The CO(4→3) data are from Cox et al. (2002). The continuum and the line were fitted separately using an *a priori* line window (between -400 to +400 km s⁻¹) defined from the high signal-to-noise CO $J=4\rightarrow 3$ spectrum. The luminosities are not corrected for the lens amplification ($m = 3.5$).

is based on the PdBI primary calibrator MWC 349. The fluxes of 3C454.3 (resp. 2230+114) varied from 7 to 4 Jy (resp. 4 to 2.4 Jy) during the 3 years observing period.

A standard calibrated uv table was produced and analyzed both by direct fits in the uv plane (as this avoids the deconvolution step) and by making the deconvolved image shown in Fig. 2. Both methods confirm that the [C_I] ³P₁→³P₀ emission is *i*) detected, *ii*) not resolved by our observations and *iii*) centered on the optical position which is also the phase center of the observations. The two latter points allow us to derive the source spectrum from the real part of the average of all the complex visibilities. The main advantage of this method is to directly obtain the spectrum from simple operations instead of applying the usual fitting procedures in the uv plane. Any further processing (smoothing, fitting) was performed using the CLASS software.

The final [C_I] spectrum at a velocity resolution of 90 km s⁻¹ is displayed in Fig. 1 together with the spectrum of the $J=4\rightarrow 3$ transition of CO. The image of the [C_I] emission is shown in Fig. 2. The [C_I] ³P₁→³P₀ fine-structure line is clearly detected at the same redshift as the CO emission with a peak flux density of $S_\nu = 2.69 \pm 0.31$ mJy (including the continuum flux of 0.31 mJy). Table 1 summarizes the line parameters derived from continuum + Gaussian fits.

3. Results and Discussion

The integrated flux of the [C_I] ³P₁→³P₀ line is 0.81 ± 0.12 Jy km s⁻¹, a factor of 5 lower than the CO(4→3) line. A Gaussian fit yields a line width of 319 ± 66 km s⁻¹ and a line center displaced by -50 km s⁻¹ relative to CO(4→3). Due to the weak signal to noise ratio of the [C_I] data, the difference in the line position with the higher quality CO(4→3) data should not be over-interpreted. The [C_I] line flux implies a line luminosity of $L'_{\text{CI}} = 3.4 \pm 0.5 \times 10^{10}$ K km s⁻¹ pc² or $1.1 \pm 0.2 \times 10^8$ L_⊙ (see, e.g., Solomon et al. 1997 for the definition of the line luminosity). The [C_I] luminosity in PSS 2322+1944 is thus about a factor 2 lower than in the case of the Cloverleaf where $L'_{\text{CI}} = 6.1 \times 10^{10}$ K km s⁻¹ pc², as derived from the [C_I] velocity-integrated flux of Barvainis et al. (1997).

The continuum emission is detected at 96 GHz with 0.31 ± 0.08 mJy, which is consistent for dust emission with the available photometric data at higher frequency. The FIR spectral energy distribution of PSS 2322+1944 is well

reproduced with a grey body of temperature 43 ± 6 K and a dust emissivity $\propto \nu^{1.6 \pm 0.3}$ (Beelen et al. 2004).

The detection of the [C_I] ³P₁→³P₀ emission line in PSS 2322+1944 allows us to estimate the mass of neutral carbon M_{CI} . Since the ³P₂→³P₁ transition (at $\nu_{\text{rest}} = 809.342$ GHz) is not observed, we assume that the ³P₁→³P₀ transition is optically thin as is the case for the Cloverleaf (Weiß et al. 2003). Under these assumptions, we can express the mass of neutral carbon as a function of L'_{CI}

$$M_{\text{CI}} = 5.65 \times 10^{-4} \frac{Q}{3} e^{(23.6/T_{\text{ex}})} L'_{\text{CI}(\text{3P}_1 \rightarrow \text{3P}_0)} M_{\odot}, \quad (1)$$

where T_{ex} is the excitation temperature and Q is the CI partition function. Assuming that T_{ex} is equal to the temperature of the warm dust $T_{\text{dust}} = 43$ K, the mass of neutral carbon in PSS 2322+1944 amounts to $M_{\text{CI}} = 4.3 \times 10^7 M_{\odot}$, or $1.2 \times 10^7 M_{\odot}$ after correction for lens amplification ($m = 3.5$). Although the excitation temperature of the neutral carbon can be different than T_{dust} (as observed for the Cloverleaf - see Weiß et al. 2003), the derived mass depends only weakly on T_{ex} . For a range of [C_I] excitation temperatures from 30 to 100 K, the mass of neutral carbon in PSS 2322+1944 would vary from 1.2 to $1.4 \times 10^7 M_{\odot}$.

Compared to the mass of molecular gas of $M_{\text{H}_2} = 7 \times 10^{10} M_{\odot}$ after correcting for amplification (Cox et al. 2002; Carilli et al. 2003), the derived mass of [C_I] implies a carbon abundance relative to H₂ of $[\text{C_I}/[\text{H}_2] \approx 3 \times 10^{-5}$, indicating near to solar abundances in this high-redshift system. Similar values are derived by Weiß et al. (2004). This relative carbon abundance is close to the maximum value of 2.2×10^{-5} found for Galactic dense molecular clouds with opacities of 4 – 11 mag, a value which does not vary within a factor of a few for larger A_V 's (Frerking et al. 1989).

The [C_I] ³P₁→³P₀ and ³P₂→³P₁ lines are major gas coolants. In the Cloverleaf, the ³P₂→³P₁ line is 2.2 times stronger than the ³P₁→³P₀ line (Weiß et al. 2003). To estimate the carbon cooling, we may assume a similar ratio for PSS 2322+1944. To compare this to the CO cooling, we added the observed CO line luminosities of PSS 2322+1944 up to $J = 9-8$, where for the unobserved transitions we adopt the prediction of the LVG model of Carilli et al. (2002). In PSS 2322+1944, we find that the CO/[C_I] luminosity ratio is 6, as compared to a ratio of 20 for the Cloverleaf (see Table 2). However, the total mass

Table 2. Comparison of the interstellar gas and dust luminosities in Infrared Luminous Galaxies and in the Galactic Center

Source	z	C [†] [L _⊙]	CO ^{††} [L _⊙]	C ⁺ [L _⊙]	L _{FIR} [L _⊙]	CO/C	(C+CO)/L _{FIR}	C ⁺ /L _{FIR}	Ref.
PSS 2322+1944 ^(a)	4.12	1.0×10^8	6.8×10^8	$\leq 1.7 \times 10^9$	8.6×10^{12}	6.6	9×10^{-5}	$\leq 2 \times 10^{-4}$	[1]
Cloverleaf ^(a)	2.56	7.1×10^7	1.5×10^9	–	4.2×10^{12}	21.7	3.9×10^{-4}	–	[2]
Arp220	0.018	1.8×10^7	3.9×10^7	1.6×10^9	1.2×10^{12}	2.2	4.7×10^{-5}	1.3×10^{-3}	[3]
NGC253	0.0008	1.6×10^5	1.6×10^6	7.8×10^6	1.0×10^{10}	10.0	1.8×10^{-4}	7.8×10^{-4}	[4]
Galactic Center ^(b)	–	6.7×10^4	2.6×10^5	2.6×10^6	3.9×10^8	3.8	8.4×10^{-4}	6.7×10^{-3}	[5]

NOTE. – [†] Total C I luminosity. ^{††} CO luminosity up to $J = 8$. (a) The luminosities are corrected for lensing: $m = 3.5$ for PSS 2322+1944 (Carilli et al. 2003) and $m = 11$ for the Cloverleaf (Venturini & Solomon (2003)). (b) The central $5 \times 1 \text{ deg}^2$ of the Galaxy. References: [1] This paper – [2] Weiß et al. (2003); Barvainis et al. (1997); A. Weiß(private communication) – [3] Gérin & Phillips (1998) – [4] Bayet et al. (2004) – [5] Fixsen et al. (1999).

of [C I] remains somewhat smaller than that of CO (see Carilli et al. 2002).

Compared to the far-IR luminosity of PSS 2322+1944, $L_{\text{FIR}} \sim 8.6 \times 10^{12} L_{\odot}$ (corrected for lensing), the CO and [C I] cooling represents $\sim 10^{-4}$ of the far-IR continuum, again not very different from the ratio of 4×10^{-4} derived for the Cloverleaf (Table 2). The recent search of the red-shifted [C II] fine-structure line in PSS 2322+1944 implies an upper limit to the [C II] line luminosity of $1.7 \times 10^9 L_{\odot}$, a weakness which is typical for high- z IR luminous galaxies (Benford et al. 2004). The CO and C cooling is therefore more than half of the cooling due to C⁺. The [C II] line remains the main cooling line of the gas.

Finally, the [C I] luminosity relative to the integrated far-IR luminosity is a good measure of the intensity of the non-ionizing UV radiation field in galaxies, because in photodissociation regions the column density of neutral carbon is mostly insensitive to the UV field, whereas the far-IR emission is directly proportional to the strength of the UV field (see, e.g., Kaufman et al. 1999; Gérin & Phillips 2000). For PSS 2322+1944, this ratio is $\sim 3 \times 10^{-6}$ indicating a UV radiation field of a few 1000 times larger than in the solar vicinity. Both this ratio and the implied strength of the UV illumination are comparable to the values derived for the other IR luminous galaxies and the galactic center listed in Table 2.

As in the case for local starburst galaxies such as NGC253, CO is a more important coolant than C in both PSS 2322+1944 and the Cloverleaf by about one order of magnitude (Table 2) - see also Schilke et al. (1993) and Bayet et al. (2004). Similarly, in starburst galaxies or in galactic nuclei (including the Milky Way), the molecular gas is warm therefore populating the higher CO levels which contribute to the cooling.

The detection of the red-shifted [C I] $^3P_1 \rightarrow ^3P_0$ transition line in the gravitationally lensed $z = 4.12$ QSO PSS 2322+1944 enables to further constrain the physical conditions of the neutral gas and to compare the major line (C, CO and C⁺) and far-IR luminosities in this high- z galaxy. Together with the recent [C I] detections in other sources at high redshift (Weiß et al. 2004), these results illustrate the potential of studying neutral carbon

or species other than CO in high- z sources, a field which will clearly fully develop as soon as more sensitive sub-millimeter arrays, such as the Atacama Large Millimeter Array (ALMA), will become operational.

Acknowledgements. We thank the IRAM Plateau de Bure staff for their support in the observations. IRAM is supported by INSU/CNRS (France), MPG (Germany), and IGN (Spain). Estelle Bayet and the referee, Dr. Phil M. Solomon, are kindly acknowledged for helpful comments.

References

- Barvainis, R., Maloney, P., Antonucci, R., & Alloin, D. 1997, ApJ, 484, 695
- Bayet, E., Gérin, M., Phillips, T.G., & Contursi, A. 2004, A&A, in press
- Beelen, A., Benford, D., Cox, P., et al. 2004, submitted to ApJ
- Benford, D., Cox, P., et al. 2004, submitted to ApJ
- Bertoldi, F., Carilli, C., Cox, P., Fan, X., Strauss, M., Beelen, A., Omont, A., & Zylka, R. 2003, A&A, 406, L55
- Bertoldi, F., Cox, P., Neri, R., et al. A&A, 409, L47
- Carilli, C.L., Cox, P., Bertoldi, F. et al. 2002 ApJ 575, 145
- Carilli, C.L., Lewis, G.F., Djorgovski, S.G., Mahabal, A., Cox, P., Bertoldi, F. & Omont, A., 2003, Science, 300, 773
- Cox, P., Omont, A., Djorgovski, S., et al. 2002, A&A, 387, 406
- Gérin, M. & Phillips T.G. 1998 ApJ 509, L17
- Gérin, M. & Phillips T.G. 2000 ApJ, 537, 644
- Greve, T., Bertoldi, F., Smail, I. et al. 2004, submitted to MNRAS
- Fixsen, D.J., Bennett, C.L., & Mather, J.C. 1999, ApJ, 526, 207
- Frerking, M.A., Keene, J., Blake, G.A., Phillips, T.G. 1989, ApJ, 344, 311
- Kaufman, M.J., Wolfire, M.G., Hollenbach, D.J., & Luhman, M.L. 1999, ApJ, 527, 795
- Omont, A., Cox, P., Bertoldi, F., McMahon, R.G., Carilli, C.L., & Isaak, K. 2001, A&A, 374, 371
- Schilke, P., Carlstrom, J.E., Keene, J., & Phillips, T.G. 1993, ApJ, 417, L67
- Spergel, D.N., Verde, L., Peiris, H., et al. 2003, ApJS, 148,175
- Solomon, P.M., Downes, D., Radford, S.J., & Barrett, J.W. 1997, ApJ, 478, 14
- Solomon, P.M., Vanden Bout, P.A., Carilli, C.L., & Guélin, M. 2003, Nature, 426, 636
- Venturini, S. & Solomon, P.M. 2003, ApJ, 590, 740

Weiß, A., Henkel, C., Downes, D., & Walter, F. 2003, *A&A*,
409, L41

Weiß, A., Downes, D., Henkel, C., & Walter, F. 2004, *A&A*, in
press

Chapitre 5

Gaz moléculaire dans J1148+5251 à $z = 6.42$

Sommaire

5.1 Observations & résultats	183
5.1.1 CO (7→6) & (6→5)	183
5.1.2 CO (3→2)	183
5.1.3 CO (1→0)	183
5.2 Discussion	183
5.2.1 Conditions physiques du gaz moléculaire	183
5.2.2 Masse de gaz moléculaire & masse dynamique	185
5.2.3 Gaz ionisé	185
5.3 Conclusions	186

L’observation du gaz moléculaire dans les galaxies hôtes de quasars à grand décalage spectral introduit des contraintes nouvelles et fondamentales dans l’étude de l’évolution des galaxies. C’est en effet à partir de ces réservoirs d’hydrogène moléculaire que se forment les étoiles. L’identification dans le SDSS de quasars aux époques les plus reculées, à des décalages spectraux où l’Univers n’avait qu’un seizième de son âge actuel, correspondant à la fin de la réionisation cosmique, permet d’observer les conditions de formation stellaire dans les objets parmi les plus massifs formés et les plus lointains. Le quasar J1148+5251 à $z = 6.42$, le plus lointain connu à ce jour, est exceptionnel par sa luminosité optique et infrarouge (voir par. I chap. 6). La grande masse de poussière déduite à partir de la photométrie submillimétrique ($M_{\text{dust}} \sim 4 \times 10^8 M_{\odot}$) ainsi que le taux de formation stellaire élevé de $3000 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ suggèrent que la galaxie hôte de J1148+5251 doit avoir un réservoir de gaz moléculaire très massif pour soutenir un tel taux de formation d’étoiles. Ce chapitre présente la détection du monoxyde de carbone dans J1148+5251 via trois transitions rotationnelles. Ces résultats démontrent la présence d’un réservoir de gaz moléculaire très massif dans J1148+5251 et permettent de contraindre les conditions physiques du milieu interstellaire de la galaxie hôte de ce quasar lointain.

Les observations ont été effectuées avec l’interféromètre du Plateau de Bure le VLA et le télescope de 100-mètres de Effelsberg. Les détections de CO ont été faite simultanément avec le VLA et le PdBI. Elles ont amené à deux publications, Bertoldi et al. (2003b), présenté en fin de chapitre, et Walter et al. (2003). Ayant participé à la première série d’observations, je me concentrerai donc sur celle ci par la suite.

5.1 Observations & résultats

Trois transitions de CO décalées dans les fenêtres millimétrique et radio ont été recherchées simultanément au VLA et au PDB dans J1148+5251 à savoir les transitions 7→6, 6→5 et 3→2. Les trois transitions ont été détectées et la figure 5.1 présente les spectres obtenus. La raie CO (1→0) a été recherchée ensuite à l'aide du télescope de 100-mètre d'Effelsberg, sans succès.

5.1.1 CO (7→6) & (6→5)

Les observations des raies d'émission CO (7→6) et (6→5) décalées à 108.724 et 93.206 GHz ont été effectuées à l'aide de l'interféromètre du Plateau de Bure, entre mars et mai 2003, avec 6 antennes en configuration compacte (D). Le lobe synthétique résultant est de $5''.7 \times 4''.1$ à 3.2 mm. Les données utiles représentent 22h d'intégration sur la source pour la raie (7→6), et 14h pour la raie (6→5). Les raies de CO (6→5) et (7→6) sont détectées à des niveaux de 10σ et 7σ , sans tenir compte d'une possible émission continuum. L'émission au pic est de l'ordre de 2 mJy pour les deux transitions et la largeur de raie est de 300 km/s. Le décalage spectral moyen de CO est de $z = 6.4190 \pm 0.005$. Ce décalage spectral correspond à celui obtenu à partir de la raie MgII observée dans le proche infrarouge (Willott et al. 2003) ($z_{\text{opt}} = 6.41 \pm 0.01$) mais est significativement différent du décalage estimé à l'aide des raies UV hautement ionisées qui sont à plus de 1000 km s⁻¹ (White et al. 2003).

5.1.2 CO (3→2)

La recherche de l'émission de la raie de CO (3→2) décalée à 46.61 GHz a été faite à l'aide du VERY LARGE ARRAY à une résolution spectrale de 50 MHz et en configuration compacte (D), correspondant à une résolution de $1''.8 \times 1''.5$. L'intervalle entier des décalages spectraux possibles à partir des spectres optiques ($z = 6.35 - 6.43$) a été exploré. La raie de CO (3→2) est détectée à 9σ à $z = 6.418 \pm 0.004$. La limite supérieure sur le diamètre de la source CO est déterminée à $1.5''$ correspondant à 8 kpc à $z = 6.4$. Il est également possible de déterminer une limite inférieure à ce diamètre en se basant sur la différence entre la température de brillance mesure et la température de brillance intrinsèque de la source. Ainsi, Walter et al. (2003) donne une limite inférieure de 1 kpc.

5.1.3 CO (1→0)

L'émission de la raie CO (1→0) a été recherchée à l'aide du télescope de 100 m d'Effelsberg entre mars et avril 2003 et représente ~ 50 h de temps d'intégration sur la source. Ces observations n'ont pas permis une détection de la raie CO (1→0) au décalage spectral des raies de niveau supérieure détectées avec le Plateau de Bure et le VLA. La limite supérieure à 3σ de l'intensité au pic de la raie est de < 0.36 mJy.

5.2 Discussion

5.2.1 Conditions physiques du gaz moléculaire

La détection de trois raies d'émission de CO, et d'une limite supérieure pour la transition 1→0, permet de d'estimer les propriétés du gaz moléculaire et de contraindre les conditions physiques du milieu interstellaire dans J1148.

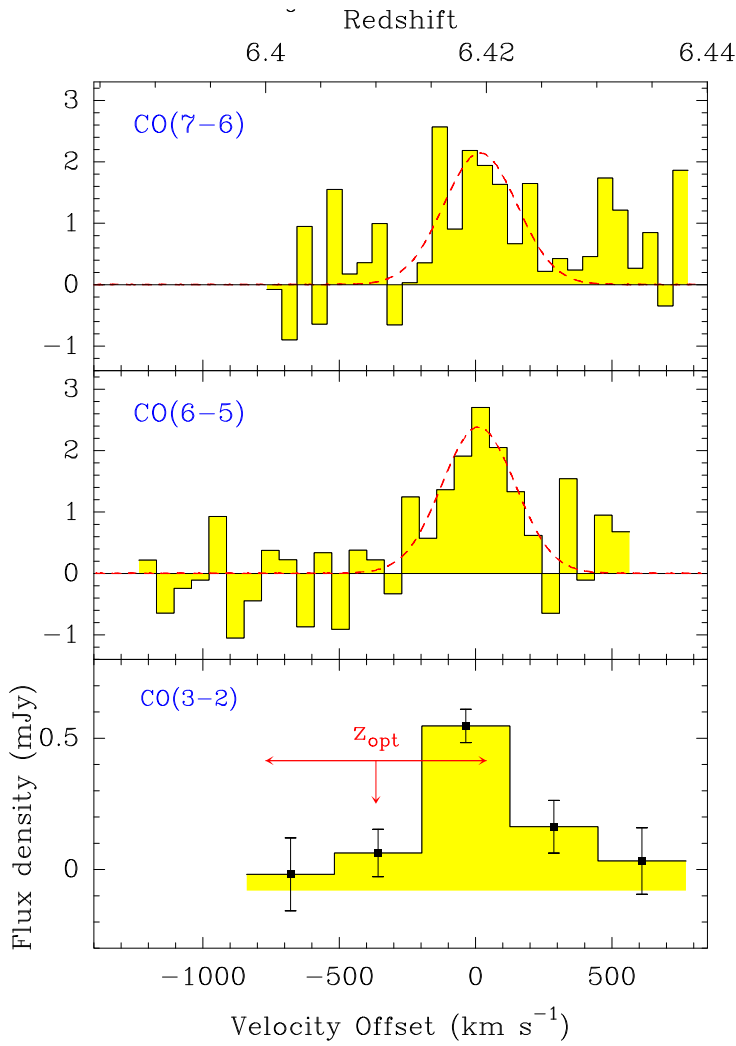


FIG. 5.1 – Spectres CO (7→6), (6→5) et (3→2) de J1148+5251. Les ajustements gaussien des raies sont également présentés. Les vitesses de références correspondent au décalage spectral moyen CO $z_{\text{CO}} = 6.4190 \pm 0.005$. L'intervalle rouge correspond au décalage spectral déterminé à partir de la raie MgII (Willott et al. 2003).

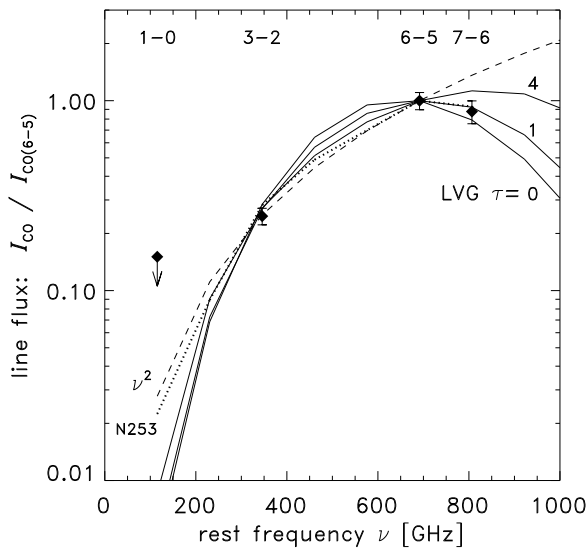


FIG. 5.2 – Flux intégré des raies de CO, normalisé au CO (6→5). Les losanges représentent les mesure de J1148+5251. Les différents traits pleins correspondent aux modèles LVG avec $T_{\text{kin}} = 120$ K et $n(\text{H}_2) = 4.5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ avec différentes profondeurs optiques maximales. Les tirets représente le cas optiquement épais où le flux intégré varie en ν^2 . La ligne pointillée représente la distribution des flux intégré de la galaxie à flambée d'étoile NGC253.

Tiré de Bertoldi et al. (2003b)

Bertoldi et al. (2003a) présente un modèle *Large Velocity Gradient (LVG)* de J1148+5251. Le diagramme d'excitation de CO dans J1148+5251 ainsi que les différents modèles *LVG* sont présentés par la figure 5.2. Le rapport élevé des raies de CO (6→5) et (3→2) indique que l'excitation du gaz moléculaire doit être grande, alors que l'intensité plus faible de la raie CO (7→6) par rapport à la transition (6→5) suggère une opacité assez faible ($\tau \sim 3$). Bien que la mesure de trois transitions représente une prouesse observationnelle, ces données restent néanmoins insuffisantes pour contraindre précisément les conditions physiques du gaz moléculaire. Les mesures sont compatibles soit avec des modèles à faible opacités, où la densité et la température sont dégénérées en suivant $T n^{1/2} \approx 2.5 \times 10^4 \text{ K cm}^{-1.5}$, soit avec des modèles à opacité élevée et excitation faible. Les données sont cependant comparables à l'excitation observée dans la galaxie à flambées stellaires locale NGC 253 (Bradford et al. 2003) pour laquelle de nombreuses données indiquent une densité ($n(\text{H}_2) = 4.5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$) et une température cinétique $T_{\text{kin}} = 120 \text{ K}$ élevées. Si le gaz est en équilibre thermique avec la poussière, $T_{\text{dust}} = 57 \pm 3 \text{ K}$, la densité de gaz est alors de $n(\text{H}_2) \sim 2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$.

5.2.2 Masse de gaz moléculaire & masse dynamique

En l'absence de contraintes sur l'abondance de CO, la masse d'hydrogène moléculaire est estimée à partir de la luminosité en CO (1→0) en adoptant un rapport de conversion entre $L'_{\text{CO}(1\rightarrow0)}$ et M_{H_2} . Comme dans le cas de NGC 253, où les niveaux bas semblent peuplés par une composante de gaz optiquement épaisse, il est possible d'estimer la luminosité de la raie CO (1→0) à partir de celle du niveau (3→2) en faisant l'hypothèse que l'émission est optiquement épaisse.

En utilisant un facteur de conversion $\alpha = 0.8 \text{ M}_\odot (\text{K km s}^{-1} \text{ pc}^2)^{-1}$ (voir chap. 1), on peut déduire une masse de gaz moléculaire de $M(\text{H}_2) \approx 2 \times 10^{10} \text{ M}_\odot$. Si le gaz moléculaire est distribué dans un disque d'inclinaison i et de rayon compris entre 560 et 1400 pc (voir plus haut), la masse dynamique du système est estimée à $M_{\text{dyn}} \sim (2 - 6) \times 10^9 \sin^{-2} i \text{ M}_\odot$. Des angles d'inclinaisons importants impliqueraient une masse dynamique proche de la masse estimée du trou noir central ($3 \times 10^9 \text{ M}_\odot$) et 4 à 10 fois plus petite que la masse de gaz moléculaire estimée. Cela pourrait indiquer une surestimation de cette dernière, à moins que l'angle d'inclinaison du disque soit faible $i \sim 20 - 30^\circ$, ce qui est probable puisque le noyau actif n'est pas obscurci en optique.

Récemment, Walter et al. (2004) ont présenté des observations au VLA à grande résolution spatiale de la raie CO (3→2). À une résolution de $0''.17 \times 0''.13$ ($\leq 1 \text{ kpc}$ à $z = 6.42$), ces observations ont permis de résoudre J1148+5251 en deux régions séparées par $0''.3$. Le flux intégré de ces deux composantes représente environ la moitié du flux de la raie CO (3-2). Il est probable que le flux non mesuré dans ces observations à haute résolution spectral provienne d'une région plus étendue. Chacun des pics d'émission représente une masse de gaz de $\sim 5 \times 10^9 \text{ M}_\odot$, typique d'un *ULIRG* local. Si le système est gravitationnellement lié, la masse dynamique du système peut également être estimée dans un rayon de 2.5 kpc à $\sim 4.5 \times 10^{10} \sin^{-2} i \text{ M}_\odot$, ou $\sim 5.5 \times 10^{10} \text{ M}_\odot$ si on corrige de l'inclinaison, estimée ici à $i \sim 65^\circ$. De telles masses dynamiques laissent peu de place pour d'autres composantes que le gaz moléculaire, et notamment pour une composante stellaire de $\sim 10^{12} \text{ M}_\odot$ déduite de la relation $M_{\text{BH}} - \sigma_{\text{bulge}}$ si celle-ci était valide au décalage spectral de $z = 6.4$.

5.2.3 Gaz ionisé

La détection d'un réservoir de gaz moléculaire massif et l'intense activité de formation stellaire dans J1148+5251 ouvre la possibilité de chercher d'autres traceurs que CO en particulier

la raie de structure fine de $[\text{CII}] \ ^3P_{3/2} \rightarrow \ ^3P_{1/2}$, qui, pour $z = 6.4$, est décalée dans une fenêtre atmosphérique. $[\text{CII}]$ est la raie la plus intense dans les spectres de nombreuses galaxies (Stacey et al. 1991; Malhotra et al. 1997), y compris la Voie Lactée où $[\text{CII}]$ représente 0.5% de la luminosité bolométrique (Bennett et al. 1994). La raie de $[\text{CII}]$ est donc un traceur potentiel important pour l'étude des galaxies et des quasars à grand décalage spectral (Petrosian et al. 1969; Loeb 1993; Stark 1997). Pour un rapport, $L_{\text{CII}}/L_{\text{CO}(1\rightarrow 0)} \sim 4000$ typique pour des galaxies à flambées stellaire locales (van der Werf 1998), la luminosité de $[\text{CII}]$ de J1148+5251 serait de $L_{\text{CII}} \sim 8 \times 10^9 L_{\odot}$, ce qui correspond à une intensité de 80 mJy pour une largeur de raie de $\sim 250 \text{ km s}^{-1}$. Des observations effectuées au 30-M par notre groupe ainsi qu'au JCMT (Bolatto et al. 2004) n'ont pas permis de détecter $[\text{CII}]$ dans J1148+5251 avec une limite supérieure à la luminosité de $[\text{CII}]$ de $L_{\text{CII}} < 2.6 \times 10^9 L_{\odot}$. Il apparaît donc que les raies de $[\text{CII}]$ sont difficiles à détecter dans les objets lumineux en infrarouge, que ce soit localement ou à grand décalage spectral.

5.3 Conclusions

La détection d'un réservoir important de gaz moléculaire dense et chaud dans J1148+5251 confirme la présence d'une activité importante de formation stellaire qui avait été suggérée par nos études précédentes du continuum infrarouge lointain. La masse de gaz estimée permet d'alimenter la formation stellaire de J1148+5251 sur un temps inférieure à 10 millions d'années. Cette durée est comparable au temps dynamique de la région de formation stellaire, ce qui implique un épuisement rapide du gaz, sauf si le système accréte efficacement du gaz.

De plus, dans le cas de J1148+5251, des observations récentes tendent à montrer que le trou noir se forme avant la formation du bulbe stellaire et que les halos de matière noire sont moins massifs que ce qui est prédit à partir de la relation observée localement entre la masse du trou noir et la masse du bulbe.

High-excitation CO in a quasar host galaxy at $z = 6.42^*$

F. Bertoldi¹, P. Cox², R. Neri³, C. L. Carilli⁴, F. Walter⁴, A. Omont⁵, A. Beelen²,
C. Henkel¹, X. Fan⁶, Michael A. Strauss⁷, and K. M. Menten¹

¹ Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Auf dem Hügel 69, 53121 Bonn, Germany

² Institut d'Astrophysique Spatiale, Université de Paris XI, 91405 Orsay, France

³ IRAM, 300 rue de la Piscine, 38406 St-Martin-d'Hères, France

⁴ National Radio Astronomy Observatory, PO Box, Socorro, NM 87801, USA

⁵ Institut d'Astrophysique de Paris, CNRS & Université Paris 6, 98bis bd. Arago, 75014 Paris, France

⁶ Steward Observatory, The University of Arizona, Tucson, AZ 85721, USA

⁷ Princeton University Observatory, Princeton, NJ 08544, USA

Received 30 May 2003 / Accepted 2 September 2003

Abstract. We report the detection of high excitation CO emission from the most distant quasar currently known, SDSS J114816.64+525150.3 (hereafter J1148+5251), at a redshift $z = 6.419$. The CO ($J = 6 \rightarrow 5$) and ($J = 7 \rightarrow 6$) lines were detected using the IRAM Plateau de Bure interferometer, showing a width of $\approx 280 \text{ km s}^{-1}$. An upper flux limit for the CO ($J = 1 \rightarrow 0$) line was obtained from observations with the Effelsberg 100-meter telescope. Assuming no gravitational magnification, we estimate a molecular gas mass of $\approx 2 \times 10^{10} M_{\odot}$. Using the CO ($3 \rightarrow 2$) observations by Walter et al. (2003), a comparison of the line flux ratios with predictions from a large velocity gradient model suggests that the gas is likely of high excitation, at densities $\sim 10^{4.5} \text{ cm}^{-3}$ and a temperature $\sim 100 \text{ K}$. Since in this case the CO lines appear to have moderate optical depths, the gas must be extended over a few kpc. The gas mass detected in J1148+5251 can fuel star formation at the rate implied by the far-infrared luminosity for less than 10 million years, a time comparable to the dynamical time scale of the region. The gas must therefore be replenished quickly, and metal and dust enrichment must occur fast. The strong dust emission and the massive, dense gas reservoir at $z \sim 6.4$ provide further evidence that vigorous star formation is co-eval with the rapid growth of massive black holes at these early epochs of the Universe.

Key words. galaxies: formation – galaxies: starburst – galaxies: high-redshift – quasars: emission lines – quasars: individual: SDSS J1148+5251 – cosmology: observations

1. Introduction

The luminous quasars at redshifts $z > 6$ found in the Sloan Digital Sky Survey by Fan et al. (2001, 2003) provide a unique opportunity to study the formation of massive objects during the epoch at which the intergalactic medium was being reionized by the first luminous sources (Becker et al. 2001; Kogut et al. 2003; Cen 2003). Studying signatures of star formation in these exceptional objects is also of great interest to test whether the correlation between the central black hole mass and the stellar bulge mass observed in local spheroids (Magorrian et al. 1998; Gebhardt et al. 2000) can be traced to the early formation stages of quasars and their host galaxies.

J1148+5251, at a redshift of $z = 6.42$ (Fan et al. 2003), is the most distant quasar known, observed only ≈ 850 million years after the Big Bang (we adopt $H_0 = 71 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_{\Lambda} = 0.73$ and $\Omega_m = 0.27$ – Spergel et al. 2003). Optical, radio and millimeter observations indicate

that J1148+5251 could be weakly amplified by an intervening lens (Fan et al. 2003; White et al. 2003; Bertoldi et al. 2003), but in what follows, we will assume no lens amplification. J1148+5251 is a very luminous quasar ($M_{1450} = -27.8$, $L_{\text{bol}} \sim 10^{14} L_{\odot}$) powered by a supermassive ($\approx 3 \times 10^9 M_{\odot}$) black hole radiating close to its Eddington luminosity (Willott et al. 2003). If the mass of the dark matter halo associated with J1148+5251 is proportional to the black hole mass in a way similar to what is found in local spheroids (Shields et al. 2003), its mass would be $\approx 2 \times 10^{12} M_{\odot}$, and J1148+5251 would be among the most massive collapsed structures to have formed in the early Universe (e.g., Haiman & Loeb 2001).

The recent detection of thermal dust emission in J1148+5251 (Bertoldi et al. 2003) implies a far-infrared luminosity of $\approx 10^{13} L_{\odot}$ and a dust mass of $\approx 7 \times 10^8 M_{\odot}$. If the dominant heating mechanism is radiation from young stars, then the star formation rate implied from the FIR luminosity is $\sim 3000 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ which requires vast amounts of molecular gas to be maintained.

Molecular gas in excess of $10^{10} M_{\odot}$ was detected through their CO emission in fifteen $z > 2$ far-infrared ultraluminous ($L_{\text{FIR}} > 10^{12} L_{\odot}$) radio galaxies and quasars (e.g.,

Send offprint requests to: F. Bertoldi,

e-mail: bertoldi@mpi-fr-bonn.mpg.de

* Based on observations obtained with the IRAM Plateau de Bure Interferometer, and with the Effelsberg 100 m telescope.

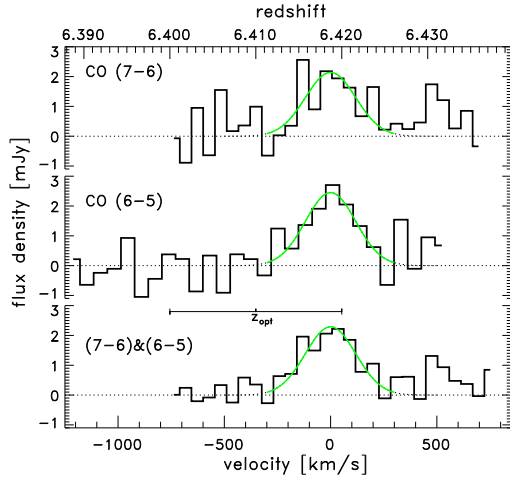


Fig. 1. J1148+5251 spectra of CO (6 \rightarrow 5), (7 \rightarrow 6), and their average, binned to 64, 55, and 55 km s $^{-1}$, respectively, four times the original spectral resolution. Zero velocity corresponds to the centroid of the (6 \rightarrow 5) line at 93.204 GHz. Gaussian fits with $FWHM = 279$ km s $^{-1}$ are shown as light lines.

Cox et al. 2002). At $z > 4$, CO emission was detected towards four quasars (Omout et al. 1996; Ohta et al. 1996; Guilloteau et al. 1997, 1999; Cox et al. 2002). The CO emission was resolved in BR 1202–0725 (Carilli et al. 2002) at $z = 4.69$, the highest redshift CO detected so far, and PSS 2322+1944 at $z = 4.12$ (Carilli et al. 2003). The extended nature of the CO provides the most direct evidence for active star formation in the host galaxies of distant quasars, and indicates that black hole accretion and star-formation are closely related.

To explore the growth of massive black holes and their associated stellar populations at the end of the “dark ages”, we have searched for CO emission toward J1148+5251. We here report the detection of CO (6 \rightarrow 5) and (7 \rightarrow 6) line emission. In a separate study, Walter et al. (2003) report the discovery of CO (3 \rightarrow 2) emission using the Very Large Array (VLA).

2. Observations

Observations of the CO (7 \rightarrow 6) and (6 \rightarrow 5) emission lines were made with the IRAM Plateau de Bure interferometer between March and May 2003. We used the 6 antenna D configuration which results in a beam of $5.7'' \times 4.1''$ at 3.2 mm. The 3 mm receivers were tuned in single sideband and the typical SSB system temperatures were ≈ 150 K. The total integration time was 14 hours for CO (6 \rightarrow 5), and 22 hours for CO (7 \rightarrow 6). The spectra are displayed in Fig. 1, and the image of the averaged data is shown in Fig. 2. Within the astrometric uncertainties of $\pm 0.3''$, the CO emission coincides with the optical position given by Fan et al. (2003). At the $5''$ resolution of our Plateau de Bure observations, the CO emission is unresolved, consistent with the VLA CO (3 \rightarrow 2) detection, which is unresolved at $1.5''$ (Walter et al. 2003).

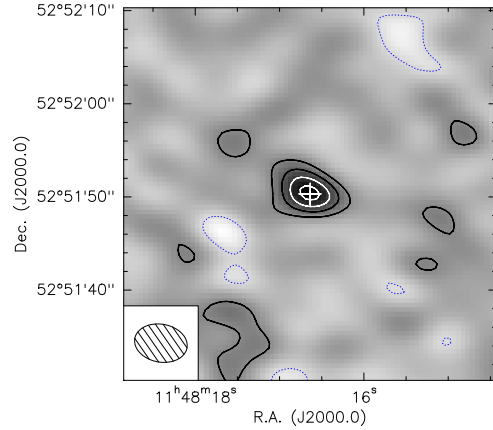


Fig. 2. Velocity-integrated (from -227 to $+213$ km s $^{-1}$) map of the averaged CO (6 \rightarrow 5) and (7 \rightarrow 6) emission. Contour steps are 0.34 mJy/beam $= 2\sigma$. The cross indicates the optical position.

The CO (6 \rightarrow 5) and (7 \rightarrow 6) lines are detected at centroid frequencies of 93.206 GHz and 108.724 GHz, corresponding to a redshift 6.419 (Table 1). Within the uncertainties this agrees with the $z = 6.41 \pm 0.01$ of the MgII $\lambda 2799$ line (Willott et al. 2003) (Fig. 1). The CO redshift, which is likely to correspond to the systemic redshift of the quasar, differs significantly from the range $z = 6.36$ – 6.39 derived from high ionization UV lines (White et al. 2003), which trace high velocity (≥ 1000 km s $^{-1}$), blue-shifted gas related to the quasar activity.

No continuum emission was detected in our coadded 3 mm data, which includes observations at other frequencies, but excludes the continuum redward of the CO lines; here we noticed the possible presence of weak line emission that we plan to investigate further through observations later this year. At the position of J1148+5251 we obtain a continuum flux of 0.09 ± 0.13 mJy. At 43 GHz the continuum remains undetected with -31 ± 57 μ Jy. These upper limits are consistent with the measured 250 GHz flux density of 5.0 ± 0.6 mJy (Bertoldi et al. 2003), if we adopt a grey body spectrum with temperature > 50 K and dust emissivity $\propto \nu^2$.

We fit Gaussians to the line spectra within ± 300 km s $^{-1}$ of the centroid, with no baseline subtraction. The best fit line widths of the three spectra shown in Fig. 1 range between 280 and 320 km s $^{-1}$, similar to the widths found in other high redshift quasars (e.g., Cox et al. 2002). The width and centroid of the best Gaussian fit to the (6 \rightarrow 5) line were adopted for the Gaussian fit to the lower quality (7 \rightarrow 6) line to determine its flux. The CO (6 \rightarrow 5) and (7 \rightarrow 6) line fluxes are determined at strong confidence levels of 10σ and 7σ , respectively.

We searched for CO (1 \rightarrow 0) emission using the Effelsberg 100-meter telescope in March and April 2003 with a 1.9 cm HEMT receiver ($T_{\text{sys}} \sim 40$ K on a T_{A}^* scale, aperture efficiency $\sim 40\%$, beam width $60''$, position switching mode). The integration time was ~ 50 hours, yielding a rms of $T_{\text{A}}^* \sim 0.4$ mK

Table 1. Properties of the CO lines observed toward SDSS J1148+5251.

Line	ν_{rest} [GHz]	ν_{obs}	z_{CO}	Peak int. [mJy]	Δv_{FWHM} [km s $^{-1}$]	I_{CO} [Jy km s $^{-1}$]	L'_{CO} [10^{10} K km s $^{-1}$ pc 2]	L_{CO} [$10^8 L_{\odot}$]
CO (7 \rightarrow 6)	806.652	108.725	6.4192 ± 0.0009	2.14	279^{\ddagger}	0.64 ± 0.088	1.73 ± 0.24	2.92 ± 0.40
CO (6 \rightarrow 5)	691.473	93.204	6.4189 ± 0.0006	2.45	279	0.73 ± 0.076	2.69 ± 0.24	2.86 ± 0.25
CO (3 \rightarrow 2)	345.796	46.610	6.419 ± 0.004	0.6	320^{\ddagger}	0.18 ± 0.02	2.68 ± 0.27	0.35 ± 0.04
CO (1 \rightarrow 0)	115.271	15.537	–	<0.36	–	<0.11 †	<14.2	<0.070

NOTE.

– For J1148+5251, the apparent CO line luminosity is given by $L'_{\text{CO}} = 3.2 \times 10^4 I_{\text{CO}} \nu_{\text{obs}}^2$, the intrinsic line luminosity $L_{\text{CO}} = 4.2 \times 10^6 I_{\text{CO}} \nu_{\text{obs}}$, in the units given above (see Solomon et al. 1997). Upper limits are 3σ .

† Adopting the line width of CO (6 \rightarrow 5).

‡ Line width corresponds to the 50 MHz channel width of the VLA 46.6 GHz observations.

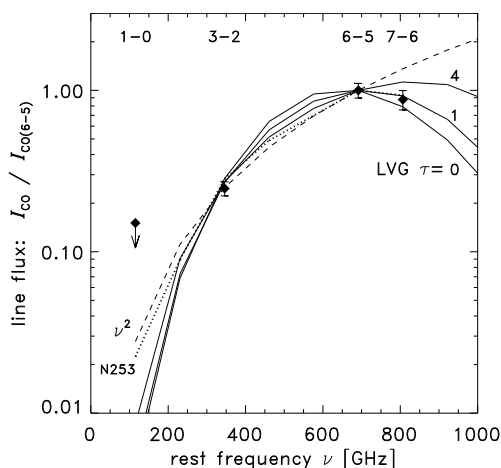


Fig. 3. Integrated line flux, I_{CO} , normalized to CO (6 \rightarrow 5). Diamonds show the values for J1148+5251. The dashed line shows line flux increasing as ν^2 , which is expected for optically thick conditions. The solid lines show LVG models with $T_{\text{kin}} = 120$ K and $n(\text{H}_2) = 4.5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$, with different maximum optical depth in the CO lines. The dotted line shows the line flux distribution observed for the starburst nucleus of NGC 253 (Bradford et al. 2003).

(~ 0.4 mJy per 24 km s^{-1}). No CO (1 \rightarrow 0) emission was detected at the redshift found for the higher CO transitions (Table 1).

3. Discussion

To constrain the physical conditions of the molecular gas in J1148+5251 we compared the observed CO line flux ratios with those predicted by a one-component large velocity gradient (LVG) model (Mao et al. 2000). The line flux ratios are determined by the gas density, temperature, and the optical depth in the CO lines, i.e., the column density of CO per velocity interval. The large flux ratio between the (6 \rightarrow 5) and (3 \rightarrow 2) lines implies that the gas has a high excitation. The lower excitation of the $J = 7$ level suggests a moderate optical depth (Fig. 3).

High gas densities are typical of the molecular gas present in the nuclear regions of nearby starburst galaxies (Solomon & Downes 1998). The most extreme conditions so far were found in the starburst nucleus of NGC 253 (Fig. 3), where the CO excitation is similar to that in J1148+5251. Detailed LVG modeling by Bradford et al. (2003) indicate that the CO, ^{13}CO , and H_2 data of NGC 253 are consistent with $n(\text{H}_2) = 4.5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ and $T = 120$ K, and CO line optical depths $\tau < 4$ (Fig. 3). With only three line fluxes and one upper limit, we cannot constrain the physical conditions of the gas in J1148+5251 as tightly: the data can be fit both with low-opacity models, in which temperature and density are degenerate, $Tn^{1/2} \approx 2.5 \times 10^4 \text{ K cm}^{-1.5}$, and with high-opacity lower-excitation models. With the high excitation temperatures for the gas in NGC 253 and J1148+5251 the cosmic background temperature (3 K and 20 K, respectively) does not affect the gas excitation notably.

To infer the total molecular mass from the CO emission in the absence of constraints on the CO abundance, one typically adopts an empirical conversion factor, α , between the apparent CO (1 \rightarrow 0) line luminosity L'_{CO} , and the total molecular mass, M_{H_2} . However, this conversion may depend on the CO excitation. In nearby starbursts with moderate gas excitation, Downes & Solomon (1998) derive $\alpha = 0.8 M_{\odot} (\text{K km s}^{-1} \text{ pc}^2)^{-1}$. The high excitation and moderate line opacities of our one-component LVG model for J1148+5251 predict a CO (1 \rightarrow 0) line flux much lower than that of an optically thick distribution (Fig. 3). As observed for NGC 253, it is likely that an optically thick, low-excitation molecular component adds to the lower J level populations. Given this uncertainty, and since a value of α for very high excitation conditions is unknown, we do not estimate the mass on the one component LVG predictions, but extrapolate to $L'_{\text{CO}(1\rightarrow 0)} = 2.7 \times 10^{10} \text{ K km s}^{-1} \text{ pc}^2$, with the assumption of a constant line brightness temperature (the optically thick case) from $J = 1$ to 6. With the quoted conversion factor, we find $M_{\text{H}_2} \approx 2 \times 10^{10} M_{\odot}$. We then estimate the gas to dust mass ratio $M_{\text{H}_2}/M_{\text{dust}} \approx 30$, which is similar to the values found for local ULIRGs and other high redshift quasars (e.g., Guilleoteau et al. 1999; Cox et al. 2002).

The minimum area of the molecular region can be estimated from the ratio of the observed line brightness temperature (11 mK for CO (6 \rightarrow 5)) and the intrinsic line brightness,

which is 23 and 56 K in the LVG models with $\tau = 4$ and 1, respectively (Fig. 3). With a $5''$ beam the corresponding source radius (assuming uniform coverage) is $0.1\text{--}0.15''$, or $560\text{--}840$ pc. Placing $2 \times 10^{10} M_{\odot}$ in a volume of radius 560 pc gives an average CO column density $1.2 \times 10^{20} (X_{\text{CO}}/10^{-4}) \text{ cm}^{-2}$, where X_{CO} is the CO abundance relative to H_2 . If the observed CO lines have moderate optical depth, $\tau < 4$, the CO column is $< 2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$, which would either require a low CO abundance, $X_{\text{CO}} < 2 \times 10^{-5}$, or a larger volume. Considering the low gas-to-dust ratio estimated above and the high metallicities implied by the optical lines (Fan et al. 2003), a CO abundance much lower than the Galactic $\sim 10^{-4}$ seems unlikely. Rather, a larger radius of ~ 1400 pc for the gas distribution could account for the moderate CO line opacities.

If the molecular gas forms an inclined disk (angle i relative to the sky plane) in Keplerian rotation about a spherical mass, the line width and a minimum source radius between 560 and 1400 pc yield a minimum gravitating (dynamical) mass enclosed by the disk of $(2\text{--}6) \times 10^9 \sin^{-2} i M_{\odot}$. For large inclination angles this mass would not be much larger than that of the black hole, and a factor 4–10 smaller than the gas mass implied by the line intensities. The latter may have been overestimated given the approximate nature of our estimate; alternatively, the CO disk inclination is close to the sky plane, $i \sim 20\text{--}30$ deg, which is more likely considering the large dust mass, and the fact that the AGN is optically unobscured.

The detection of large amounts of dense molecular gas in J1148+5251 supports the conjecture that the strong far-infrared luminosity seen from many quasars arises from extended star forming regions, and is not due to heating from the AGN (Omont et al. 2001, 2003; Carilli et al. 2001). Although for J1148+5251 the emission remains spatially unresolved, the large masses of warm CO are unlikely to be heated by the AGN at a kpc distance. With the estimated mass of molecular gas of $\sim 2 \times 10^{10} M_{\odot}$ star formation in J1148+5251 could be sustained at the rate $\sim 3000 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ implied by the far-infrared luminosity for a short time only, < 10 million years. This is comparable to the estimated duty cycle time of quasars (e.g. Wyithe & Loeb 2003), and to the dynamical time of the star forming region, which implies a rapid gas depletion unless the system continues to accrete gas at a high rate. If the replenishing gas is of low-metallicity, the short depletion time suggests that the enrichment with heavy elements and dust is rapid, which leaves only supernovae and winds from the most massive stars as possible sources.

Our low estimate for the dynamical to luminous mass ratio excludes the presence of a large stellar mass within the volume of the CO emission. The duration of star formation at the present rate could therefore not have been much longer than 10^7 yr, unless the starburst does not form many long-lived, low-mass stars, in which case the star formation rate would have been overestimated and the depletion time could be longer.

The dynamical mass is an order of magnitude smaller than the bulge mass deduced from the correlation between the black hole mass and the bulge mass (or velocity dispersion) in local spheroids (Magorrian et al. 1998). This could be due to a biased selection of a non-representative, bright quasar, or it confirms a tendency for the stellar to black hole mass ratio to decrease at higher redshifts (Rix et al. 2001), possibly due to self-regulating star formation mechanisms (Wyithe & Loeb 2003).

Acknowledgements. We thank the IRAM Plateau de Bure staff and the Effelsberg operators for their great support in the observations, and F. Combes and the anonymous referee for helpful comments.

References

- Becker, R. H., Fan, X., White, R. L., et al. 2001, *AJ*, 122, 2850
 Bertoldi, F., Carilli, C., Cox, P., et al. 2003, *A&A*, 406, L55
 Bradford, C., Nikola, T., Stacey, G., et al. 2003, *ApJ*, 586, 891
 Carilli, C. L., Bertoldi, F., Omont, A., et al. 2001, *AJ*, 122, 1679
 Carilli, C. L., Kohno, K., Kawabe, R., et al. 2002, *AJ*, 123, 1838
 Carilli, C. L., Lewis, G. F., Djorgovski, S. G., et al. 2003, *Science*, 300, 773
 Cen, R. 2003, *ApJ*, 591, L5
 Cox, P., Omont, A., & Bertoldi, F. 2002, in *Infrared & Submm Space Astronomy*, ed. M. Giard, EAS (EDP Sciences), 399
 Cox, P., Omont, A., Djorgovski, S., et al. 2002, *A&A*, 387, 406
 Downes, D., & Solomon, P. 1998, *ApJ*, 507, 615
 Fan, X., Narayanan, V., Lupton, R., et al. 2001, *AJ*, 122, 2833
 Fan, X., Strauss, M., Schneider, D., et al. 2003, *AJ*, 125, 1649
 Gebhardt, K., Bender, R., Dressler, A., et al. 2000, *ApJ*, 539, L13
 Guilloteau, S., Omont, A., McMahon, R. G., Cox, P., & Petitjean, P. 1997, *A&A*, 328, L1
 Guilloteau, S., Omont, A., Cox, P., McMahon, R. G., & Petitjean, P. 1999, *A&A*, 349, 363
 Haiman, Z., & Loeb, A. 2001, *ApJ*, 552, 459
 Kogut, A., Spergel, D., Barnes, C., et al. 2003, *ApJ*, in press
 Magorrian, J., Tremaine, S., Richstone, D., et al. 1998, *AJ*, 115, 2285
 Mao, R. Q., Henkel, C., Schulz, A., et al. 2000, *A&A*, 358, 433
 Ohta, K., Yamada, T., Nakanishi, K., et al. 1996, *Nature*, 382, 426
 Omont, A., Petitjean, P., Guilloteau, S., et al. 1996, *Nature*, 382, 428
 Omont, A., Cox, P., Bertoldi, F., et al. 2001, *A&A*, 374, 371
 Omont, A., Beelen, A., Bertoldi, F., et al. 2003, *A&A*, 398, 857
 Rix, H.-W., Falco, E. E., Impey, C., et al. 2001, *Gravitational Lensing: Recent Progress*, ASP Conf. Ser., 237, 169
 Shields, G., Gebhardt, K., Salviander, S., et al. 2003, *ApJ*, 583, 124
 Solomon, P. M., Downes, D., Radford, S. J. E., & Barrett, J. W. 1997, *ApJ*, 478, 144
 Spergel, D. N., Verde, L., Peiris, H., et al. 2003, *ApJ*, submitted
 Walter, F., Bertoldi, F., Carilli, C. L., et al. 2003, *Nature*, 424, 406
 White, R., Becker, R., Fan, X., & Strauss, M. 2003, *AJ*, 126, 1
 Wyithe, J. S. B., & Loeb, A. 2003, *ApJ*, submitted
 [astro-ph/0304156]
 Willott, C. J., McLure, R. J., & Jarvis, M. 2003, *ApJ*, 587, L15

Conclusions

Au cours de cette thèse, j'ai présenté les résultats de plusieurs relevés de l'émission infrarouge lointain de quasars à grand décalage spectral couvrant des décalages spectraux de $z \sim 1$ à $z = 6.4$. Dans un premier temps, je me suis intéressé à la distribution spectrale d'énergie d'un échantillon de 6 quasars à grand décalage spectral pour lesquels des observations à $350 \mu\text{m}$ ont été effectuées à l'aide de SHARC-II au CSO à Hawaï, doublant ainsi le nombre de sources pour lesquelles de telles observations existent. Cette étude a permis de mettre en évidence de façon plus systématique la nature de l'émission infrarouge lointain de ces quasars, qui est due à l'émission thermique d'une composante de poussière tiède, de température moyenne $T_{\text{dust}} \sim 50 \text{ K}$, dont l'indice spectral moyen est de $\beta = 1.6$. Puis, je décris les résultats de deux relevés de quasars optiquement lumineux et radio faible : le premier concerne un échantillon de 35 quasars à $1.8 < z < 2.8$ ayant des magnitudes bleues absolues $-29.5 < M_B < -27$, le second un échantillon de 75 quasars optiquement plus faible ($-28.0 < M_B < -24.5$) à des décalages spectraux de $1.6 < z < 2.5$ et $3.6 < z < 4.8$. En combinant ces résultats avec l'ensemble des relevés (sub)millimétriques de quasars optiquement lumineux et radio faible à grand décalage spectral, il a été possible de mettre en évidence un lien entre l'activité du trou noir supermassif et celle de formation stellaire dans les galaxies hôtes de ces quasars. Cette relation est néanmoins moins prononcée que celle observée localement entre les propriétés des trous noirs centraux et les bulbes de leur galaxies hôtes. L'origine de cette différence est encore incertaine et est en cours d'investigation. La partie consacrée à l'étude de la poussière dans les quasars à grand décalage spectral se termine par les travaux en cours sur l'émission infrarouge lointain des quasars les plus distants ($z > 5.7$) connus à ce jour, avec notamment J1148+5251 à $z = 6.42$. Pour ce dernier quasar, de nombreuses données photométriques existent et permettent d'estimer sa luminosité infrarouge lointain à $3 \times 10^{13} L_{\odot}$, pour une masse de poussière de $5 \times 10^8 M_{\odot}$. Une telle masse de poussières met en avant le problème du processus de leur formation. En effet, l'Univers n'était alors âgé que d'un milliard d'années, ce qui est insuffisant pour produire de telles quantités de poussières avec les processus de formation faisant intervenir des étoiles évoluées. Il est donc nécessaire de prendre en compte d'autres processus de formation de la poussière, notamment dans les enveloppes de supernovae de type II et d'étoiles super massives. Si le chauffage des poussières est dominé par l'activité formation stellaire, comme semble le montrer la corrélation infrarouge-radio suivie par les galaxies à flambée stellaire locales et les quasars à grand décalage spectral, il est possible d'estimer le taux de formation stellaire des galaxies hôtes des quasars à grand décalage spectral. Pour l'ensemble des sources étudiées dans cette thèse, les taux sont de l'ordre de quelques $\sim 1000 M_{\odot}/\text{yr}^{-1}$.

De grandes quantités de gaz moléculaire sont nécessaires pour alimenter de telles activités de formation stellaire. La seconde partie de ma thèse est consacrée à l'étude du gaz dense dans les quasars à grand décalage spectral, détectés principalement à l'aide des transitions rotationnelles de la molécule CO. J'ai détaillé tout d'abord la détection des raies CO (3-2) et (7-6) dans le quasar optiquement lumineux J1409+5628 à $z = 2.58$, qui a permis d'estimer la masse de gaz moléculaire présente dans sa galaxie hôte et de déterminer précisément le décalage systémique de cette source. J'ai présenté ensuite une étude homogène, comparative et globale de l'émission de CO dans l'ensemble des sources (galaxies submm, quasars, radio galaxies, galaxies à coupure de Lyman) à grand décalage spectral ($z > 1$), en construisant une base de données regroupant l'ensemble des informations les concernant. Cette étude a permis de montrer que la relation non linéaire observée localement entre la luminosité infrarouge lointain et la luminosité CO se poursuit pour les sources à grand décalage spectral, plus lumineuses. La luminosité infrarouge lointain pouvant être reliée à l'activité de formation stellaire, et la luminosité CO à la masse de gaz moléculaire, cette tendance peut être interprétée comme une augmentation de l'efficacité de formation stellaire avec la luminosité. J'ai également présenté deux études du gaz dense dans les

quasars à grand décalage spectral basées sur des traceurs autres que le monoxyde de carbone ; Tout d'abord à l'aide de la molécule HCN, détecté dans le quasar J1409+5251. Les données HCN actuellement disponibles pour les sources à grand- z montrent que la relation locale entre la luminosité infrarouge lointain et la luminosité HCN se poursuit aux luminosités les plus grandes, indiquant que le taux de formation stellaire est défini par la quantité de gaz dense. Ensuite à l'aide de l'émission du carbone neutre, dont la transition $^3P_1 \rightarrow ^3P_0$ a été détectée dans le quasar PSS 2322+1944 à $z = 4.12$. Cette détection est confrontée à des résultats dans les quelques sources à grand z où [CII] est détecté et permet de faire un premier bilan des principales raies de refroidissement, bilan comparée à des sources locales. Cette partie, consacrée au gaz moléculaire dans les quasars à grand décalage spectral, se termine sur les résultats d'une étude de l'émission du gaz moléculaire dans le quasar J1148+5251.

L'observation du continuum thermique des poussières dans un nombre croissant de quasars à grand- z et dans certains cas du gaz moléculaire a permis de mieux contraindre les conditions physiques dans les galaxies hôtes des quasars à grand décalage spectral, qui sont parmi les objets les plus massifs formés dans l'Univers. Ces programmes exploratoires ouvrent la voie à l'étude du milieu interstellaire dans l'environnement extrême des premières galaxies à flambées d'étoiles. Les années à venir verront l'aboutissement de nombreux relevés profonds multi longueur d'onde (GOODS, COSMOS, ...). En particulier, les relevés effectués dans le domaine infrarouge (SPITZER), submillimétrique (LABOCA, SCUBA-II) ou radio vont résulter en de nouveaux catalogues de sources qui permettront des études plus complètes de l'histoire de la formation stellaire dans l'Univers. D'autres part, de nouveaux grands relevés optiques et infrarouge proche sonderont l'Univers à des époques de plus en plus reculées, remontant peut-être jusqu'aux premières sources. Les suivis (sub)millimétriques et radio de ces sources nous apporteront des informations essentielles sur les conditions des premières flambées de formation stellaire. Ces champs de recherche connaîtront un nouvel essor avec la mise en opération des générations suivantes d'instruments, tels que les satellites HERSCHEL et JWST, et les interféromètres EVLA et ALMA. Les gains en résolution spatiale et en sensibilité ainsi que la possibilité d'observer sur une large gamme de fréquence ouvriront une ère entièrement nouvelle dans la cosmologie observationnelle. Ces nouveaux observatoires permettront de sonder les conditions physiques et chimiques du milieu interstellaire des galaxies les plus lointaines, sans être limité aux objets extrêmes, et de suivre leur évolution cosmique. Ces progrès rendront également possible l'étude morphologique et cinématique des premières galaxies, avec en particulier la détermination des masses dynamiques de ces systèmes, testant ainsi directement les prédictions des modèles de formation des structures.

Annexe A

Notion de cosmologie

Sommaire

A.1	Décalage spectral	195
A.2	Équations de Friedmann	196
A.3	Paramètres Cosmologiques	197
A.4	Distances	197
A.4.1	Distance lumineuse	197
A.4.2	Distance diamètre angulaire	197
A.5	Correction K inverse	197
A.5.1	Correction K	198
A.5.2	correction K inverse	198

En supposant un univers homogène et isotrope, sa géométrie est décrite par la métrique de Friedmann-Robertson-Walker

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R^2(t) \left\{ \frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \right\},$$

où t est le temps propre, $R(t)$ le facteur d'échelle, r la coordonnée comobile radiale et k le paramètre de courbure prenant les valeurs discrètes $-1, 0$ et 1 , correspondant respectivement à un univers à géométrie hyperbolique, euclidien ou sphérique. On peut alors définir une distance effective ou distance propre comme l'intégrale sur l'élément de distance, correspondant au temps de traversée des photons d'un point à un autre cdt

$$D_{\text{pr}} = \int_0^r \frac{R(t) dr}{\sqrt{1 - kr^2}} = R(t)f(r).$$

En comparant la distance propre d'un objet au temps t à celle au temps t_0 , on peut montrer que celle-ci change avec le temps, les objets ont donc une vitesse radiale qui suit la loi de Hubble $v_r = H(t)D_{\text{pr}}$, avec $H(t) = \dot{R}(t)/R(t)$, le paramètre de Hubble.

A.1 Décalage spectral

La lumière provenant des galaxies distantes subit un décalage de leurs spectres vers le rouge. Par définition ce décalage spectral z s'exprime comme le rapport entre la différence de longueur

d'onde reçue λ_{obs} et émise λ_{rest} , et la longueur d'onde émise, soit

$$z \equiv \frac{\lambda_{\text{obs}} - \lambda_{\text{rest}}}{\lambda_{\text{rest}}}. \quad (\text{A.1})$$

Il est possible de relier le décalage spectral au rapport des facteurs d'échelle lors de l'émission et de la réception du photon qui se déplace sur une géodésique $ds^2 = 0$, soit

$$1 + z = \frac{R(t_0)}{R(t)}.$$

Le décalage spectral observé sur la lumière provenant des galaxies distantes peut donc être expliquée par la différence de rayon de courbure lors de l'émission et la réception des photons émis par ces objets, en d'autre terme, puisque ce décalage est toujours mesuré vers le rouge, par l'expansion de l'univers. Nous verrons par la suite que ce décalage spectral est aussi une mesure de temps et de distance utilisé en cosmologie.

A.2 Équations de Friedmann

A partir des équations d'Einstein qui établissent une relation entre la matière-énergie et la métrique, on peut dériver une l'équation de Friedmann qui régit l'évolution de la courbure de l'espace dans le temps :

$$\dot{R}(t)^2 = \frac{1}{3} (8\pi G\rho + \Lambda c^2) R(t)^2 - kc^2,$$

où G est la constante de gravitation universelle, ρ la densité moyenne et Λ la constante cosmologique. A partir de cette équation on peut calculer une densité critique pour laquelle la courbure $k = 0$, soit $\rho_c = 3H^2/8\pi G$, ce qui permet de définir le paramètre de densité cosmologique $\Omega = \rho/\rho_c$, ainsi que ce qui s'apparente à une densité due à la constante cosmologique $\Omega_\Lambda = \Lambda c^2/3H^2$. Le terme de courbure peut également s'écrire sous une forme de densité $\Omega_k = -kc^2/H^2R^2$. L'équation de Friedmann s'écrit alors $\Omega + \Omega_\Lambda + \Omega_k = 1$ ce qui conduit à une relation entre le terme de courbure et la densité totale $\Omega_t = \Omega + \Omega_\Lambda$. Ainsi, lorsque $\Omega_t > 1$ (resp < 1) alors $k = 1$ (resp -1), ou bien lorsque $\Omega_t = 1$ alors $k = 0$, le contenu de l'univers détermine ainsi sa géométrie globale. En re-définissant les densités au temps actuel ($\Omega = \Omega(0)$ et $\Omega_\Lambda = \Omega_\Lambda(0)$), l'évolution du facteur d'échelle s'écrit

$$\begin{aligned} H(z)^2 = H_0^2 E(z) &= H_0^2 [\Omega(1+z)^3 + \Omega_k(1+z)^2 + \Omega_\Lambda], \\ &= H_0^2 [(1+z)^2(1+\Omega z) - z(2+z)\Omega_\Lambda], \end{aligned}$$

En remarquant que $H(z) = \dot{R}/R = \dot{z}/(1+z)$, on peut exprimer le temps écoulé entre le décalage spectral z et $z = 0$,

$$t(z) - t(0) = \int_0^z dt = \int_0^z \frac{dz}{(1+z)H(z)},$$

ce qui permet, par exemple, de calculer l'âge de l'univers en posant $z = \infty$. La coordonnée radiale de la métrique peut également être calculée par

$$r(z) = \int_{t_e}^{t_o} \frac{c dt}{R(t)} = \int_{R_e}^{R_o} \frac{c dR}{R\dot{R}} = \frac{c}{R(t_0)} \int_0^z \frac{dz}{H(z)}.$$

$$\begin{aligned}\Omega_t &= 1.02 \pm 0.02 & \Omega_\Lambda &= 0.73 \pm 0.04 \\ \Omega &= 0.27 \pm 0.04 & h &= 0.71_{-0.03}^{+0.04}\end{aligned}$$

A.3 Paramètres Cosmologiques

Le modèle cosmologique qui, à l'heure actuelle rends le mieux compte des observations est décrit entre autres par les paramètres suivant :

où $H_0 = 100 h \text{ kms}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$. Ces paramètres ont été déterminés à partir d'observations de différentes natures mais sont principalement déduites des données sur le fond diffus micro-onde cosmologique provenant du satellite WMAP (Spergel et al. 2003). Comme on peut le voir, Ω_t qui détermine la géométrie globale de l'univers est proche de 1. Nous ferons donc ici l'hypothèse que le paramètre de courbure de l'univers est nul et donc que $f(r) = r$. C'est dans ce cadre là que nous parlerons par la suite de distance et de temps.

A.4 Distances

En plus de la distance propre introduite précédemment qui détermine la distance physique mesurée par le temps de traversée des photons entre deux décalages spectraux, il existe d'autres définitions de distance en cosmologie. Nous nous intéresserons ici qu'à la distance lumineuse D_L et la distance angulaire D_A .

A.4.1 Distance lumineuse

La distance lumineuse est définie pour préserver la loi euclidienne de diminution de la luminosité en fonction de la distance soit $D_L = (L/4\pi l)^{1/2}$ où L est la luminosité absolue émise par la source à la coordonnée comobile r_1 au temps t , et l est le flux reçu par l'observateur à $t = t_0, r = 0$. La source émet une énergie $L dt$ pendant l'intervalle dt , cette énergie est distribuée sur une sphère de rayon $4\pi(R(t_0)r(t))^2$, mais sera reçue pendant un interval de temps dt_0 tel que $dt_0 = R(t_0)/R(t)dt$. La densité de flux étant aussi affecté par le décalage vers le rouge, on obtient finalement $l4\pi(R(t_0)r(t))^2 dt_0 = Ldt(1+z)^{-1}$. En utilisant la définition de la distance de luminosité on arrive à

$$D_L = \frac{R(t_0)^2}{R(t)} r = (1+z) \frac{c}{H_0} \int_0^z \frac{dz}{E(z)}. \quad (\text{A.2})$$

A.4.2 Distance diamètre angulaire

La distance diamètre angulaire est elle construite afin de préserver les propriétés de l'espace euclidien pour la variation angulaire d'un objet en fonction de la distance à l'observateur. Ainsi si un objet placé en r au temps t a un diamètre propre D_{pr} et qu'il est observé en $t = t_0, r = 0$ avec un angle $\Delta\theta$, alors $D_{\text{pr}} = R(t)r\Delta\theta$. Par définition la distance diamètre angulaire est donc

$$D_A = \frac{D_{\text{pr}}}{\Delta\theta} = R(t)r = \frac{1}{1+z} \frac{c}{H_0} \int_0^z \frac{dz}{E(z)} = (1+z)^{-2} D_L. \quad (\text{A.3})$$

A.5 Correction K inverse

L'expansion de l'Univers permet de relier décalage spectral à une distance, cependant ce décalage, entre la longueur d'onde émise par un objet et celle reçue par un observateur, induit

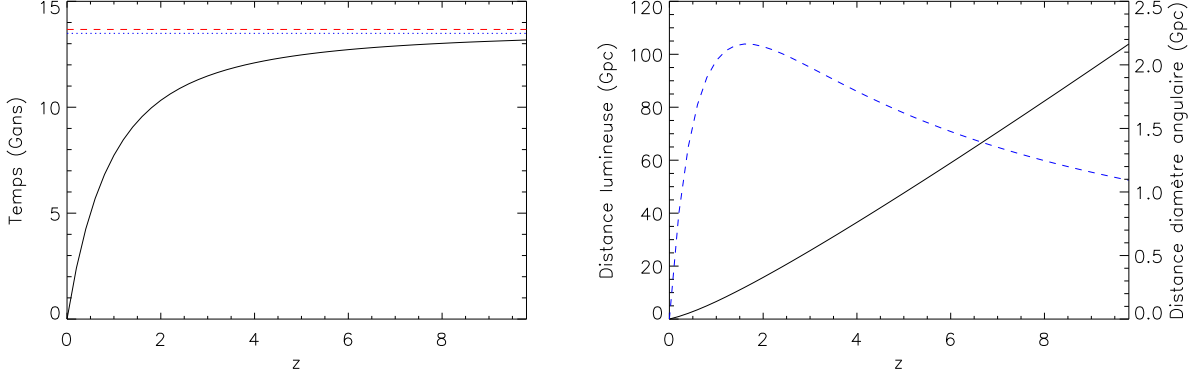


FIG. A.1 – *Gauche* : Temps écoulé depuis $z = 0$ en fonction du décalage spectral. *Droite* : Distance lumineuse D_L et distance diamètre angulaire D_A en fonction du décalage spectral

que pour une longueur d'onde d'observation donnée, on observe un rayonnement qui a été émis à des longueurs d'onde différentes pour des sources à des décalages spectraux différents. Cet effet doit être corrigé par le facteur de correction K qui dépend de la forme du spectre de l'objet étudié et la bande passante du filtre avec lequel on observe.

A.5.1 Correction K

Une source ayant une magnitude absolue M_Q dans le filtre au repos R sera observée dans le filtre R avec une magnitude apparente m_R . Le facteur de correction K sera alors défini par

$$m_R = M_Q + DM + K_{QR},$$

où DM est le module de distance, défini par $DM = 5 \log [D_L/10\text{pc}]$. En définissant m_R et M_Q comme étant l'intégrale sur la fréquence de la distribution spectrale d'énergie ou de la luminosité monochromatique de la source dans les filtres R et Q , normalisée au système de magnitude de référence, on peut alors écrire

$$K_{QR} = -2.5 \log \left[(1+z) \frac{\int \frac{d\nu_o}{\nu_o} L_\nu((1+z)\nu_o) R(\nu_o) \int \frac{d\nu_e}{\nu_e} g_\nu^Q(\nu_e) Q(\nu_e)}{\int \frac{d\nu_e}{\nu_e} L_\nu(\nu_e) Q(\nu_e) \int \frac{d\nu_o}{\nu_o} g_\nu^R(\nu_o) R(\nu_o)} \right],$$

où $L_\nu(\nu)$ est la luminosité monochromatique de la source à la fréquence ν , $R(\nu)$ et $Q(\nu)$ sont les réponses des filtres dans les bandes R et Q et g_ν^X est le spectre de référence dans la bande X du système de magnitude utilisé.

A.5.2 correction K inverse

L'effet de correction K n'a pas la même application à toutes les longueurs d'ondes. En effet, si on observe dans le domaine millimétrique, le décalage spectral subit par le rayonnement des galaxies lointaines compense la diminution de flux due à l'éloignement. Si on approxime le rayonnement infrarouge d'une galaxie L_ν par un corps noirs modifié avec $T = 45$ K et $\beta = 1.5$, on peut calculer le flux reçu S_ν à une certaine longueurs d'onde en fonction de décalage spectral de la source,

$$\nu_{\text{rest}} L_{\nu_{\text{rest}}} = \nu_{\text{obs}} S_{\nu_{\text{obs}}} 4\pi D_L^2.$$

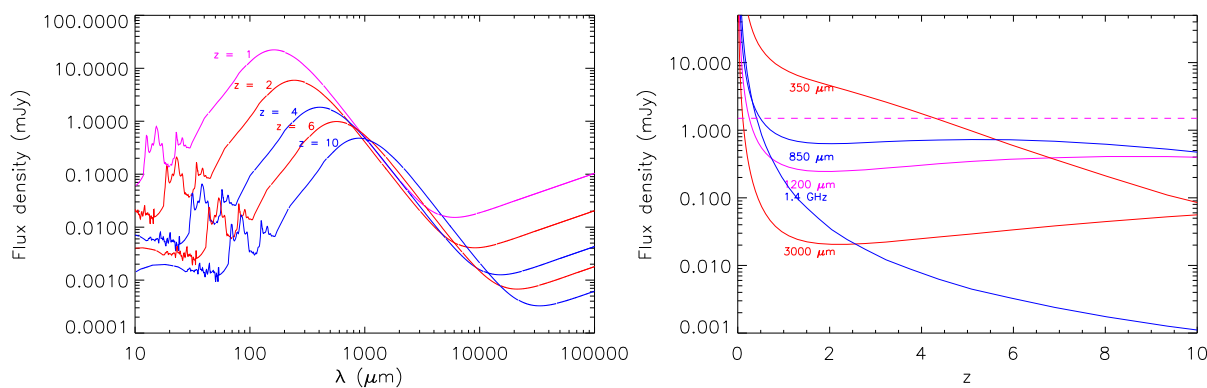


FIG. A.2 – *Gauche* : Spectre typique d’une galaxie à flambée d’étoile avec $L_{\text{FIR}} \approx 10^{12} M_{\odot}$ observée à différents décalages spectraux. Aucune évolution temporelle n’est appliquée. On peut remarquer pour une longueur d’onde donnée, différents décalages spectraux sondent la distribution spectrale d’énergie à différentes longueurs d’ondes. *Droite* : Illustration de l’effet de k -correction inverse pour différentes longueurs d’ondes. Le flux d’une galaxie typique à flambée d’étoile à une certaine longueur d’onde observée est reporté en fonction du décalage spectral

Si on néglige les effets d’évolution et que l’on prends le même objets à différent décalage spectral, on peut alors voir sur les figures A.2 que pour les longueurs d’onde millimétrique et submillimétrique, l’effet d’éloignement est compensé par la correction K , c’est la *correction K inverse*. Cet effet est très utilisé dans ces domaines car il permet, en théorie, d’observer aussi facilement des objets à $z = 1$ qu’à $z = 10$.

Annexe B

Éléments de transfert radiatif

Sommaire

B.1 Flux net & Luminosité	201
B.2 Cas d'une émission isotrope	201

Je présente ici quelques notions de transfert radiatif qui permettront de fixer le vocabulaire utilisé.

Considérons un élément d'aire dA exposé à une radiation pendant un temps dt . la quantité d'énergie E passant par cet élément doit être proportionnelle à $dA dt$, et on peut l'écrire $E = F dA dt$, le flux d'énergie F est alors mesuré en $W m^{-2}$. Le flux est une mesure de l'énergie portée par l'ensemble des photons passant par une surface donnée. Une description plus détaillée peut être faite en s'intéressant à l'énergie transportée par un ensemble réduit de photons. L'énergie passant dans un temps dt , par une aire dA , normale à la direction d'un photon donné, et provenant d'un ensemble de directions comprises dans un angle solide $d\Omega$ autour de la direction du photon initial (cf fig B.1) est donné par

$$dE = I_\nu dA dt d\Omega d\nu, \tag{B.1}$$

où I_ν est appelé intensité spécifique ou brillance et est exprimé en $W m^{-2} sr^{-1} Hz^{-1}$.

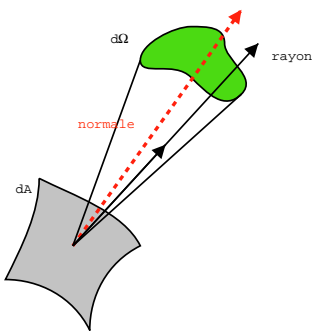


FIG. B.1 – Définition de l'intensité spécifique

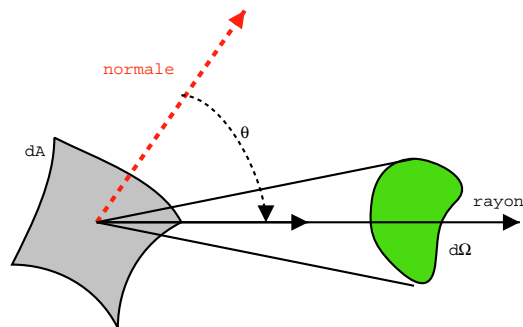


FIG. B.2 – Définition du flux net

B.1 Flux net & Luminosité

Si on considère maintenant un élément de surface non perpendiculaire aux rayons incidents, l'élément de flux venant de l'angle solide $d\Omega$ est alors le produit de l'intensité spécifique et de l'angle solide vu par la surface dA (cf fig. B.2), donc réduit par la quantité $\cos \theta$

$$dS_\nu = I_\nu \cos \theta d\Omega. \quad (\text{B.2})$$

Le flux net S_ν reçu par la surface dA est obtenu en intégrant sur l'ensemble des angles solides $S_\nu = \int I_\nu \cos \theta d\Omega$. Si I_ν est un champ de radiation isotopique alors le flux net est zéro car $\int \cos \theta d\Omega = 0$. C'est à dire qu'il y a autant d'énergie passant par une face de dA que par l'autre face. On peut ainsi obtenir le flux total et la brillance totale en intégrant sur les fréquences comme $S = \int S_\nu d\nu$ en W m^{-2} , et $I = \int I_\nu d\nu$ en $\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1}$, respectivement. On définit alors la luminosité L comme la puissance émise par l'ensemble des éléments dA , ou la dérivée par rapport au temps de l'énergie émise, $E = L dt$, on l'obtient en intégrant le flux sur la surface de la source $L = \int S dA$ définie alors en W .

B.2 Cas d'une émission isotrope

Considérons le cas d'une sphère de rayon R et de brillance uniforme B , c'est à dire que chaque rayons quittant la sphère a la même brillance. En un point P, situé à une distance r de la sphère, la brillance reçue est B si le rayon passe par la sphère, zéro sinon. On a alors,

$$S = \int I \cos \theta d\Omega = B \int_0^{2\pi} d\Phi \int_0^{\theta_c} \sin \theta \cos \theta d\theta$$

où $\theta_c = \sin^{-1} R/r$ est l'angle auquel le rayon en P est tangent à la sphère. On peut alors écrire $S = \pi B \sin^2 \theta_c = \pi B (R/r)^2 = B A/r^2$, où A est l'aire projetée de la source suivant la ligne de visée. Dans le cas où l'on se place à la surface de la sphère $r = R$, on a $S = \pi B$ et $L = 4 \pi^2 R^2 B$.

Annexe C

Liste de publications

1. A. **Beelen**, P. Cox, D. J. Benford, C. D. Dowell, A. Kovacs, F. Bertoldi, A. Omont, and C. L. Carilli. 350 Micron Dust Emission from High Redshift Quasars. *A&A*, submitted 2004.
2. J. Pety, A. **Beelen**, P. Cox, D. Downes, A. Omont, F. Bertoldi, and C. L. Carilli. Atomic carbon in PSS 2322+1944, a quasar at redshift 4.12. *ArXiv Astrophysics e-prints*, November 2004.
3. C. L. Carilli, P. Solomon, P. V. Bout, F. Walter, A. **Beelen**, P. Cox, F. Bertoldi, K. M. Menten, K. G. Isaak, C. J. Chandler, and A. Omont. A Search for Dense Molecular Gas in High Redshift Infrared-Luminous Galaxies. *ArXiv Astrophysics e-prints*, September 2004.
4. C. L. Carilli, F. Walter, F. Bertoldi, K. M. Menten, X. Fan, G. F. Lewis, M. A. Strauss, P. Cox, A. **Beelen**, A. Omont, and N. Mohan. Radio Continuum Imaging of Far-Infrared-Luminous QSOs at $z > 6$. *AJ*, 128 :997–1001, September 2004.
5. A. **Beelen**, P. Cox, J. Pety, C. L. Carilli, F. Bertoldi, E. Momjian, A. Omont, P. Petitjean, and A. O. Petric. Starburst activity in the host galaxy of the $z = 2.58$ quasar J1409+5628. *A&A*, 423 :441–447, August 2004.
6. F. Bertoldi, P. Cox, R. Neri, C. L. Carilli, F. Walter, A. Omont, A. **Beelen**, C. Henkel, X. Fan, M. A. Strauss, and K. M. Menten. High-excitation CO in a quasar host galaxy at $z = 6.42$. *A&A*, 409 :L47–L50, October 2003.
7. F. Bertoldi, C. L. Carilli, P. Cox, X. Fan, M. A. Strauss, A. **Beelen**, A. Omont, and R. Zylka. Dust emission from the most distant quasars. *A&A*, 406 :L55–L58, July 2003.
8. A. Omont, A. **Beelen**, F. Bertoldi, P. Cox, C. L. Carilli, R. S. Priddey, R. G. McMahon, and K. G. Isaak. A 1.2 mm MAMBO/IRAM-30 m study of dust emission from optically luminous $z \sim 2$ quasars. *A&A*, 398 :857–865, February 2003.
9. C. L. Carilli, P. Cox, F. Bertoldi, K. M. Menten, A. Omont, S. G. Djorgovski, A. Petric, A. **Beelen**, K. G. Isaak, and R. G. McMahon. Imaging Low-Order CO Emission from the $z=4.12$ Quasi-Stellar Object PSS J2322+1944. *ApJ*, 575 :145–149, August 2002.
10. P. Cox, A. Omont, S. G. Djorgovski, F. Bertoldi, J. Pety, C. L. Carilli, K. G. Isaak, A. **Beelen**, R. G. McMahon, and S. Castro. CO and Dust in PSS 2322+1944 at a redshift of 4.12. *A&A*, 387 :406–411, May 2002.

Bibliographie

- Abazajian, K., Adelman-McCarthy, J. K., Agüeros, M. A., et al. 2004, *AJ*, 128, 502
- Abazajian, K., Adelman-McCarthy, J. K., Agüeros, M. A., et al. 2003, *AJ*, 126, 2081
- Abel, T., Bryan, G. L., & Norman, M. L. 2002, *Science*, 295, 93
- Adams, F. C., Graff, D. S., & Richstone, D. O. 2001, *ApJ*, 551, L31
- Alexander, D. M., Bauer, F. E., Chapman, S. C., et al. 2004, *ArXiv Astrophysics e-prints*
- Alton, P. B., Xilouris, E. M., Misiriotis, A., Dasyra, K. M., & Dumke, M. 2004, *ArXiv Astrophysics e-prints*
- Appleton, P. N., Fadda, D. T., Marleau, F. R., et al. 2004, *ApJS*, 154, 147
- Archibald, E. N., Dunlop, J. S., Hughes, D. H., et al. 2001, *MNRAS*, 323, 417
- Arimoto, N., Sofue, Y., & Tsujimoto, T. 1996, *PASJ*, 48, 275
- Barkana, R. & Loeb, A. 2001, *Phys. Rep.*, 349, 125
- Barlow, T. A. & Junkkarinen, V. T. 1994, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 26, 1339
- Barvainis, R. & Ivison, R. 2002, *ApJ*, 571, 712
- Barvainis, R., Maloney, P., Antonucci, R., & Alloin, D. 1997, *ApJ*, 484, 695
- Bayet, E., Gerin, M., Phillips, T. G., & Contursi, A. 2004, *ArXiv Astrophysics e-prints*
- Beelen, A., Cox, P., Pety, J., et al. 2004, *A&A*, 423, 441
- Benford, D. J., Cox, P., Omont, A., Phillips, T. G., & McMahon, R. G. 1999, *ApJ*, 518, L65
- Bennett, C. L., Fixsen, D. J., Hinshaw, G., et al. 1994, *ApJ*, 434, 587
- Bertoldi, F., Carilli, C. L., Cox, P., et al. 2003a, *A&A*, 406, L55
- Bertoldi, F., Carilli, C. L., Menten, K. M., et al. 2000, *A&A*, 360, 92
- Bertoldi, F., Cox, P., Neri, R., et al. 2003b, *A&A*, 409, L47
- Blain, A. W., Barnard, V. E., & Chapman, S. C. 2003, *MNRAS*, 338, 733
- Blain, A. W., Smail, I., Ivison, R. J., Kneib, J.-P., & Frayer, D. T. 2002, *Phys. Rep.*, 369, 111

- Blake, G. A., Sutton, E. C., Masson, C. R., & Phillips, T. G. 1987, *ApJ*, 315, 621
- Bloemen, J. B. G. M., Strong, A. W., Mayer-Hasselwander, H. A., et al. 1986, *A&A*, 154, 25
- Bolatto, A. D., Di Francesco, J., & Willott, C. J. 2004, *ApJ*, 606, L101
- Bolatto, A. D., Leroy, A., Israel, F. P., & Jackson, J. M. 2003, *ApJ*, 595, 167
- Boulanger, F., Abergel, A., Bernard, J.-P., et al. 1996, *A&A*, 312, 256
- Bradford, C. M., Nikola, T., Stacey, G. J., et al. 2003, *ApJ*, 586, 891
- Brinchmann, J., Abraham, R., Schade, D., et al. 1998, *ApJ*, 499, 112
- Broguière, D., Neri, R., Sievers, A., & Wiesemeyer, H. 2002, *NIC Bolometer Users Guide*
- Bromm, V. & Loeb, A. 2003, *ApJ*, 596, 34
- Brown, R. L. & vanden Bout, P. A. 1992a, *ApJ*, 397, L11
- Brown, R. L. & vanden Bout, P. A. 1992b, *ApJ*, 397, L19
- Burkert, A. & Silk, J. 2001, *ApJ*, 554, L151
- Carilli, C. L., Bertoldi, F., Omont, A., et al. 2001a, *AJ*, 122, 1679
- Carilli, C. L., Bertoldi, F., Rupen, M. P., et al. 2001b, *ApJ*, 555, 625
- Carilli, C. L., Cox, P., Bertoldi, F., et al. 2002, *ApJ*, 575, 145
- Carilli, C. L., Lewis, G. F., Djorgovski, S. G., et al. 2003, *Science*, 300, 773
- Carilli, C. L., Solomon, P., Bout, P. V., et al. 2004, *ArXiv Astrophysics e-prints*
- Carilli, C. L. & Yun, M. S. 2000, *ApJ*, 530, 618
- Casoli, F. & Loinard, L. 2001, in *ASP Conf. Ser. 235 : Science with the Atacama Large Millimeter Array*, 305–+
- Chapman, S. C., Blain, A. W., Ivison, R. J., & Smail, I. R. 2003, *Nature*, 422, 695
- Charmandaris, V., Uchida, K. I., Weedman, D., et al. 2004, *ApJS*, 154, 142
- Colbert, J. W., Malkan, M. A., Clegg, P. E., et al. 1999, *ApJ*, 511, 721
- Colina, L. & Perez-Olea, D. E. 1995, *MNRAS*, 277, 845
- Combes, F. 2002, *The Cold Universe*, ed. D. Pfenniger & Y. Revaz, *Saas-Fee Advanced Courses*, Number 32 (Springer, ISBN :3-540-40838-X), 104–212
- Combes, F., Maoli, R., & Omont, A. 1999, *A&A*, 345, 369
- Condon, J. J. 1992, *ARA&A*, 30, 575
- Cox, A. N. 2000, *Allen’s astrophysical quantities* (Allen’s astrophysical quantities, 4th ed. Publisher : New York : AIP Press ; Springer, 2000. Edited by Arthur N. Cox. ISBN : 0387987460)

- Cox, P., Omont, A., Djorgovski, S. G., et al. 2002, *A&A*, 387, 406
- Dale, D. A., Helou, G., Contursi, A., Silbermann, N. A., & Kolhatkar, S. 2001, *ApJ*, 549, 215
- Desert, F.-X., Boulanger, F., & Puget, J. L. 1990, *A&A*, 237, 215
- Dicke, R. H., Peebles, P. J. E., Roll, P. G., & Wilkinson, D. T. 1965, *ApJ*, 142, 414
- Dickman, R. L. 1975, *ApJ*, 202, 50
- Djorgovski, S. G., Gal, R. R., Odewahn, S. C., et al. 1998a, in *Wide Field Surveys in Cosmology*, 14th IAP meeting held May 26-30, 1998, Paris. Publisher : Editions Frontieres. ISBN : 2-86332-241-9, p. 89., 89+
- Djorgovski, S. G., Odewahn, S. C., Gal, R. R., et al. 1998b, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 30, 1153
- Dowell, C. D., Allen, C. A., Babu, R. S., et al. 2003, in *Millimeter and Submillimeter Detectors for Astronomy*. Edited by Phillips, Thomas G.; Zmuidzinas, Jonas. *Proceedings of the SPIE*, Volume 4855, pp. 73-87 (2003)., 73–87
- Downes, D. & Solomon, P. M. 1998, *ApJ*, 507, 615
- Draine, B. T. & Lee, H. M. 1984, *ApJ*, 285, 89
- Dunne, L., Eales, S., Edmunds, M., et al. 2000, *MNRAS*, 315, 115
- Dunne, L. & Eales, S. A. 2001, *MNRAS*, 327, 697
- Elvis, M., Marengo, M., & Karovska, M. 2002, *ApJ*, 567, L107
- Elvis, M., Wilkes, B. J., McDowell, J. C., et al. 1994, *ApJS*, 95, 1
- Evans, A. S., Frayer, D. T., Surace, J. A., & Sanders, D. B. 2001, *AJ*, 121, 1893
- Fan, X., Hennawi, J. F., Richards, G. T., et al. 2004, *AJ*, 128, 515
- Fan, X., Strauss, M. A., Richards, G. T., et al. 2001, *AJ*, 121, 31
- Fan, X., Strauss, M. A., Schneider, D. P., et al. 2003, *AJ*, 125, 1649
- Fan, X., Strauss, M. A., Schneider, D. P., et al. 1999, *AJ*, 118, 1
- Feigelson, E. D. & Nelson, P. I. 1985, *ApJ*, 293, 192
- Ferrarese, L. & Merritt, D. 2000, *ApJ*, 539, L9
- Frerking, M. A., Keene, J., Blake, G. A., & Phillips, T. G. 1989, *ApJ*, 344, 311
- Freudling, W., Corbin, M. R., & Korista, K. T. 2003, *ApJ*, 587, L67
- Gao, Y. & Solomon, P. M. 2004a, *ApJS*, 152, 63
- Gao, Y. & Solomon, P. M. 2004b, *ApJ*, 606, 271
- Gebhardt, K., Bender, R., Bower, G., et al. 2000, *ApJ*, 539, L13

- Genzel, R., Lutz, D., Sturm, E., et al. 1998, *ApJ*, 498, 579
- Gerin, M. & Phillips, T. G. 2000, *ApJ*, 537, 644
- Gispert, R., Lagache, G., & Puget, J. L. 2000, *A&A*, 360, 1
- Greve, T. R., Bertoldi, F., Smail, I., et al. 2004a, *MNRAS*
- Greve, T. R., Ivison, R. J., Bertoldi, F., et al. 2004b, *MNRAS*, 380
- Guilloteau, S., Delannoy, J., Downes, D., et al. 1992, *A&A*, 262, 624
- Guilloteau, S., Omont, A., Cox, P., McMahan, R. G., & Petitjean, P. 1999, *A&A*, 349, 363
- Gunn, J. E. & Peterson, B. A. 1965, *ApJ*, 142, 1633
- Haas, M., Klaas, U., Müller, S. A. H., et al. 2003, *A&A*, 402, 87
- Haas, M., Müller, S. A. H., Bertoldi, F., et al. 2004, *A&A*, 424, 531
- Haas, M., Müller, S. A. H., Chini, R., et al. 2000, *A&A*, 354, 453
- Haiman, Z. & Loeb, A. 2001, *ApJ*, 552, 459
- Hainline, L. J., Scoville, N. Z., Yun, M. S., et al. 2004, *ApJ*, 609, 61
- Harwit, M. & Pacini, F. 1975, *ApJ*, 200, L127
- Hazard, C. 1962, *MNRAS*, 124, 343
- Helfer, T. T. & Blitz, L. 1997, *ApJ*, 478, 233
- Helou, G., Soifer, B. T., & Rowan-Robinson, M. 1985, *ApJ*, 298, L7
- Hildebrand, R. H. 1983, *QJRAS*, 24, 267
- Hopkins, A. M., Connolly, A. J., Haarsma, D. B., & Cram, L. E. 2001, *AJ*, 122, 288
- Hughes, D. H., Serjeant, S., Dunlop, J., et al. 1998, *Nature*, 394, 241
- Isaak, K. G., Chandler, C. J., & Carilli, C. L. 2004, *MNRAS*, 348, 1035
- Isaak, K. G., McMahan, R. G., Hills, R. E., & Withington, S. 1994, *MNRAS*, 269, L28+
- Isaak, K. G., Priddey, R. S., McMahan, R. G., et al. 2002, *MNRAS*, 329, 149
- Isobe, T., Feigelson, E. D., & Nelson, P. I. 1986, *ApJ*, 306, 490
- Kazantzidis, S., Mayer, L., Colpi, M., et al. 2004, *ArXiv Astrophysics e-prints*
- Kogut, A., Spergel, D. N., Barnes, C., et al. 2003, *ApJS*, 148, 161
- Korista, K. T., Voit, G. M., Morris, S. L., & Weymann, R. J. 1993, *ApJS*, 88, 357
- Kormendy, J. & Richstone, D. 1995, *ARA&A*, 33, 581
- Kovács, A. 2004, *The CRUSH Approach to Data Reduction*

- Kreysa, E., Gemuend, H., Gromke, J., et al. 1998, in Proc. SPIE Vol. 3357, p. 319-325, Advanced Technology MMW, Radio, and Terahertz Telescopes, Thomas G. Phillips; Ed., 319–325
- Kruegel, E., Chini, R., & Steppe, H. 1990, *A&A*, 229, 17
- Le Bourlot, J. 2000, in *ESA SP-456 : ISO Beyond the Peaks : The 2nd ISO Workshop on Analytical Spectroscopy*, 309–+
- Le Fèvre, O., Abraham, R., Lilly, S. J., et al. 2000, *MNRAS*, 311, 565
- Lequeux, J., Falgarone, E., & Ryter, C. 2002, *Le milieu interstellaire*, ed. C. edition (EDP Sciences)
- Lilly, S. J., Le Fevre, O., Hammer, F., & Crampton, D. 1996, *ApJ*, 460, L1+
- Loeb, A. 1993, *ApJ*, 404, L37
- Madau, P., Ferguson, H. C., Dickinson, M. E., et al. 1996, *MNRAS*, 283, 1388
- Magorrian, J., Tremaine, S., Richstone, D., et al. 1998, *AJ*, 115, 2285
- Maiolino, R., Schneider, R., Oliva, E., et al. 2004, *ArXiv Astrophysics e-prints*
- Malhotra, S., Helou, G., Stacey, G., et al. 1997, *ApJ*, 491, L27+
- Mather, J. C., Fixsen, D. J., Shafer, R. A., Mosier, C., & Wilkinson, D. T. 1999, *ApJ*, 512, 511
- McKee, C. F. & Ostriker, J. P. 1977, *ApJ*, 218, 148
- McMahon, R. G., Omont, A., Bergeron, J., Kreysa, E., & Haslam, C. G. T. 1994, *MNRAS*, 267, L9
- Mihos, J. C. & Hernquist, L. 1996, *ApJ*, 464, 641
- Miller, L., Peacock, J. A., & Mead, A. R. G. 1990, *MNRAS*, 244, 207
- Mirabel, I. F., Vigroux, L., Charmandaris, V., et al. 1998, *A&A*, 333, L1
- Mo, H. J. & White, S. D. M. 2002, *MNRAS*, 336, 112
- Momjian, E., Petric, A. O., & Carilli, C. L. 2004, *AJ*, 127, 587
- Neri, R., Genzel, R., Ivison, R. J., et al. 2003, *ApJ*, 597, L113
- Omont, A., Beelen, A., Bertoldi, F., et al. 2003, *A&A*, 398, 857
- Omont, A., Cox, P., Bertoldi, F., et al. 2001, *A&A*, 374, 371
- Omont, A., McMahon, R. G., Cox, P., et al. 1996, *A&A*, 315, 1
- Parmar, P. S., Lacy, J. H., & Achtermann, J. M. 1991, *ApJ*, 372, L25
- Penzias, A. A. & Wilson, R. W. 1965, *ApJ*, 142, 419
- Petitjean, P. & Bergeron, J. 1994, *A&A*, 283, 759
- Petric, A. O., Carilli, C. L., Bertoldi, F., et al. 2004, to be submitted to *AJ*

- Petric, A. O., Carilli, C. L., Bertoldi, F., et al. 2003, *AJ*, 126, 15
- Petrosian, V., Bahcall, J. N., & Salpeter, E. E. 1969, *ApJ*, 155, L57+
- Pettini, M., Steidel, C. C., Dickinson, M. E., et al. 1997, in American Institute of Physics Conference Series, 279–+
- Pety, J., Beelen, A., Cox, P., et al. 2004, *A&A* submitted
- Priddey, R. S., Isaak, K. G., McMahon, R. G., & Omont, A. 2003a, *MNRAS*, 339, 1183
- Priddey, R. S., Isaak, K. G., McMahon, R. G., Robson, E. I., & Pearson, C. P. 2003b, *MNRAS*, 344, L74
- Priddey, R. S. & McMahon, R. G. 2001, *MNRAS*, 324, L17
- Radford, S. J. E., Downes, D., & Solomon, P. M. 1991, *ApJ*, 368, L15
- Richards, G. T., Vanden Berk, D. E., Reichard, T. A., et al. 2002, *AJ*, 124, 1
- Richstone, D., Gebhardt, K., & Pinkney, J. 1999, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 31, 1518
- Rieke, G. H., Lebofsky, M. J., Thompson, R. I., Low, F. J., & Tokunaga, A. T. 1980, *ApJ*, 238, 24
- Rigopoulou, D., Spoon, H. W. W., Genzel, R., et al. 1999, *AJ*, 118, 2625
- Robson, I., Priddey, R. S., Isaak, K. G., & McMahon, R. G. 2004, *MNRAS*, 351, L29
- Rodríguez-Fernández, N. J., Martín-Pintado, J., Fuente, A., et al. 2001, *A&A*, 365, 174
- Rosolowsky, E., Engargiola, G., Plambeck, R., & Blitz, L. 2003, *ApJ*, 599, 258
- Rowan-Robinson, M., Mann, R. G., Oliver, S. J., et al. 1997, *MNRAS*, 289, 490
- Sanders, D. B., Mazzarella, J. M., Kim, D.-C., Surace, J. A., & Soifer, B. T. 2003, *AJ*, 126, 1607
- Sanders, D. B. & Mirabel, I. F. 1996, *ARA&A*, 34, 749
- Sanders, D. B., Phinney, E. S., Neugebauer, G., Soifer, B. T., & Matthews, K. 1989, *ApJ*, 347, 29
- Schaerer, D., Meynet, G., Maeder, A., & Schaller, G. 1993, *A&AS*, 98, 523
- Schmidt, M. 1963, *Nature*, 197, 1040
- Schmidt, M., Schneider, D. P., & Gunn, J. E. 1995, *AJ*, 110, 68
- Schneider, D. P., Fan, X., Hall, P. B., et al. 2003, *AJ*, 126, 2579
- Schneider, D. P., Richards, G. T., Fan, X., et al. 2002, *AJ*, 123, 567
- Schneider, R., Ferrara, A., & Salvaterra, R. 2004, *MNRAS*, 351, 1379
- Scoville, N. Z., Frayer, D. T., Schinnerer, E., & Christopher, M. 2003, *ApJ*, 585, L105

- Shields, G. A., Gebhardt, K., Salviander, S., et al. 2003, *ApJ*, 583, 124
- Silk, J. & Rees, M. J. 1998, *A&A*, 331, L1
- Smail, I., Ivison, R. J., & Blain, A. W. 1997, *ApJ*, 490, L5+
- Smail, I., Ivison, R. J., Blain, A. W., & Kneib, J.-P. 2002, *MNRAS*, 331, 495
- Smail, I., Ivison, R. J., Owen, F. N., Blain, A. W., & Kneib, J.-P. 2000, *ApJ*, 528, 612
- Solinger, A., Morrison, P., & Markert, T. 1977, *ApJ*, 211, 707
- Solomon, P., Vanden Bout, P., Carilli, C., & Guelin, M. 2003, *Nature*, 426, 636
- Solomon, P. M., Downes, D., & Radford, S. J. E. 1992, *ApJ*, 398, L29
- Solomon, P. M., Downes, D., Radford, S. J. E., & Barrett, J. W. 1997, *ApJ*, 478, 144
- Solomon, P. M., Rivolo, A. R., Barrett, J., & Yahil, A. 1987, *ApJ*, 319, 730
- Solomon, P. M. & Sage, L. J. 1988, *ApJ*, 334, 613
- Solomon, P. M., Vanden Bout, P. A., & Maddalena, R. 2004, *American Astronomical Society Meeting*, 204,
- Sopp, H. M. & Alexander, P. 1991, *MNRAS*, 251, 14P
- Spergel, D. N., Verde, L., Peiris, H. V., et al. 2003, *ApJS*, 148, 175
- Stacey, G. J., Geis, N., Genzel, R., et al. 1991, *ApJ*, 373, 423
- Stark, A. A. 1997, *ApJ*, 481, 587
- Stocke, J. T., Morris, S. L., Weymann, R. J., & Foltz, C. B. 1992, *ApJ*, 396, 487
- Stoughton, C., Lupton, R. H., Bernardi, M., et al. 2002, *AJ*, 123, 485
- Telesco, C. M. & Gatley, I. 1984, *ApJ*, 284, 557
- Thronson, H. A. & Telesco, C. M. 1986, *ApJ*, 311, 98
- Tielens, A. G. G. M. 1995, in *ASP Conf. Ser. 73 : From Gas to Stars to Dust*, 3–22
- Todini, P. & Ferrara, A. 2001, *MNRAS*, 325, 726
- Véron-Cetty, M.-P. & Véron, P. 2003, *A&A*, 412, 399
- van der Kruit, P. C. 1971, *A&A*, 15, 110
- van der Marel, R. P. 1999, *AJ*, 117, 744
- van der Werf, P. P. 1998, in *IAU Symp. 184 : The Central Regions of the Galaxy and Galaxies*, 225–+
- Vanden Berk, D. E., Richards, G. T., Bauer, A., et al. 2001, *AJ*, 122, 549
- Venturini, S. & Solomon, P. M. 2003, *ApJ*, 590, 740

- Veron-Cetty, M.-P. & Veron, P. 1984, European Southern Observatory Scientific Report, 1, 1
- Veron-Cetty, M. P. & Veron, P. 2001, VizieR Online Data Catalog, 7224, 0
- Volonteri, M., Haardt, F., & Madau, P. 2003, ApJ, 582, 559
- Walter, F., Bertoldi, F., Carilli, C., et al. 2003, Nature, 424, 406
- Walter, F., Carilli, C., Bertoldi, F., et al. 2004, ApJ, 615, L17
- Walter, F., Weiss, A., & Scoville, N. 2002, ApJ, 580, L21
- Weiss, A., Downes, D., Henkel, C., & Walter, F. 2004, ArXiv Astrophysics e-prints
- Weiß, A., Henkel, C., Downes, D., & Walter, F. 2003, A&A, 409, L41
- White, R. L., Becker, R. H., Fan, X., & Strauss, M. A. 2003, AJ, 126, 1
- Willott, C. J., McLure, R. J., & Jarvis, M. J. 2003, ApJ, 587, L15
- Wills, B. J. 1999, in ASP Conf. Ser. 162 : Quasars and Cosmology, 101–+
- Wilson, C. D. 1995, ApJ, 448, L97+
- Yao, L., Seaquist, E. R., Kuno, N., & Dunne, L. 2003a, ApJ, 588, 771
- Yao, L., Seaquist, E. R., Kuno, N., & Dunne, L. 2003b, ApJ, 597, 1271
- York, D. G., Adelman, J., Anderson, J. E., et al. 2000, AJ, 120, 1579
- Yun, M. S., Reddy, N. A., & Condon, J. J. 2001, ApJ, 554, 803
- Zylka, R. 1998, "Pocket Cookbook" for the MOPSI Software

Résumé

Cette thèse est consacrée à l'étude de la poussière et du gaz dans les quasars à grand décalage spectral. Les observations submillimétrique, millimétrique et radio présentées dans ce travail permettent de sonder les conditions physiques de la formation stellaire au moment où les premières structures se forment.

La première partie de cette thèse présente les résultats de relevés dans le continuum infrarouge lointain et radio de quasars optiquement lumineux et radio faibles à des décalages spectraux de $1.9 < z < 6.4$. Ces relevés indiquent la présence de masses importantes ($M_{\text{dust}} \sim 10^8 M_{\odot}$) de poussière à une température moyenne de $T_{\text{dust}} \sim 50$ K, y compris pour les sources détectées à $z > 6$, correspondant à la fin de la réionisation. La relation entre l'émission infrarouge et radio des galaxies locales est vérifiée pour les quasars à grand z , indiquant que le chauffage dominant provient des étoiles massives nouvellement formées. Ces études ont également permis la mise en évidence d'une relation entre l'activité du trou noir supermassif et celle de formation stellaire dans les galaxies hôtes des quasars à grand décalage spectral. Les taux de formation stellaire très élevés ($\sim 1000 M_{\odot}/\text{yr}$) indiquent une intense activité de flambée d'étoiles dans ces systèmes qui, pour être soutenue, nécessite un réservoir important de gaz moléculaire.

La seconde partie est consacrée à l'étude du gaz moléculaire dans ces systèmes lointains, détectés via les transitions rotationnelles de la molécule CO. Les résultats concernant le quasar J1409+5628 à $z = 2.56$ sont décrits en détails, ainsi que ceux d'une étude globale de l'ensemble des sources à grand décalage spectral détectées en CO. Les masses de gaz moléculaire détectées sont estimées en moyenne à $M_{\text{H}_2} \sim 10^9\text{--}10^{10} M_{\odot}$. Dans quelques cas, la détection de plusieurs transitions de CO permet de contraindre les conditions physiques du gaz moléculaire ; avec des températures de $60\text{--}100$ K, et des densités de $10^3\text{--}10^4 \text{ cm}^{-3}$, ces conditions sont comparables à celles des galaxies à flambées d'étoiles locales telles M82 ou Arp220. Enfin, la détection de carbone neutre et de cyanure d'hydrogène, qui tracent le gaz atomique et le gaz dense ($n(\text{H}_2) > 10^4 \text{ cm}^{-3}$), est rapporté pour deux quasars à grand décalage spectral.

Ces recherches ont permis de mieux contraindre les conditions physiques dans les galaxies hôtes des quasars à grand décalage spectral, qui sont parmi les objets les plus massifs formés dans l'Univers. Ces programmes exploratoires, qui ouvrent la voie à l'étude du milieu interstellaire dans l'environnement extrême des premières galaxies à flambées d'étoiles, connaîtront leur plein essor avec la mise en opération des nouvelles générations d'observatoires, tels que le satellite HERSCHEL et les interféromètres EVLA et ALMA.

Mots-clés: Quasars ; Poussières ; Cosmologie ; Émission infrarouge ; Gaz moléculaire ; Formation stellaire ; Réionisation ; Galaxies

