

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 cela 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.

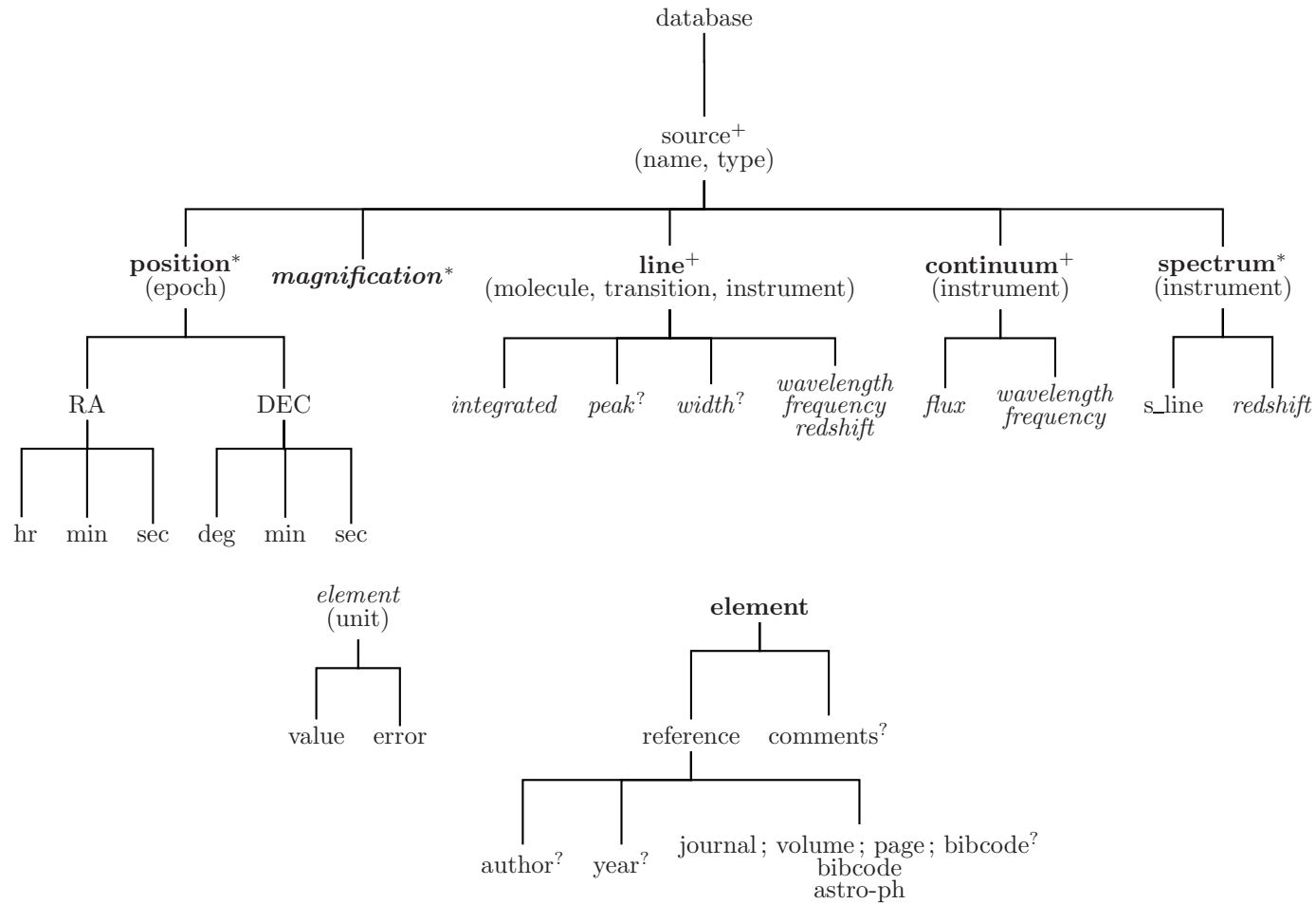


FIG. 3.1 – Structure de la base de donnée. $+$, l'éléments doit apparaitre au moins une fois. $*$, l'élément peut apparaitre plus d'une fois. $?$, l'élément est facultatif. Les blocs verticaux représentent un choix possible. Chaque **élément en gras** doit inclure les éléments de l'arbre secondaire présenté 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</p> <p>53W002</p> <p>6C 1909+72</p> <p>APM 08279+5255</p> <p>B1117-1329</p> <p>B1144-0723</p> <p>B3 2327+391</p> <p>BR 1202-0725</p> <p>BR 1335-0415</p> <p>BRI 0952-0115</p> <p>cB58</p> <p>H1413+117 (The Cloverleaf)</p> <p>HR10</p> <p>HS 1002+4400</p> <p>IRAS F10214+4724</p> <p>J140955.5+562827</p> <p>KUV 08086+4037</p> <p>LBQS 1230+1627</p> <p>MG 0414+0534</p> <p>MG 0751+2716</p> <p>PSS 2322+1944</p> <p>QSO J0103+1316</p> <p>SDSS J114816.64+525150.3</p> <p>SMM002396-0134</p> <p>SMM J02399-0136</p> <p>SMM J04431+0210</p> <p>SMM J09431+4700</p> <p>SMMJ13120+4242</p> <p>SMM J14011+0252</p> <p>SMM J16358+4057</p> <p>SMM116366+4105</p> <p>SMMJ16371+4053</p> <p>-----</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.

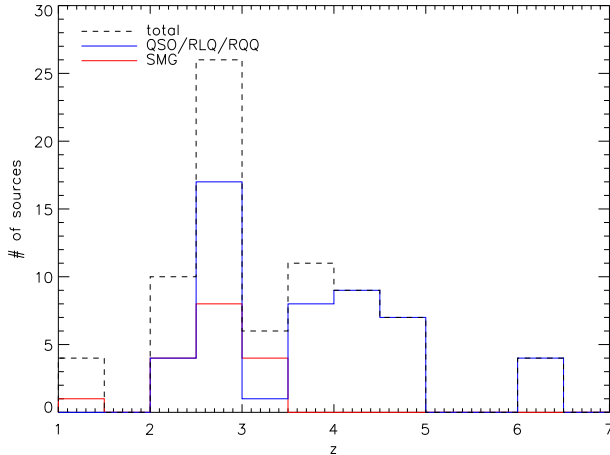


FIG. 3.4 – Distribution des décalages spectraux des sources présentes dans la base de données, et spécifiquement pour les quasars et les galaxies submillimétriques. La majorité des sources détectées en CO sont dans l'intervalle $2 < z < 3$, tandis que les seules sources identifiées à $z > 4$ sont des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

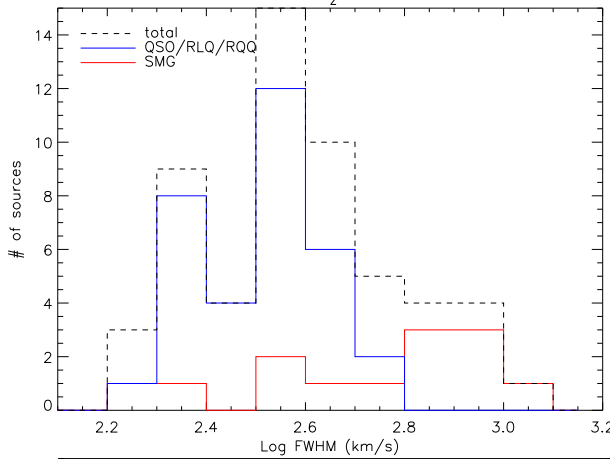


FIG. 3.5 – Distribution des largeurs de raies pour les sources présentes dans la base de données, et spécifiquement pour les quasars et les galaxies submillimétriques. Aucune différence significative n'est trouvée entre les quasars et les galaxies submillimétriques.

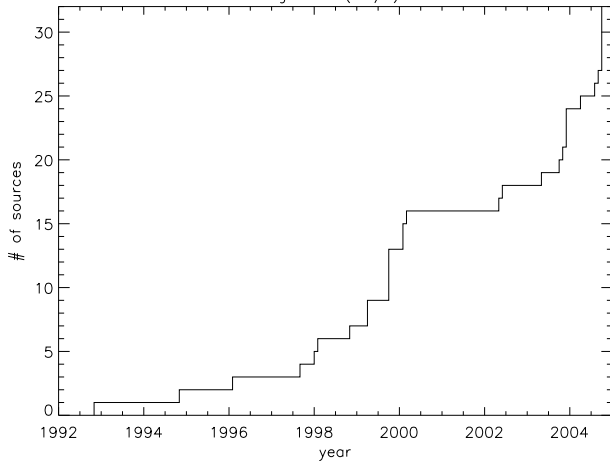


FIG. 3.6 – Nombre de sources à grand décalage spectral ayant au moins une détection publiée d'une raie rotationnelle de CO en fonction du temps. Ce genre de graphique peut facilement être produit et tenu à jour à partir de la base de données. Le plateau observé en 2000 est probablement dû aux conséquences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

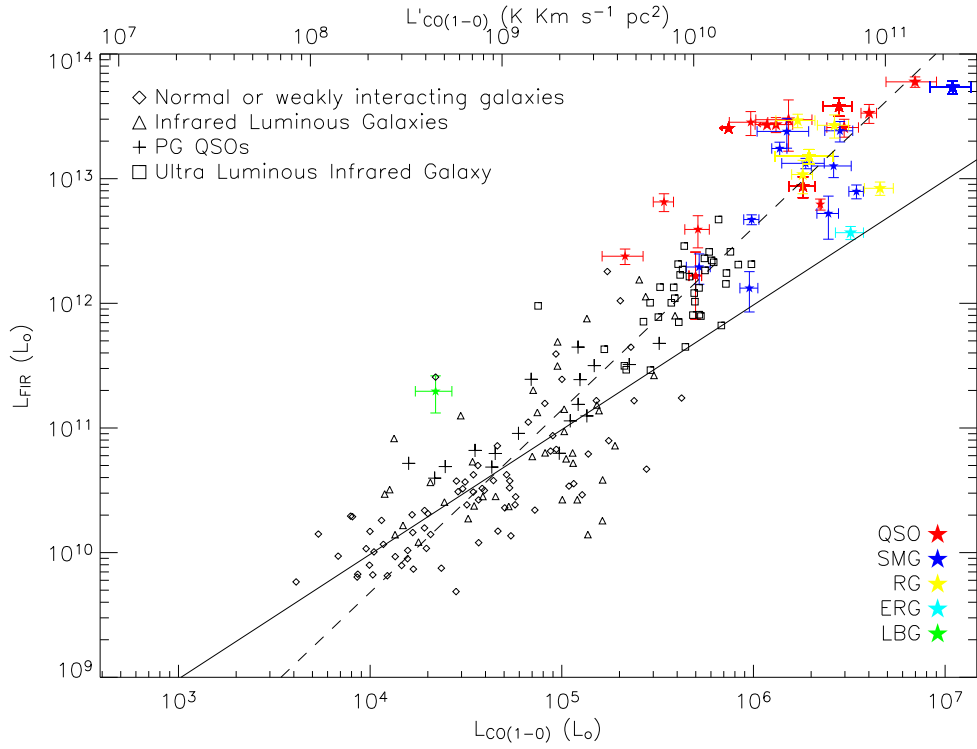


FIG. 3.7 – Luminosité infrarouge lointain en fonction de la luminosité CO pour les quasars présents dans la base de données. Les échantillons de galaxies normales, infrarouge lumineuses, et infrarouge ultra-lumineuses, sont également présentés, ainsi que certains quasars du relevé Palomar-Green (voir 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. .

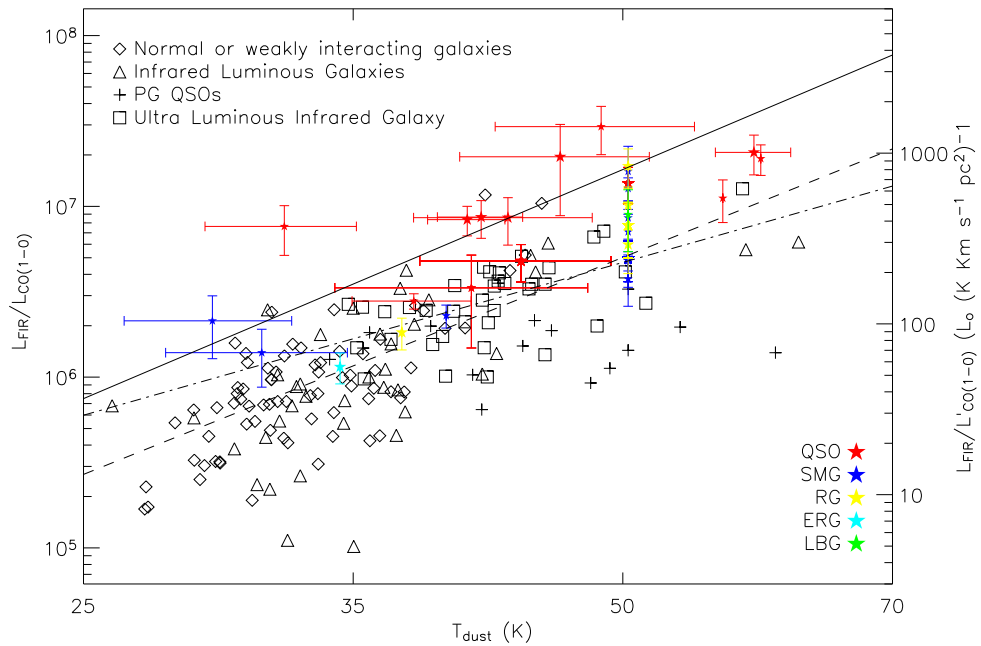


FIG. 3.8 – Rapport Luminosité infrarouge lointain, luminosité CO en fonction de la température des poussières pour les même sources. Le trait plein (respectivement tiret pointillé) représente une loi $\propto T_{\text{dust}}^{3+1.5}$ ($\propto T_{\text{dust}}^3$), tandis que les pointillés représente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

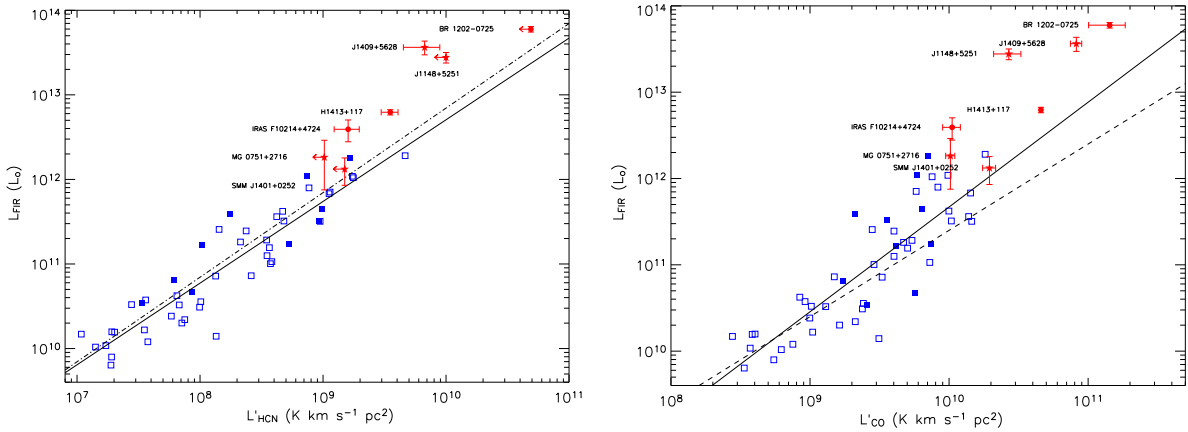


FIG. 4.1 – *Gauche* : Luminosité infrarouge lointain en fonction de la luminosité HCN ($1 \rightarrow 0$) pour les sources à grand décalage spectral (cercle pleins, étoiles, ou limites supérieures à 3σ , annotés) et pour les sources des échantillons de Gao & Solomon (2004b) (carré vide) et Solomon et 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 $L_{\text{FIR}} < 10^{11} L_{\odot}$).

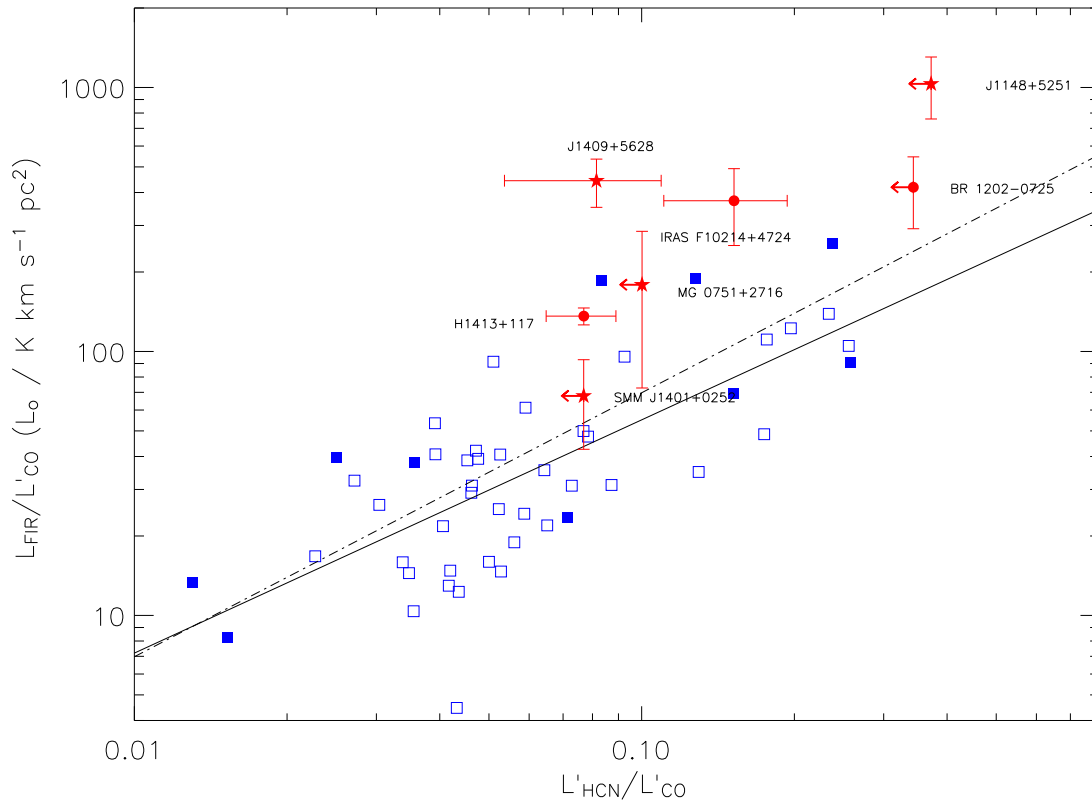


FIG. 4.2 – Luminosité infrarouge lointain en fonction de la luminosité HCN ($1 \rightarrow 0$), normalisées à la luminosité CO ($1 \rightarrow 0$). Les symboles sont similaires à ceux utilisés pour la figure 4.1. Le rapport $L_{\text{FIR}}/L'_{\text{CO}}$ est une mesure de l'efficacité de formation stellaire, 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, i.e. 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
- Frayer, 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.

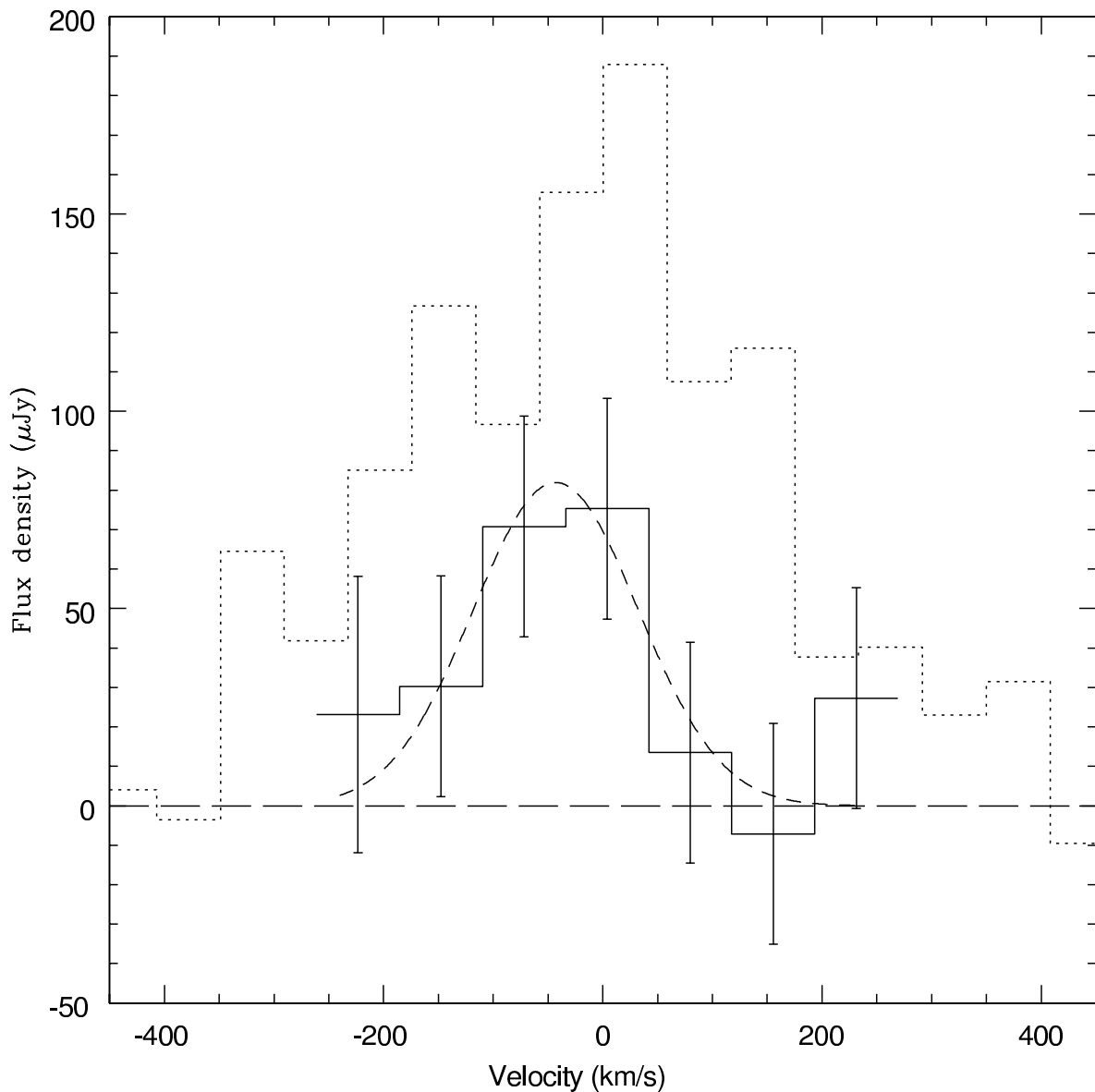


Fig. 1.— VLA spectrum of HCN (1-0) emission from J1409+5628 (solid line plus points with error bars), with continuum subtracted as described in section 4. Zero velocity corresponds to the CO (3-2) redshift of $z = 2.5832$. This spectrum has been hanning smoothed, such that each channel is not independent. 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 $1/40$.

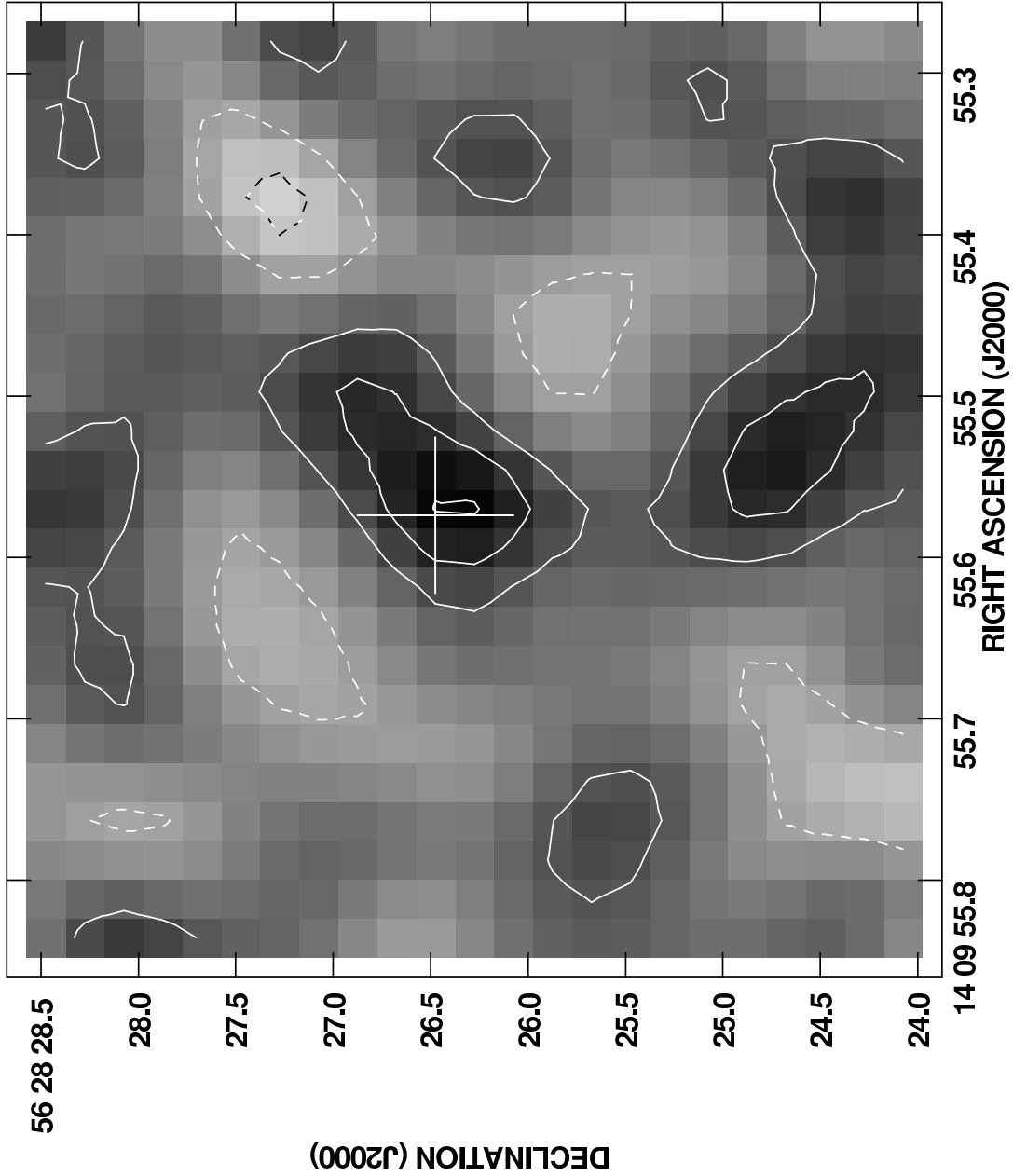


Fig. 2.— VLA image (contours and greyscale) of the average of the two peak channels containing possible HCN emission from J1409+5628 (see Figure 1). The contour levels are -64, -32, 32, 64, 96 $\mu\text{Jy beam}^{-1}$ and the resolution FWHM = 1.1". Negative contours are dashed. The radio QSO position is indicated by a cross. The rms noise on this image is 28 $\mu\text{Jy beam}^{-1}$.

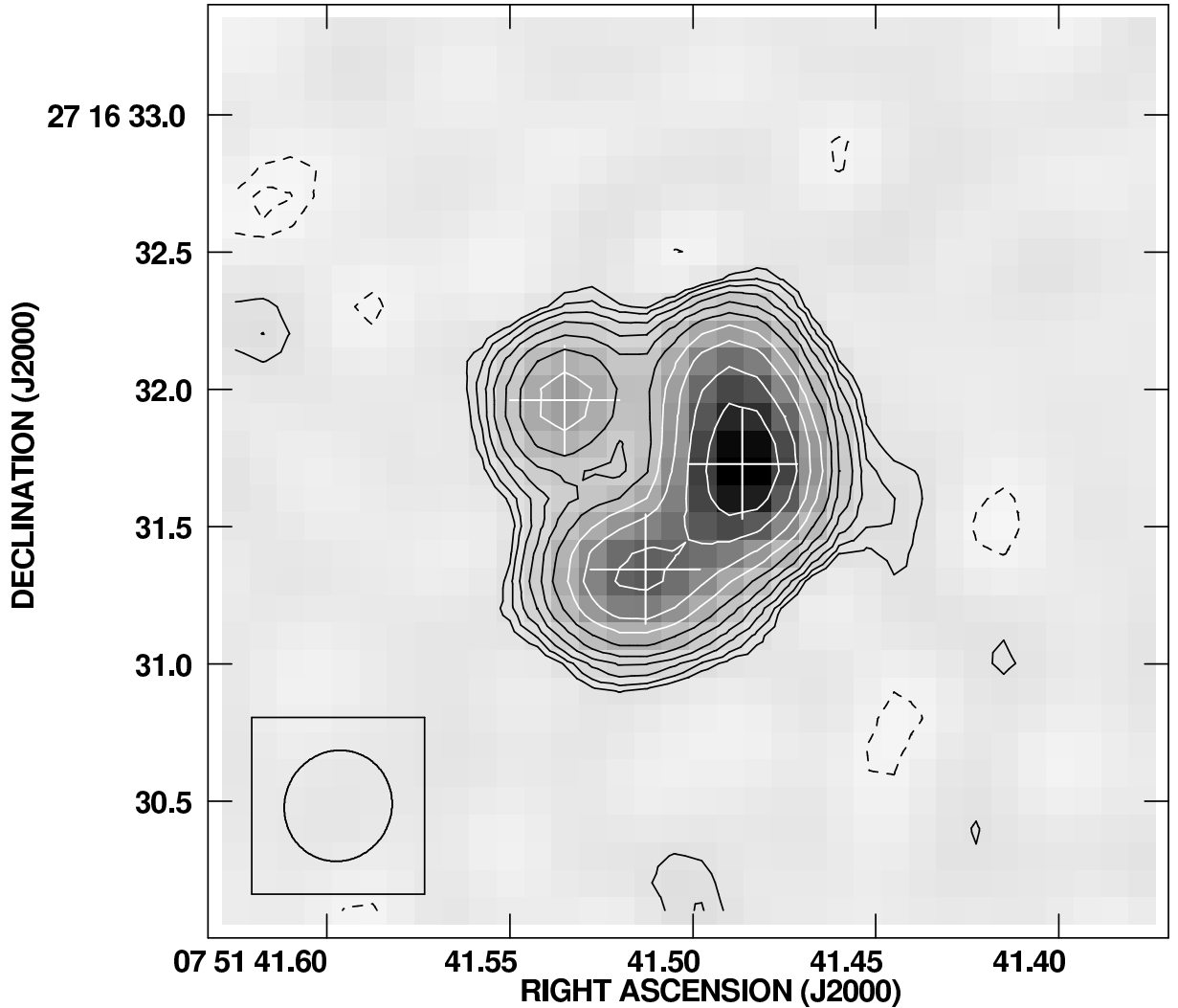


Fig. 3.— VLA image (contours and greyscale) of the radio continuum emission from the $z = 3.200$ gravitationally lensed QSO MG 0751+2716 at 42.2 GHz. The contour levels are a geometric progress in $\sqrt{2}$, such that two contours corresponds to a change in surface brightness by a factor two, starting 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.

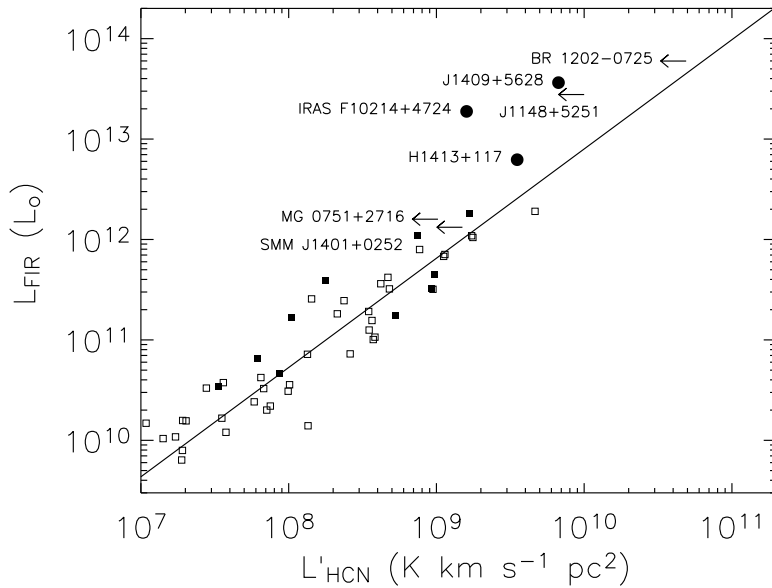


Fig. 4.— A comparison of velocity integrated HCN line luminosity with far-IR luminosity for a sample of low z galaxies (open squares from Gao & Solomon 2004a; filled squares from Solomon, Downes, & Radford (1992)), and for the high z ULIRGs in Table 2 (filled circles for detections, or arrows indicating 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'autres 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 heures \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 .

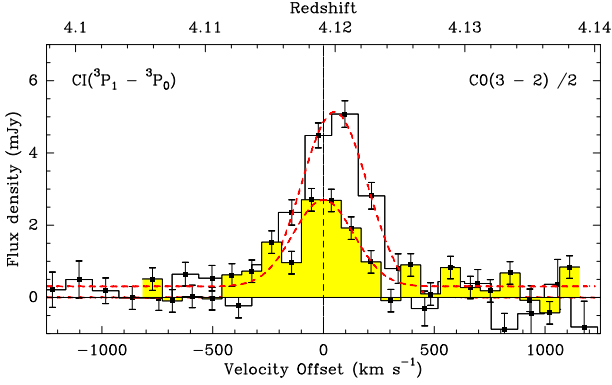


FIG. 4.3 – Raie de [C I] ${}^3P_1 \rightarrow {}^3P_0$ observée dans PSS 2322+1944. L’ajustement par une gaussienne+continuum est présenté en surimpression. La fréquence de référence est de 96.127 GHz. Pour comparaison, le spectre de CO $3 \rightarrow 2$ de PSS 2322+1944 est également présenté.

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.

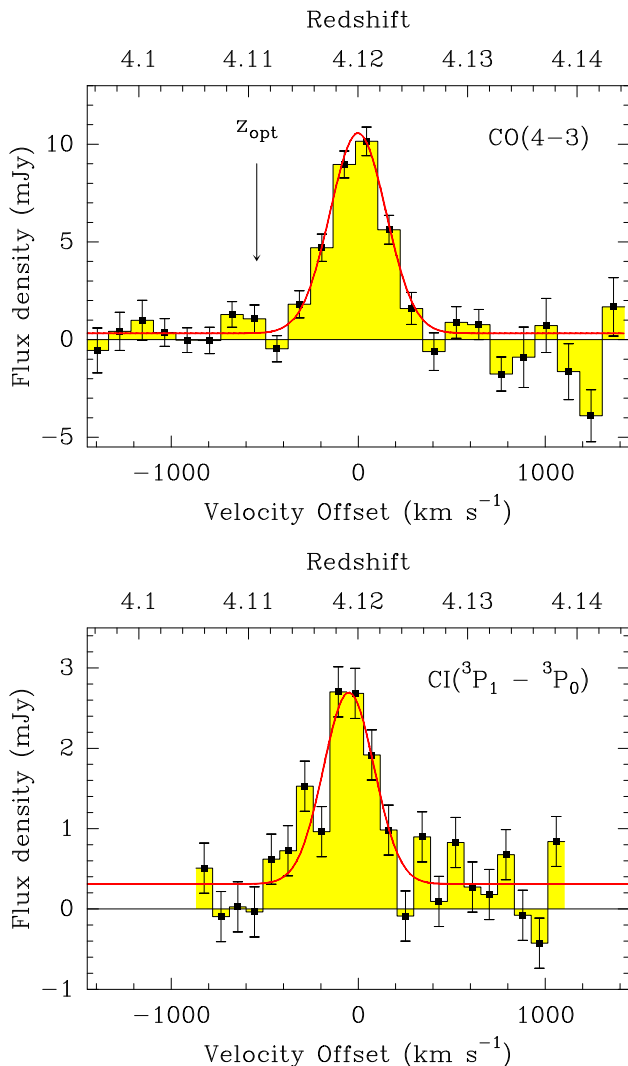


Fig. 1. Observed spectra of the [C_I] $^3P_1 \rightarrow ^3P_0$ (this paper) and CO($J=4 \rightarrow 3$) lines (from Cox et al. 2002) toward the $z = 4.12$ quasar PSS 2322+1944. The black horizontal lines show the zero flux density level. The red lines show the results of Gaussian + continuum fits.

Here we report the $^3P_1 \rightarrow ^3P_0$ [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 $^3P_1 \rightarrow ^3P_0$ 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-

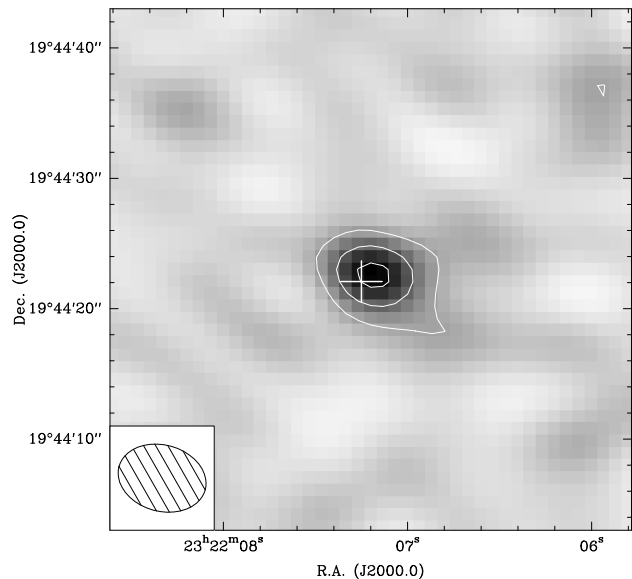


Fig. 2. Map of the [C_I] $^3P_1 \rightarrow ^3P_0$ velocity-integrated emission toward PSS 2322+1944. The emission is integrated between -400 and $+400 \text{ km s}^{-1}$. The white cross indicates the optical position at R.A.=23:22:07.25, Dec.=19:44:22.08 (J2000.0). The contours correspond to multiples 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] $^3P_1 \rightarrow ^3P_0$ 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