Conclusion

Les configurations des interféromètres

L'interférométrie en tant que technique d'imagerie à haute résolution occupe une place de premier plan dans l'instrumentation astrophysique contemporaine. Des basses fréquences radio au domaine visible les projets se multiplient et une nouvelle génération d'interféromètres devrait voir le jour dans les dix prochaines années. Le nombre de télescopes dans ces nouveaux instruments sera plus de dix fois supérieur à celui des interféromètres en service aujourd'hui aux mêmes longueurs d'onde.

La question du design est donc particulièrement d'actualité : comment doivent être disposés les téléscopes d'un interféromètre pour assurer une qualité d'imagerie optimale ? Dans cette thèse nous avons développé une nouvelle approche du problème dans laquelle les positions optimales sont déduites des spécifications sur la qualité de l'imagerie. Cette approche est qualifiée d'"inverse" par opposition à l'approche "directe" dans laquelle une ou des géométries particulières sont testées. Le problème a été traité en deux étapes. Tout d'abord, une nouvelle méthode d'optimisation a été introduite permettant d'obtenir les positions optimales des téléscopes pour une distribution d'échantillons cible dans le plan de Fourier. Ensuite, une analyse générale a été développée pour déterminer la forme de la distribution idéale à utiliser comme cible à partir des spécifications sur la qualité de l'imagerie.

La méthode d'optimisation proposée est basée sur l'application de forces de pression sur chaque échantillon du plan *uv*. La force est calculée de façon à corriger la différence entre la densité locale d'échantillons et celle donnée par la distribution cible. Chaque antenne est déplacée selon la somme des forces appliquées sur tous les échantillons dans lesquels elle est impliquée et après avoir effectué la transformation géométrique reliant le plan *uv* au plan des antennes. Cette méthode permet de converger rapidement vers une configuration dont les qualités approchent de façon satisfaisante les spécifications. Un logiciel d'optimisation (APO) basé sur cette méthode a été développé en C++. Cet outil permettant d'optimiser une ou plusieurs configurations pour une ou plusieurs situations d'observations et en tenant compte de la rotation de la Terre est adapté au design des interféromètres de nouvelle génération.

L'analyse developpée a conduit à l'expression de la distribution cible en fonction des spécifications sur la qualité de l'imagerie (niveau des lobes secondaires, résolution) et des niveaux d'extrapolation et d'interpolation que l'on s'autorise dans le plan *uv* et dans le cas ou l'on souhaite un lobe Gaussien. Deux longueurs de ligne de base caractéristiques ont été introduites : B_o et $B_{\max}$. Une configuration dont la plus grande ligne de base est inférieure à B_o doit être optimisées pour la transformée de Fourier du lobe souhaité. Plus le niveau de troncation spécifié pour la distribution cible est bas (le niveau des lobes dans l'image est bas) plus les configurations optimisées sont denses au centre. Pour une configuration dont la plus grande ligne de base est supérieure à B_o et inférieure à $B_{\max}$, la distribution cible doit être adaptée afin que la densité minimale d'échantillons permette de faire de l'imagerie dans les conditions spécifiées. La distribution cible doit alors être une Gaussienne tronquée plus haut que la TF du lobe souhaité. Plus la configuration est grande, plus la distribution cible doit être aplatie (tronquée plus haut) et plus la configuration optimisée ressemble à un anneau. Une configuration dont la plus grande ligne de base est supérieure à $B_{\max}$ ne permet pas de faire de l'imagerie dans les conditions spécifiées, des observations multi-configurations doivent être envisagées.

La méthode inverse ainsi définie a été appliquée au design du projet ALMA composé de 64 antennes de 12 mètres de diamètre. L'optimisation de 2 configurations compactes, 4 configurations intermédiaires, et une configuration étendue de 10 km a été réalisée pour des distributions cibles détérminées selon les résultats de l'analyse décrite ci-avant et conformément aux spécifications du projet. Les positions des 246 stations ainsi obtenues ont été proposées à la commission chargée du design du projet. La commission a recommandé l'utilisation du logiciel APO pour l'optimisation du design en spirale proposé par Conway (2000b).

En collaboration avec M. Holdaway (NRAO, Soccoro) nous travaillons actuellement à la modification du logiciel. L'objectif est de permettre l'optimisation simultanée de plusieurs configurations ayant des stations en commun et chacune pour une résolution différente. Il sera ainsi possible d'optimiser la spirale globalement. D'autre part Otárola & Holdaway (2002) ont proposé une configuration étendue en forme de Y qui présente un certain nombre d'avantages notamment en termes de coût et de nombre de stations. Le logiciel modifié pourra également être utilisé pour optimiser les configurations de transition entre la spirale et le Y.

Parrallèlement le logiciel est utilisé pour les designs des projets CARMA (Helfer 2002) et ATA (Bock 2001). La présence d'antennes de différents diamètres dans le projet CARMA requiert une modification du logiciel qui devrait être entreprise dans les prochains mois. L'optimisation des configurations de CARMA se fait en collaboration avec T. Helfer du RAL de Berkeley. L'approche inverse dévelopée ici pourra également être appliquée aux projets LOFAR et SKA.

L'approvisionnement des AGNs

La grande énergie libérée par les AGNs est probablement dûe à l'accrétion de matière sur un disque autour d'un trou noir. La présence d'une flambée d'étoile est souvent associée et les deux phénomènes sont probablement symbiotiques. Pour un AGN lumineux ($L = 10^{46}$ ergs s^{-1}) l'accrétion de 2 $M_\odot$ par an suffirait à produire l'énergie rayonnée. Mais, étant donné la durée de vie d'un AGN, estimée à 10^8 ans, la matière doit provenir de toute la galaxie hôte. Se pose alors le problème de l'acheminement de la matière vers le centre : des mécanismes particulièrement efficaces de dissipation du moment angulaire doivent être mis en œuvre.

Les interactions entre galaxies peuvent assurément jouer un rôle important mais d'autres mécanismes liés à la dynamique du disque peuvent également être invoqués. Ainsi, les instabilités sont probablement capables d'acheminer de la matière vers le centre. Les ondes de densité spirales de type trailing en interagissant avec les étoiles du disque prennent du moment angulaire à la résonance de Lindblad interne pour le restituer à la corotation et à la résonance de Lindblad externe. Cette évacuation du moment angulaire vers l'extérieur induit une contraction du disque vers le centre mais ne permet pas d'acheminer de la matière à l'intérieur de la résonance de Lindblad interne. Les barres, en exerçant un couple sur les orbites ont tendance à dépeupler la corotation au profit des résonances de Lindblad et ainsi à former des anneaux aux résonances. De plus si la masse centrale est suffisamment importante une spirale trailing peut se former à l'intérieur de la résonance interne de Lindblad et le couple exercé par la barre aura tendance à entraîner la matière vers le centre. Les asymétries de type $m = 1$ pourraient également jouer un rôle dans l'alimentation du noyau.

Les études effectuées à ce jour n'ont pas permis de mettre en avant un mécanisme d'approvisionnement en particulier et les corrélations entre la dynamique des galaxies à grande échelle et l'activité des noyaux sont faibles. Pour comprendre les mécanismes d'approvisionnement jusqu'au noyau il faut connaître la dynamique du gaz dans le kpc central. C'est l'objectif du projet NUGA : un relevé CO de 12 galaxies à noyaux actifs est entrepris avec l'interféromètre du Plateau de Bure. Les premières observations de NGC7217 ont déjà montré la richesse de l'information obtenue. L'anneau nucléaire est apparu très nettement en CO(1$\rightarrow$0) et a été détecté en CO(2$\rightarrow$1). Le rapport des raies CO(2$\rightarrow$1)/CO(1$\rightarrow$0) a été mesuré inférieur à un suggérant la présence de nuages moléculaires optiquement épais. Un disque nucléaire a peut-être été détécté en CO(2$\rightarrow$1) et la structure spirale de poussière obsevée par HST au centre semble être associée à de l'émission CO(1$\rightarrow$0). Cette spirale pourrait être une onde acoustique. Les observations obtenues pour d'autres galaxies montrent une grande diversité de morphologies. En complétant ces observations et en ajoutant celles des autres galaxies de l'échantillon et du super-échantillon il sera possible de réaliser un inventaire des différents mécanismes d'approvisionnement. Pour bien comprendre la dynamique de chaque galaxie des simulations seront entreprises et toutes les données disponibles à d'autres longueurs d'onde seront exploitées.

En collaboration avec S. Hüttemeister de l'Université de Bochum l'étude chimique de certaines galaxies à flambées d'étoiles permettra également d'apporter de nouveaux éléments sur la connexion entre flambées d'étoiles et AGNs.

Annexe A

Observations CO

A.1 Masse du gaz moléculaire

Des passages de cette section sont copiés de Baker (2000) qui est remercié pour son aimable autorisation.

A.1.1 Le rapport $N_{\mathrm{H}_2}/I_{\mathrm{CO}}$

Une application importante des observations en CO est l'estimation de la masse totale du gaz moléculaire (*cfYoung & Scoville 1991).* Pour cela on suppose que l'émission provient de nuages dont le facteur de remplissage est très faible et varie peu en fonction de la vitesse d'éloignement considérée. Le facteur de conversion entre l'émission CO et la densité colonne N_{H_2} de l'hydrogène moléculaire à été déterminé selon 3 méthodes :

1. en comparant la luminosité CO et le flux de rayonnement gamma dû aux interactions entre les rayons cosmiques et les noyaux d'hydrogène dans la Galaxie. Cette méthode donne : $X = N_{\mathrm{H}_2}/I_{\mathrm{CO}} = 2.2 \times 10^{20}\mathrm{cm}^{-2}(\mathrm{K\,kms}^{-1})^{-1}$.
2. en corrélant l'extinction dans le visible (A_{V}) dûe à des nuages proches à leur émission en CO. L'extinction est due à la poussière dont la quantité est supposée proportionnelle à celle de N_{H_2} par un facteur connu. Cette méthode donne : $X = 3.9 \times 10^{20}\mathrm{cm}^{-2}(\mathrm{K\,kms}^{-1})^{-1}$.
3. Si l'on suppose que la température de brillance le long de la ligne de visée dépend plus du nombre de nuages dans le lobe que de leurs températures de brillance individuelles et que chaque nuage est virialisé, alors on s'attend à une relation de proportionnalité : $X \propto n_{\mathrm{H}_2}^{\frac{1}{2}} T_b^{-1}$ où n_{H_2} est la densité de H_2 et T_b la température de brillance des nuages supposée constante. D'après l'étude des nuages moléculaires proches on obtient : $X = 2.5 - 4.6 \times 10^{20}\mathrm{cm}^{-2}(\mathrm{K\,kms}^{-1})^{-1}$.

Combes (2001b) discute l'utilisation de CO comme traceur de H_2 et propose d'autres traceurs. Dans ce travail nous prendrons $X = 3 \times 10^{20}\mathrm{cm}^{-2}(\mathrm{K\,kms}^{-1})^{-1}$ comme Young & Scoville (1991). La masse totale ($M_{\mathrm{gaz}} = M_{\mathrm{H}_2} + M_{\mathrm{He}}$) de gaz moléculaire peut être obtenue en supposant un rapport constant entre les abondances de l'hélium et de l'hydrogène moléculaire : $M_{\text{gaz}} = 1.36 \times M_{\text{H}_2}$.

A.1.2 A partir des données interférométriques

Les images reconstruites sont calibrées en Jy/lobe. Pour obtenir le flux total d'une source étendue il faut intégrer sa brillance sur l'angle solide (en nombre de lobes) qu'elle soustend :

$$S_\nu = \int B_\nu d\Omega = \frac{2k}{\lambda^2} \int T_b d\Omega \tag{A.1}$$

en Jy et où T_b est la température de brillance. Si l'on a plusieurs canaux de vitesse dans une raie d'émission et une carte par canal, on obtient le flux total de la raie en sommant sur la vitesse :

$$F_{raie} = \int S_\nu dv = \frac{2k}{\lambda^2} \int T_b d\Omega \, dv \tag{A.2}$$

en Jy km s^{-1}. Si l'on intègre d'abord sur la vitesse, on obtient le moment d'ordre zéro de la carte :

$$M_0 = \int B_\nu dv = \frac{2k}{\lambda^2} \int T_b \, dv \tag{A.3}$$

en Jy lobe^{-1} km s^{-1}. L'intégrale de droite est définie comme l'intensité de la raie I_{raie} en K km s^{-1}.

Alors la masse d'hydrogène moléculaire dans une source étendue est donnée par :

$$M_{\text{H}_2} = \int 2m_{\text{H}} N_{\text{H}_2} \, dA = 2m_{\text{H}} \int X I_{\text{CO}} \, dA = \frac{\lambda^2 m_{\text{H}} X}{k} d^2 F_{\text{CO}} \tag{A.4}$$

où d est la distance de la source, A son aire ($dA = d^2 \, d\Omega$) et F_{CO} désigne la force de la raie ^{12}CO(1→0). On peut réécrire cette expression en unités appropriées :

$$M_{\text{H}_2} = 1.180 \times 10^4 \left(\frac{d}{\text{Mpc}}\right)^2 \left(\frac{X}{3 \times 10^{20}}\right) \left(\frac{F_{\text{CO}}}{\text{Jy km s}^{-1}}\right) M_\odot \tag{A.5}$$

L'incertitude sur l'estimation de F_{CO} est donnée par :

$$\Delta F_{\text{CO}} = \sigma_{ch} \, \Delta v_{ch} \sqrt{n_{ch}} \sqrt{n_l} \tag{A.6}$$

où σ_{ch} est le bruit dans canal, Δv_{ch} la largeur des canaux,n_{ch} le nombre de canaux, et $\sqrt{n_l}$ le nombre de lobes dans l'angle solide de la source.

A.1.3 Seuil de détection

Si l'on suppose que l'émission la plus faible pouvant être détectée correspond à une intensité intégrée égale à 3σ on a :

$$F_{\text{CO}_\text{m}} \simeq 3\sigma_{ch} \Delta v_{ch} \sqrt{n_{ch}} \tag{A.7}$$

La densité surfacique minimum d'hydrogène moléculaire pouvant être détectée $\Sigma_{\mathrm{H_2m}}$ est alors donnée par :

$$\Sigma_{\mathrm{H_2m}} = \frac{M_{\mathrm{H_2m}}}{d^2\Delta\Omega} \tag{A.8}$$

où $M_{\mathrm{H_2m}}$ est donnée par l'équation A.5 avec $F_{\mathrm{CO}} = F_{\mathrm{COm}}$ et $\Delta\Omega$ est la taille du lobe. Si la résolution est $\delta\theta$ on a $\Delta\Omega = \pi\delta\theta^2/4$. On obtient :

$$\begin{aligned}\Sigma_{\mathrm{H_2m}} &= 639\left(\frac{1''}{\delta\theta}\right)^2\left(\frac{F_{\mathrm{COm}}}{\mathrm{Jy\ km\ s^{-1}}}\right)\left(\frac{X}{3\times10^{20}}\right)\frac{M_\odot}{\mathrm{pc}^2}\\ &= 1920\sqrt{n_{ch}}\left(\frac{1''}{\delta\theta}\right)^2\left(\frac{\sigma_{ch}}{\mathrm{Jy\ lobe^{-1}}}\right)\left(\frac{\Delta v_{ch}}{\mathrm{km\ s^{-1}}}\right)\left(\frac{X}{3\times10^{20}}\right)\frac{M_\odot}{\mathrm{pc}^2}\end{aligned} \tag{A.9}$$

A.2 Rapport de raies CO(2→1)/CO(1→0)

A.2.1 Equilibre thermodynamique local

Soit R_1 le rapport des intensités des raies CO(2→1) et CO(1→0) :$R_1 \equiv \frac{T_{21}}{T_{10}}$. Si l'on suppose que le gaz se trouve à l'équilibre thermodynamique local l'équation de transfert d'une raie est donnée par :

$$T = \eta[f_\nu(T_{\mathrm{ex}}) - f_\nu(T_{\mathrm{bg}})](1 - e^{-\tau}) \tag{A.10}$$

où $f_\nu(T) = (h\nu/k)/(e^{h\nu/k} - 1)$, T_{ex} est la température d'excitation, ν la fréquence de la transition et τ l'opacité. Alors il est possible de déduire la température d'excitation de la mesure de R_1 dans les 2 cas extrèmes :

– dans le cas optiquement mince $\tau \ll 1$:

$$R_1 \equiv \frac{T_{21}}{T_{10}} \simeq 4e^{-h\nu_{12}/kT_{ex12}} \tag{A.11}$$

– dans le cas optiquement épais $\tau \gg 1$:

$$R_1 \simeq 2\frac{e^{5.53/T_{ex01}} - 1}{e^{11.1/T_{ex12}} - 1} \tag{A.12}$$

où T_{ex12} et T_{ex01} sont les températures d'excitation de CO(2→1) et CO(1→0). La Figure A.1 représente les variations de R_1 en fonction de la température d'excitation (on suppose $T_{ex12} = T_{ex01} = T_{ex}$ dans le cas thermalisé) dans les deux cas. On voit que pour les hautes températures R_1 tend asymptotiquement vers 4 dans le cas optiquement mince et asymptotiquement vers 1 dans le cas optiquement épais. On en déduit qu'un rapport supérieur à 1 est la signature d'une émission CO optiquement mince.

D'autre part, dans le cas optiquement mince le rapport ne chute en dessous de 1 que pour une température inférieure à 8 K. Une telle température d'excitation n'est pas impossible surtout s'il s'agit d'une excitation sous-thermique mais d'une façon générale on peut dire qu'un rapport inférieur à 1 est très probablement la signature d'une émission optiquement épaisse.

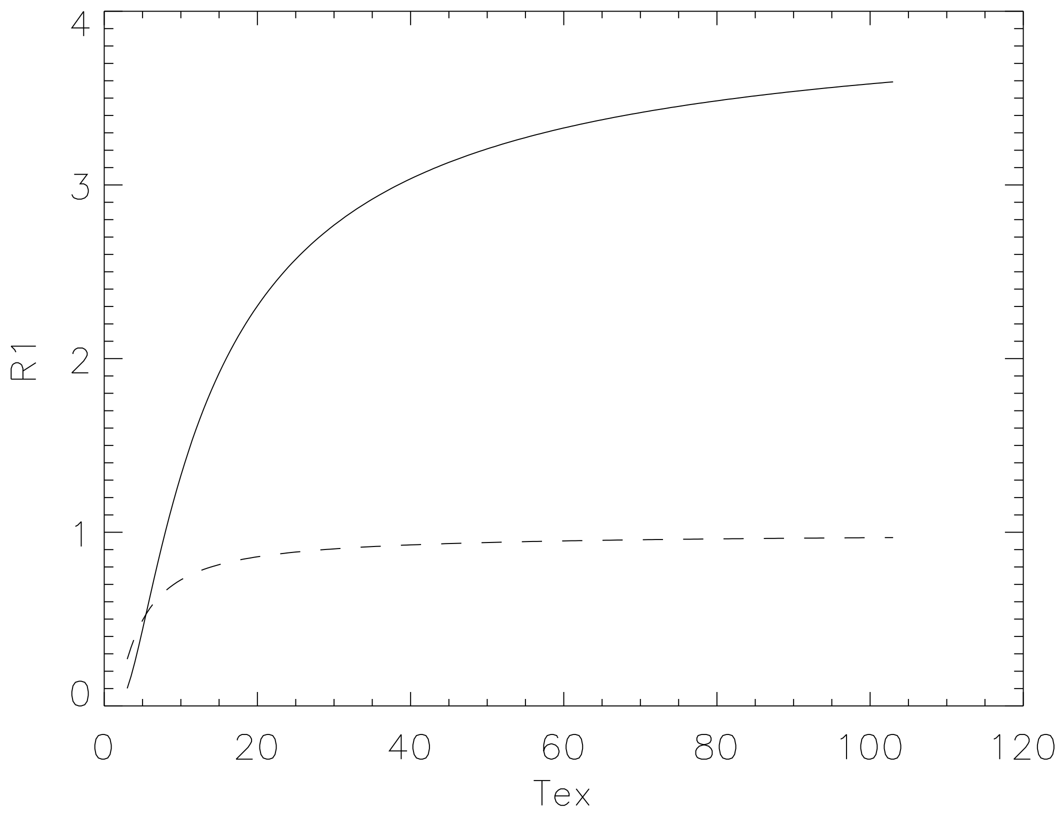

FIG. A.1 – Variation du rapport de raie (R_1) en fonction de la température d'excitation (Tex) dans le cas optiquement fin (trait continu) et optiquement épais (tirets).

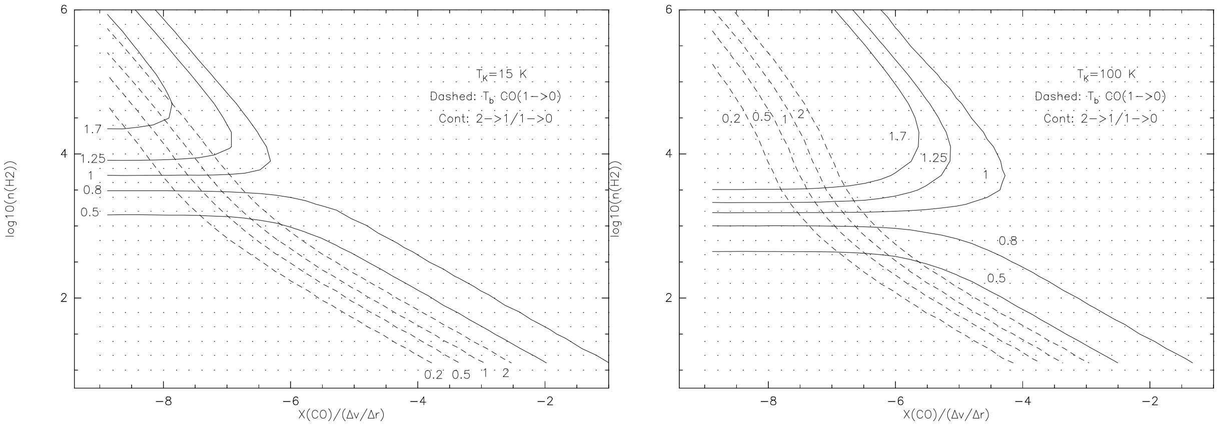

FIG. A.2 – Modèle LVG pour une température du gaz moléculaire de 15 K à droite et 100 k à gauche. Sur chaque figure les courbes en pointillé donnent les lieux de différentes températures (0.2, 0.5, 1 et 2 K) de la raie CO(1→0) dans l'espace de la densité de H_2 et de l'abondance de CO. Les courbes continues donnent les lieux de différentes valeurs du rapport de raies (0.5, 0.8, 1, 1.25, 1.7). Si l'on connaît l'intensité de la raie et la valeur du rapport, alors les coordonnées du point d'intersection des courbes correspondantes donnent la valeur de la densité de H_2 et de l'abondance de CO. Figures produites par N. Rodriguez-Fernandez

A.2.2 Modèle LVG

Ces conclusions ne s'appliquent que dans le cas de l'équilibre thermodynamique et ce calcul ne permet pas d'interpréter les observations pour les opacités intermédiaires. De plus, seuls 2 niveaux ont été considérés alors qu'à haute température les niveaux plus élevés peuvent jouer un rôle non-négligeable. Une méthode couramment utilisée pour résoudre le problème du transfert radiatif de façon plus générale est la méthode LVG (pour Large Velocity Gradient, cf Goldreich & Kwan 1974; de Jong et al. 1975). Cette méthode se base sur l'hypothèse que les nuages possèdent de forts gradients de vitesse induisant un décalage Doppler plus important que la largeur thermique de la raie. Ainsi, les photons émis d'un point d'un nuage ne peuvent intéragir qu'avec le voisinage proche, le problème global de transfert est réduit à un problème local.

Dans cette approximation si l'on connaît l'intensité de raie de deux transitions d'une même molécule alors en fixant la valeur d'un des trois paramètres suivants il est possible d'estimer les 2 autres : la température physique du gaz T_k, la densité d'hydrogène moléculaire $n_{\mathrm{H_2}}$ et le rapport de l'abondance de la molécule considérée par rapport à l'hydrogène moléculaire par le gradient de vitesse $[\mathrm{M}]/(dv/dr)$ (voir Figure A.2). Par exemple, si l'on connaît la température du gaz observé, la mesure des intensités des raies CO(1→0) et CO(2→1) permet d'obtenir $n_{\mathrm{H_2}}$ et $[\mathrm{CO}]/(dv/dr)$. Le gradient de vitesse est donné par le rapport de la largeur de la raie Δv mesurée par la profondeur de la source R, on a donc :

$$\frac{[\mathrm{CO}]}{dv/dr} = \frac{n_{\mathrm{CO}}}{n_{\mathrm{H_2}}}\frac{R}{\Delta v} = \frac{N_{\mathrm{CO}}}{n_{\mathrm{H_2}}\Delta v}. \tag{A.13}$$

Il suffit donc de multiplier [CO]/(dv/dr) par $n_{\mathrm{H_2}}$ et Δv pour obtenir la densité colonne N_{CO}. Il est alors possible d'obtenir la densité de colonne de H_2 en utilisant un facteur de conversion (CO/H_2). Sachant que la valeur "cosmique" de (C/H) est 3×10^{-4}, s'il on suppose que 15% du carbone est sous forme de CO alors $(CO/H_2) = 10^{-4}$. Il s'agit d'une méthode d'estimation de la masse qui, contrairement à celle décrite précédemment, dépend d'un facteur de conversion dont la valeur dépend peu des conditions physiques du gaz. Si plus de deux transitions sont observées il est possible d'obtenir les valeurs des trois paramètres T_k, $n_{\mathrm{H_2}}$ et [M]/(dv/dr) (voir par ex. Weiß et al. 2001).

Annexe B

Publications

Articles :

- Boone, F. 2001, "Interferometric array design : Optimizing the locations of the antenna pads", *Astronomy & Astrophysics*, **377**, 368-376

- Boone, F. 2002, "Interferometric array design : Distributions of Fourier samples for imaging", *Astronomy & Astrophysics*, **386**, 1160-1171

- Boone, F. 2002, "A proposal of optimized configurations for the ALMA" *ALMA memo* No 400

Communications à des colloques et autres :

- Boone, F. "Suivi photométrique du mirage gravitationnel Q2237+0305", Journées Jeunes Chercheurs, Balaruc Les Bains, SFP.

- Boone, F. 2000 "A new method to optimize antenna positions of an interferometer for a given fourier plane samples distribution. Application to ALMA design." Young European Radio Astronomers Conference à Grenade, Espagne (IRAM, Universidad de Granada, IAA).

- Boone, F. 2001 "ALMA design" ALMA Configuration Group Preliminary Design Review à Grenoble.

- Boone, F. 2002 "An inverse approach of ALMA design" ALMA Configuration Design Review à Socorro, Nouveau Mexique.

- Boone, F. 2002 "Interferometric array design" Séminaire au Radio Astronomy Lab. de Berkeley.

Bibliographie

Adams, F. C., Ruden, S. P., & Shu, F. H. 1989, ApJ, 347, 959

Anterrieu, E. 2000, in Iram Millimeter Interferometry Summer School 2, 195+

Antonucci, R. 1993, ARA&A, 31, 473

Baker, A. J. 2000, PhD thesis, California Institute of Technology, Passadena, California

Baldwin, J. A., Phillips, M. M., & Terlevich, R. 1981, PASP, 93, 5

Beckers, J. M. & Merkle, F., eds. 1992, ESO Conference on High-Resolution Imaging by Interferometry II. Ground-Based Interferometry at Visible and Infrared Wavelengths

Binney, J. & Tremaine, S. 1987, Galactic dynamics (Princeton, NJ, Princeton University Press, 1987, 747 p.)

Bock, D. 2001, in ATA memo No. 21

Boisson, C., Joly, M., Moultaka, J., Pelat, D., & Serote Roos, M. 2000, A&A, 357, 850

Boone, F. 2001, A&A, 377, 368

—. 2002a, in ALMA memo No. 400

—. 2002b, A&A, 386, 1160

Bottinelli, L., Gouguenheim, L., Paturel, G., & de Vaucouleurs, G. 1980, ApJ Letter, 242, L153

Bracewell, R. 1965, The Fourier Transform and its applications (McGraw-Hill Electrical and Electronic Engineering Series, New York : McGraw-Hill, 1965)

Breckinridge, J. B., ed. 1990, Amplitude and intensity spatial interferometry ; Proceedings of the Meeting, Tucson, AZ, Feb. 14-16, 1990, Vol. 1237

Briggs, D. S. 1995, PhD thesis, The New Mexico Institute of Mining and Technology

Buta, R. & Combes, F. 1996, Fundamentals of Cosmic Physics, 17, 95

Buta, R., van Driel, W., Braine, J., Combes, F., Wakamatsu, K., Sofue, Y., & Tomita, A. 1995, ApJ, 450, 593+

Butler, B. 2001, in ALMA memo No. 364

Collin, S. & Zahn, J. 1999, A&A, 344, 433

Collin-Souffrin, S. & Dumont, A. M. 1990, A&A, 229, 292

Combes, F. 2001a, in Advanced Lectures on the Starburst-AGN, 223+

Combes, F. 2001b, Astrophysics and Space Science Supplement, 277, 29

Combes, F., Boissé, P., Mazure, A., Blanchard, A., & Seymour, M. 1995, Galaxies and Cosmology (Galaxies and Cosmology, XVI, 407 pp. 192 figs.. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York. Also Astronomy and Astrophysics Library)

Combes, F. & Gerin, M. 1985, A&A, 150, 327

Contopoulos, G. & Grosbol, P. 1989, A&AR, 1, 261

Conway, J. 2000a, in ALMA memo No. 283

—. 2000b, in ALMA memo No. 292

Cornwell, T., Braun, R., & Briggs, D. S. 1999, in ASP Conf. Ser. 180 : Synthesis Imaging in Radio Astronomy II, 151+

Cornwell, T. J. 1986, in ALMA memo No. 38

—. 1988, A&A, 202, 316

Cornwell, T. J., Holdaway, M. A., & Uson, J. M. 1993, A&A, 271, 697+

de Jong, T., Dalgarno, A., & Chu, S.-I. 1975, ApJ, 199, 69

de Robertis, M. M., Yee, H. K. C., & Hayhoe, K. 1998, ApJ, 496, 93+

de Vaucouleurs, G. 1958, ApJ, 127, 487+

Dutrey, A., ed. 2000, Millimeter Interferometry

Ekers, R. D. & Rots, A. H. 1979, in ASSL Vol. 76 : IAU Colloq. 49 : Image Formation from Coherence Functions in Astronomy, 61+

Englmaier, P. & Shlosman, I. 2000, ApJ, 528, 677

Filippenko, A. V. 1989, Astron. Journ., 97, 726

Filippenko, A. V., ed. 1992, Relationships between active galactic nuclei and starburst galaxies ; Proceedings of the Taipei Astrophysics Workshop, Taipei, Taiwan, March 25-30, 1991

Filippenko, A. V., Ho, L. C., & Sargent, W. L. W. 1993, ApJ Letter, 410, L75

Goldreich, P. & Kwan, J. 1974, ApJ, 191, 93

Gueth, F. 2000, in Iram Millimeter Interferometry Summer School 2, 207+

Guilloteau, S. 2000, in Iram Millimeter Interferometry Summer School 2, 15+

Guilloteau, S. & the Configuration PDR Review Committee. 2001

Högbom, J. A. 1974, A&AS, 15, 417

Hecht, E. 1987, Optics (Addison-Wesley, second edition, 1987)

Heckman, T. M. 1980, A&A, 87, 152

Heckman, T. M. 1987, in IAU Symp. 121 : Observational Evidence of Activity in Galaxies, Vol. 121, 421+

Helfer, T. 2002, in BIMA memo No. 86

Helfer, T. T., Thornley, M. D., Regan, M. W., Sheth, K., Vogel, S. N., Wong, T., Blitz, L., & Bock, D. 1998, American Astronomical Society Meeting, 30, 928+

Ho, L. C., Filippenko, A. V., & Sargent, W. L. W. 1994, in IAU Symp. 159 : Multi-Wavelength Continuum Emission of AGN, Vol. 159, 275–278

Ho, L. C., Filippenko, A. V., & Sargent, W. L. W. 1997, ApJ, 487, 591+

Holdaway, M. A. 1996, in ALMA memo No. 156

—. 1997, in ALMA memo No. 172

Hunt, L. K. & Malkan, M. A. 1999, ApJ, 516, 660

Junqueira, S. & Combes, F. 1996, A&A, 312, 703

Kalnajs, A. J. 1973, Proceedings of the Astronomical Society of Australia, 2, 174+

Keto, E. 1997, ApJ, 475, 843+

Kogan, L. 1997, in ALMA memo No. 171

Krolik, J. H. 1999, Active galactic nuclei : from the central black hole to the galactic environment (Princeton University Press, c1999.)

Lannes, A., Anterrieu, E., & Bouyoucef, K. 1994, J. of Modern Optics, 41, 1537

—. 1996, J. of Modern Optics, 43, 105

Lannes, A., Anterrieu, E., & Marechal, P. 1997, A&AS, 123, 183

Lawson, C. L. & Hanson, R. J. 1974, Solving least squares problems (Prentice-Hall Series in Automatic Computation, Englewood Cliffs : Prentice-Hall, 1974)

Legg, T. H. 1998, A&AS, 130, 369

Léon, S., Lim, J., Combes, F., & Van-Trung, D. 2001, in QSO Hosts and their Environments, 185+

Lightman, A. P. & Shapiro, S. L. 1977, ApJ, 211, 244

Lim, J., Ho, P. T. P., Hua-Ting, C., Shyang, W., & Wen-Shuo, L. 2001, in ASP Conf. Ser. 240 : Gas and Galaxy Evolution, 111+

Lin, C. C. & Shu, F. H. 1964, ApJ, 140, 646+

Lynden-Bell, D. & Kalnajs, A. J. 1972, MNRAS, 157, 1+

Maciejewski, W. & Sparke, L. S. 2000, MNRAS, 313, 745

Moran, J. M., Greenhill, L. J., & Herrnstein, J. R. 1999, Journal of Astrophysics and Astronomy, 20, 165

Moultaka, J. 2001, PhD thesis, Observatoire de Meudon, DAEC

Narayan, R. & Nityananda, R. 1986, ARA&A, 24, 127

Neri, R. 2000, in Iram Millimeter Interferometry Summer School 2, 99+

Otárola, A. & Holdaway, M. A. 2002, in ALMA memo No. 419

Peterson, B. M., ed. 1997, An introduction to active galactic nuclei

Phinney, E. S. 1994, in Proceedings of the International Astrophysics Conference on Mass-transfer induced activity ingalaxies, held at the University of Kentucky, Lexington, April 26-30, 1993, Cambridge : Cambridge University Press, —c1994, ed. I. Shlosman

Robson, I. 1996, Active galactic nuclei (Wiley-Praxis Series in Astronomy and Astrophysics, New York, NY : Wiley, Chichester : Praxis Publishing, —c1996)

Rush, B., Malkan, M. A., & Spinoglio, L. 1993, ApJS, 89, 1

Sakamoto, K., Okumura, S. K., Ishizuki, S., & Scoville, N. Z. 1999a, ApJ, 525, 691

—. 1999b, ApJS, 124, 403

Schwarz, M. P. 1984, MNRAS, 209, 93

Sheth, K. 2001, American Astronomical Society Meeting

Shlosman, I., Frank, J., & Begelman, M. C. 1989, Nature, 338, 45

Shu, F. H., Tremaine, S., Adams, F. C., & Ruden, S. P. 1990, ApJ, 358, 495

Sil'chenko, O. K. & Afanasiev, V. L. 2002, A&A, 385, 1

Sparke, L. S. & Gallagher, J. S., eds. 2000, Galaxies in the universe : an introduction

Tacconi, L., Schinnerer, E., Gallimore, J. F., Genzel, R., Tacconi-Garman, L. E., & Downes, D. 1997, American Astronomical Society Meeting, 29, 1333+

Taylor, G. B., Carilli, C. L., & Perley, R. A., eds. 1999, Synthesis Imaging in Radio Astronomy II

Terlevich, R. & Melnick, J. 1985, MNRAS, 213, 841

Thompson, A. R., Moran, J. M., & Swenson, G. W. 1991, Interferometry and synthesis in radio astronomy (Malabar, Fla. : Krieger Pub., 1991.), 114...+

—. 2000, Interferometry and synthesis in radio astronomy (New York, Wiley-Interscience, second edition, 2000)

Verdes-Montenegro, L., Bosma, A., & Athanassoula, E. 1995, A&A, 300, 65+

Weiß, A., Neininger, N., Hüttemeister, S., & Klein, U. 2001, A&A, 365, 571

Wills, B. J. 1999, in ASP Conf. Ser. 162 : Quasars and Cosmology, 101+

Woody, D. 1999, in ALMA memo No. 270

—. 2001, in ALMA memo No. 389

Wrobel, J. M. & Walker, R. C. 1999, in ASP Conf. Ser. 180 : Synthesis Imaging in Radio Astronomy II, 171+

Young, J. S. & Scoville, N. Z. 1991, ARA&A, 29, 581