

Sommaire

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

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

1.1 Milieu interstellaire

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

1.1.1 Gaz chaud et ionisé

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

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

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

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

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

1.1.2 Gaz tiède, neutre & ionisé

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

1.2 Gaz froid et neutre ...

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

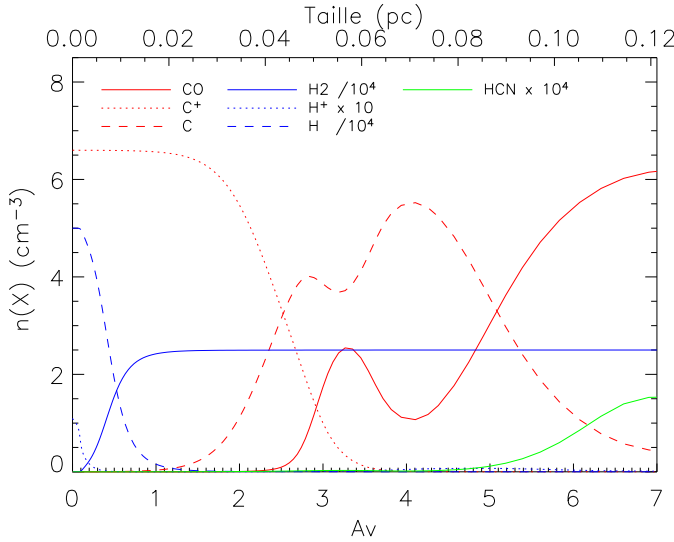


FIG. 1.1 – Abondance des éléments CO, C I, C II, H₂, H I, H I et HCN dans le cas d’une région de photo-dissociation. L’étoile, de type B3, est situé à 0.11 pc à gauche du nuage. Le champ de rayonnement est de $G_0 = 2604$, et la densité de $5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$. Mathieu Compiègne, d’après le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

1.2.1 Gaz atomique

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

Observer le gaz atomique

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

Carbone atomique

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

1.2.2 Gaz moléculaire

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

Observer le gaz moléculaire

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

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

Monoxyde de carbone

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

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

$$L_{\text{CO}} = \int_{\text{line}} L_{\nu_{\text{rest}}} d\nu_{\text{rest}} = 4 \pi D_L^2 \nu_{\text{obs}} / c \int_{\text{line}} S_v dv, \quad (1.1)$$

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

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

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

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

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

où k est la constante de Boltzmann.

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

Masse de gaz moléculaire

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

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

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

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

Tracer le gaz moléculaire dense

Les premiers niveaux de la molécule de CO, avec des densités critiques relativement faibles, 3×10^3 et $10^4 cm^{-3}$ pour, respectivement, les raies $1 \rightarrow 0$ et $2 \rightarrow 1$, sont des traceurs du gaz moléculaire relativement peu dense puisque ces niveaux peuvent être peuplés avec des densités relativement faibles, $n_{H_2} > 300 cm^{-3}$. Pour caractériser le gaz plus dense, il est donc nécessaire d'utiliser des raies de rotation plus élevées ayant des densités critiques plus importante, $5 \times 10^4 cm^{-3}$ pour la transition CO ($3 \rightarrow 2$). Il est également possible d'utiliser d'autres molécules ayant des dipôles électriques permanents plus importants que CO, comme, par exemple, CS, HCO^+ , HCN ou HNC, dont les densités critiques peuvent être de l'ordre de $10^7 cm^{-3}$. Dans la Voie Lactée, une émission importante des molécules HCN et CS est préférentiellement observée dans le coeur des nuages moléculaires, sites de formation stellaire, plutôt que dans les enveloppes de nuages plus massifs mais moins denses (Helfer & Blitz 1997). L'observation de ces molécules est rendue difficile par leur plus faible abondance dans le milieu interstellaire, $HCN/H_2 \sim 3 \times 10^{-7}$ et $CS/H_2 \sim 2 \times 10^{-8}$ dans les coeur denses (Blake et al. 1987). Néanmoins, la molécule HCN est utilisée avec succès comme traceur de gaz moléculaire dense.

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

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

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

1.3.1 Gaz moléculaire

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

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

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

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

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

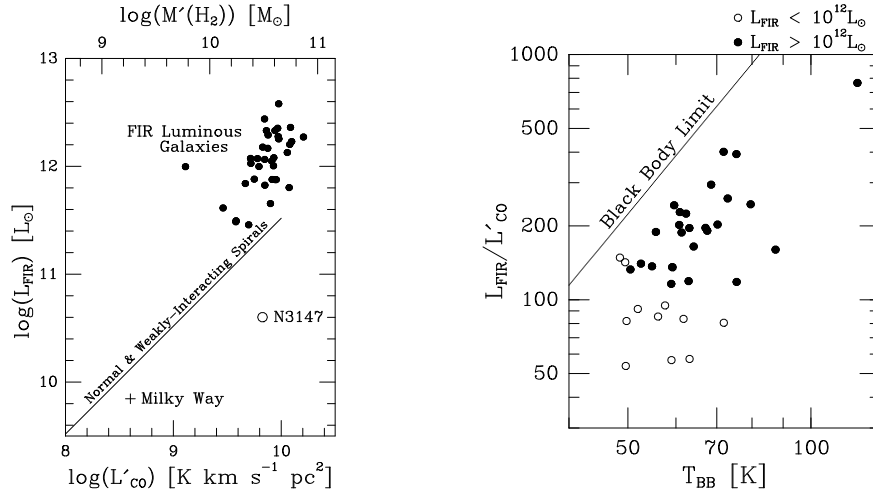


FIG. 1.2 – *Gauche* : Luminosité infrarouge lointain en fonction de la luminosité CO $1 \rightarrow 0$, et de la masse de gaz moléculaire calculée en utilisant un facteur de conversion galactique. La droite représente la tendance déterminée par Solomon & Sage (1988) pour les galaxies normales ou faiblement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

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

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

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

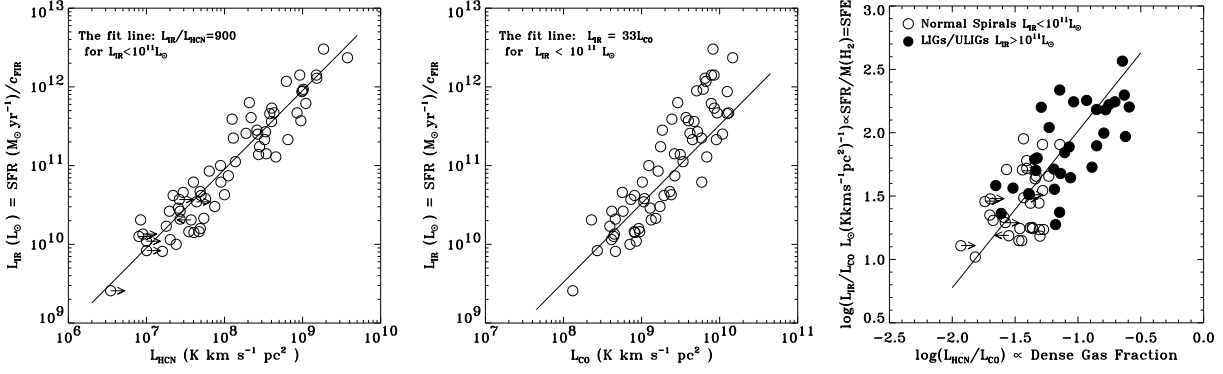


FIG. 1.3 – *Gauche (centre)* : Corrélation entre la luminosité HCN (CO) et infrarouge des 65 galaxies étudiées par Gao & Solomon (2004b). La ligne solide représente un ajustement sur les galaxies les moins lumineuses avec une pente unité. *Droite* : Corrélation entre les rapports $L_{\text{IR}}/L'_{\text{CO}}$,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

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

1.3.2 Gaz moléculaire dense

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

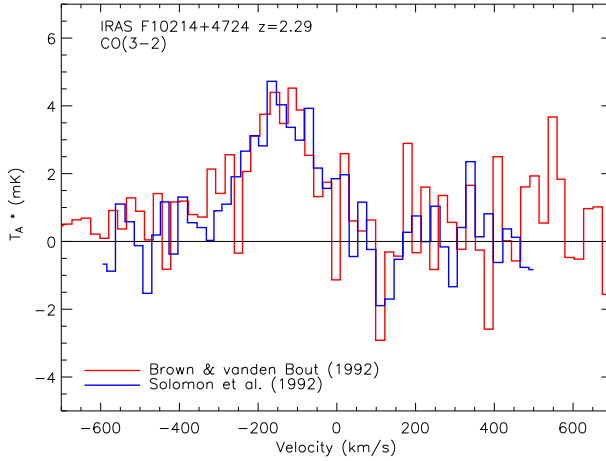


FIG. 1.4 – Première détection d’une raie rotationnelle de CO dans un quasar à grand décalage spectral, IRAS F10214+4724 à $z = 2.29$. Les deux spectres correspondent respectivement aux travaux de Brown & vanden Bout (1992a) et Solomon et al. (1992) et ont été ramenés à une fréquence de référence de 105.2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

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

1.4 ... dans les quasars à grand décalage spectral

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

1.4.1 Gaz moléculaire

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

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

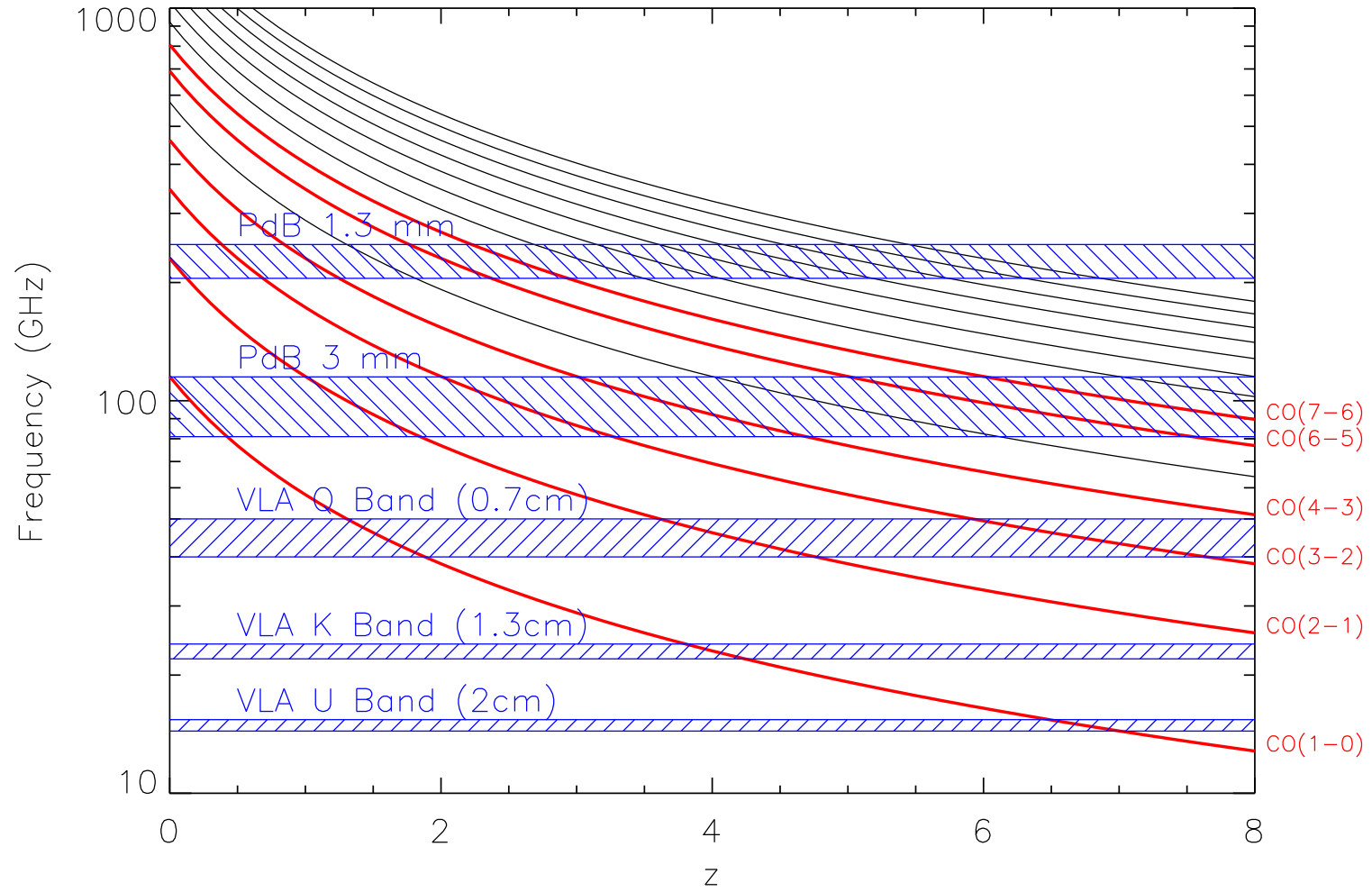


FIG. 1.5 – Fréquence des raies rotationnelles de la molécule CO et HCN en fonction du décalage spectral. Les bandes passantes du PdB et du VLA sont également présentées. Les principales raies de rotation de CO et HCN observées à grand décalage spectral sont surlignées.

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

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

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

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

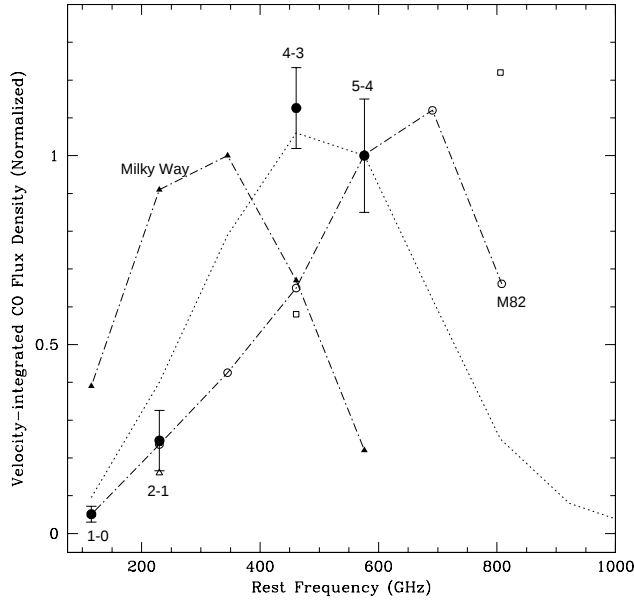


FIG. 1.6 – Flux intégré en vitesse de l'émission des raies de CO observées dans PSS 2322+1944 (cercle plein). Les raies de BR 1202-0725, un quasars à $z = 4.7$ (carré vide), et BRI 1335-0417, un quasars à $z = 4.4$ (triangle ouvert), sont également représentées, ainsi que les observations de la Voie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

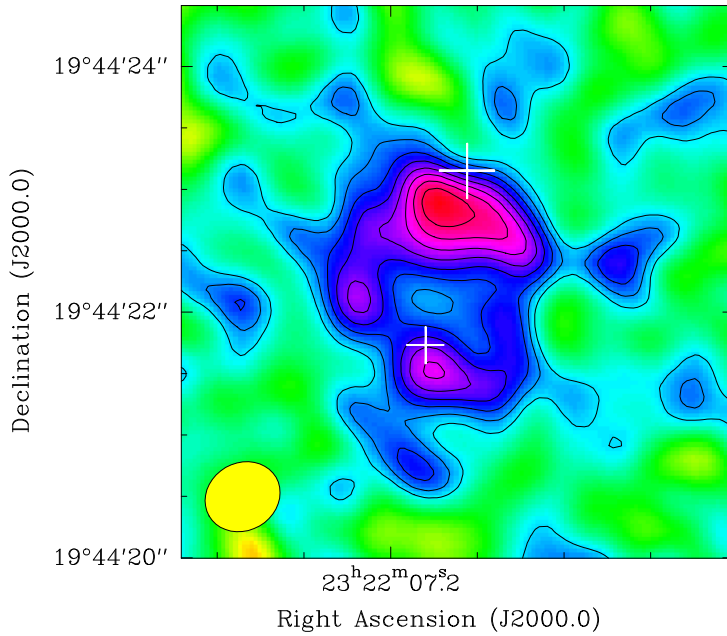


FIG. 1.7 – Émission intégrée de la raie CO $2 \rightarrow 1$ de PSS 2322+1944 observée avec le VLA. Les croix présentent les positions des deux sources optiques. Le lobe synthétique, présenté dans le coin inférieur gauche, est de $0''.63 \times 0''.55$ avec un angle de 30° . L'émission est clairement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

1.4.2 Gaz moléculaire dense

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

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

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

Chapitre 2

Gaz moléculaire dans le quasar J1409+5828

Sommaire

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

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

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

2.1 Observations

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

2.1.1 *Plateau de Bure*

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

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

2.1.2 *Very Large Array*

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

2.1.3 Very Long Baseline Array

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

2.2 Résultats

2.2.1 Gaz moléculaire

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

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

2.2.2 Emission radio non thermique

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

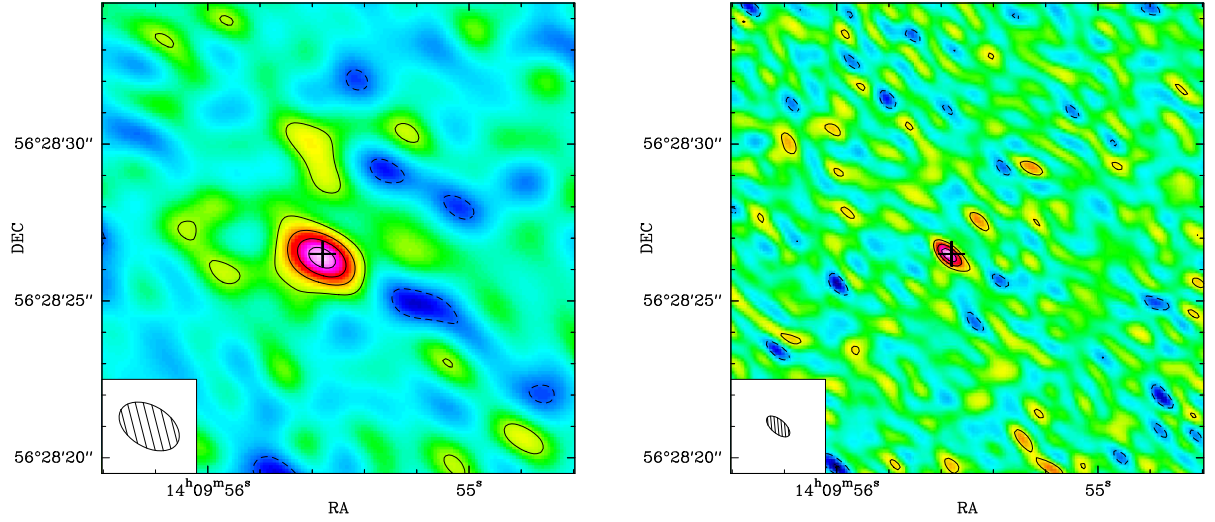


FIG. 2.1 – *Gauche* : Carte intégrée en vitesse de l'émission de la raie CO(3→2) de J1409+5628. Le pas des contours est de 0.3 mJy/beam, correspondant à 2σ , les contours pointillés sont négatifs. *Droite* : Carte intégrée en vitesse de l'émission de la raie CO(3→2) et du continuum à 1.3 mm de J1409+5628.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

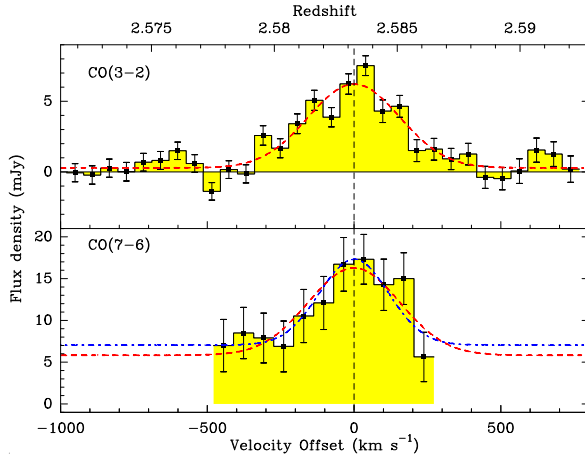


FIG. 2.2 – Spectres de la raie d'émission CO(3→2) et CO(7→6) de J1409+5628 à, respectivement, une résolution de 56 et 76 km s⁻¹. Le décalage en vitesse correspondant aux fréquences et décalages spectraux listés table 2.1. Les barres d'erreurs représentent les incertitudes statistiques de l'ajustement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

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

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

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

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

2.3 Discussion

2.3.1 Décalage spectral

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

2.3.2 Gaz moléculaire

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

2.3.3 Activité de formation stellaire

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

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

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

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

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

2.4 Conclusions

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

Received 23 February 2004 / Accepted 30 April 2004

Abstract. We report the detection of CO emission from the optically luminous, radio-quiet quasar J140955.5+562827 (hereafter J1409+5628), at a redshift $z_{\text{CO}} = 2.583$. We also present VLA continuum maps and VLBA high spatial resolution observations at 1.4 GHz. Both the CO(3→2) and CO(7→6) emission lines are detected using the IRAM Plateau de Bure interferometer. The 3→2/7→6 line luminosity ratio is about 1/3, indicating the presence of warm and dense molecular gas with an estimated mass of $6 \times 10^{10} M_{\odot}$. The infrared-to-CO luminosity ratio $L_{\text{FIR}}/L'_{\text{CO}(1\rightarrow0)} \approx 500 L_{\odot} (\text{K km s}^{-1} \text{ pc}^2)^{-1}$, comparable to values found for other high- z sources where CO line emission is seen. J1409+5628 is detected using the VLA with a 1.4 GHz rest-frame luminosity density of $4.0 \times 10^{25} \text{ W Hz}^{-1}$. The rest-frame radio to far-infrared ratio, q , has a value of 2.0 which is similar to the values found in star forming galaxies. At the 30 mas resolution of the VLBA, J1409+5628 is not detected with a 4σ upper limit to the surface brightness of $0.29 \text{ mJy beam}^{-1}$. This implies a limit to the intrinsic brightness temperature of $2 \times 10^5 \text{ K}$ at 8 GHz, typical for nuclear starbursts and more than two orders of magnitude fainter than typical radio-loud active galactic nuclei. Both the properties of the CO line emission and the radio emission from J1409+5628 are therefore consistent with those expected for a star forming galaxy. In J1409+5628 young massive stars are the dominant source of dust heating, accounting for most of the infrared luminosity. The massive reservoir of molecular gas can sustain the star formation rate of a few $1000 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ implied by the far-infrared luminosity for about 10 million years.

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

1. Introduction

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

2. Observations

2.1. Plateau de Bure Interferometer

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

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

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

2.2. Very Large Array

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

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

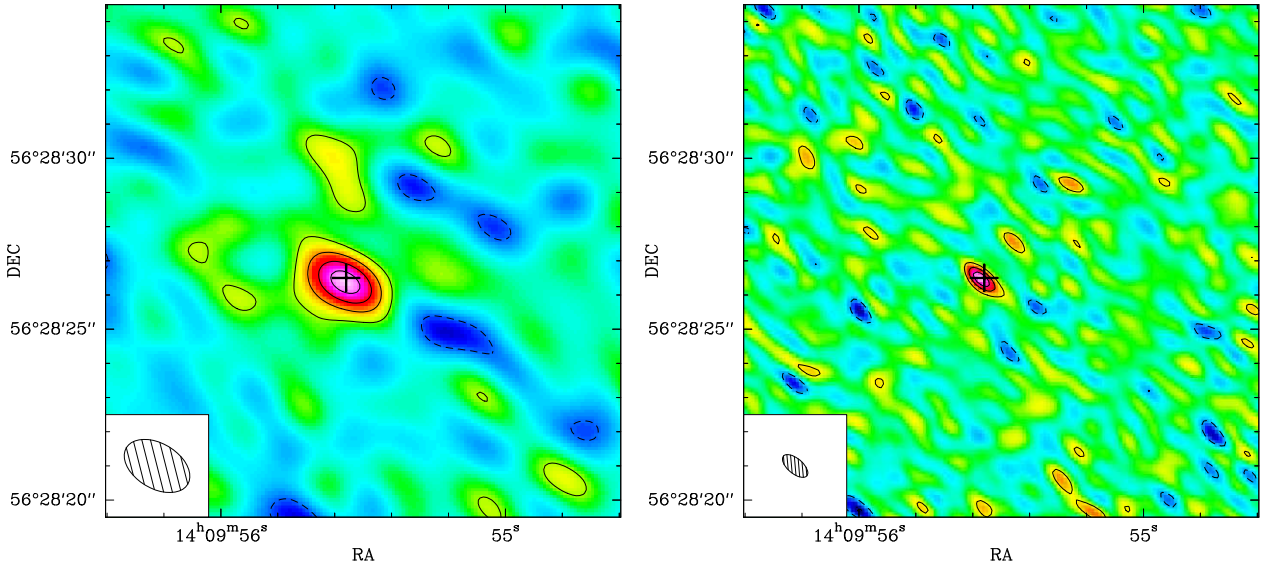


Fig. 1. *Left panel:* Velocity-integrated map of the CO(3→2) line emission toward J 1409+5628. The contour step is 0.3 mJy/beam, corresponding to 2σ , dashed contours are negative. *Right panel :* Velocity-integrated map of the CO(7→6) line and 1.3 mm continuum emission toward J 1409+5628. The contour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

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

2.3. Very Long Baseline Array

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

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

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

3. Results

3.1. Molecular gas

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

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

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

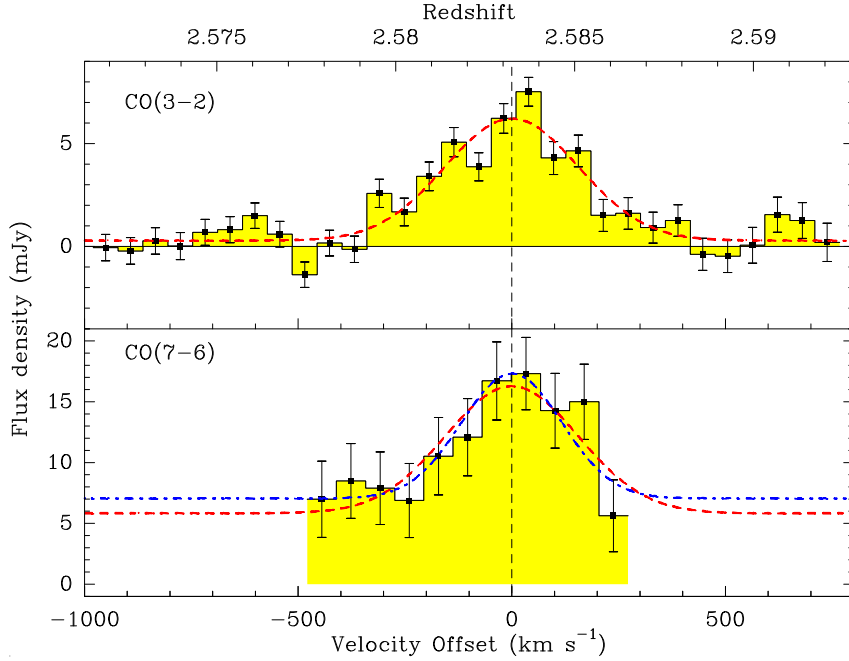


Fig. 2. Observed spectra of the CO(3→2) and CO(7→6) line emission toward J1409+5628, with velocity resolutions of 58 and 76 km s⁻¹, respectively. The offset velocity corresponds to central frequencies of 96.504 and 225.1197 GHz. The error bars represent the statistical uncertainties from the fit in the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

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

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

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

3.2. Non-thermal radio emission

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

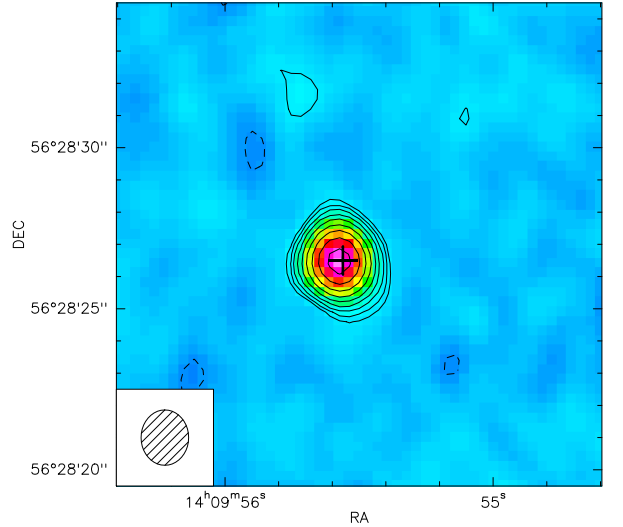


Fig. 3. VLA image of J1409+5628 at 1.4 GHz at a resolution of $1''.7 \times 1''.5$ (FWHM), major axis position angle of 5° . The contours are a geometric progression in the square root of two, with the first contour level at 0.05 mJy/beam, and the highest one at 128σ . Negative contours are dashed.

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

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

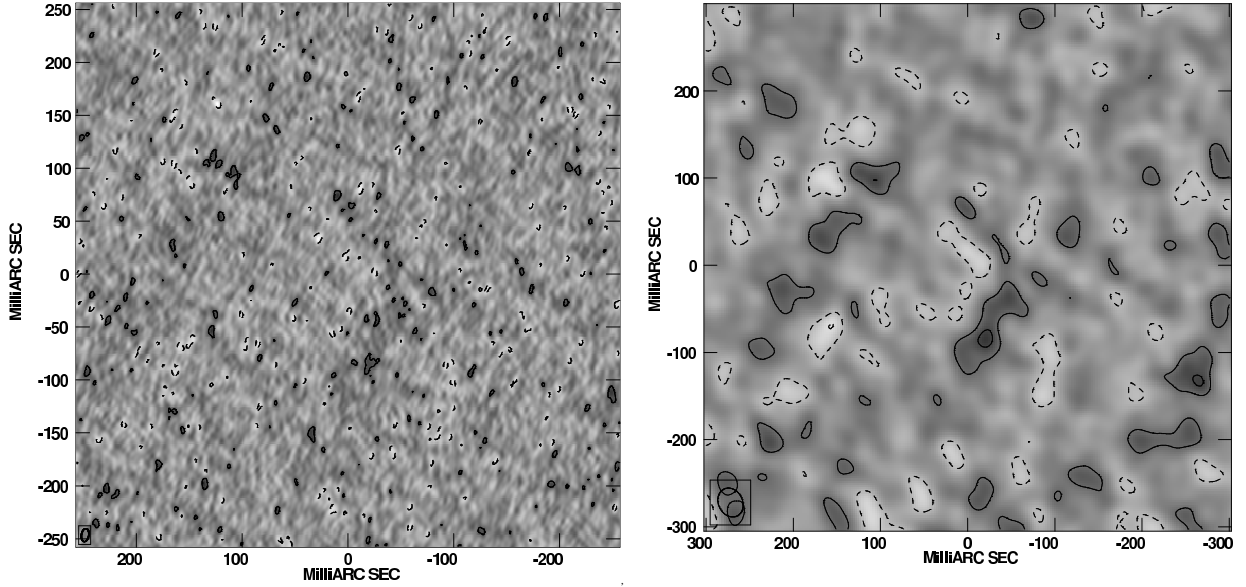


Fig. 4. *Left panel* VLBA 1.4 GHz image at full resolution (12.5 mas $\times$ 6.7 mas, major axis position angle -9°). The contours levels are: -0.3, -0.2, -0.1, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4 mJy beam $^{-1}$. *Right panel* The VLBA 1.4 GHz image tapered to 34 $\times$ 28 mas resolution. The contours are: -0.33,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

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

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

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

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

4. Discussion

4.1. The redshift of J1409+5628

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

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

4.2. Molecular gas emission

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

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

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

4.3. Radio continuum emission

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

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

4.4. Starburst activity

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

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

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

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

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

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

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

5. Conclusions

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

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

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

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

References

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