

Université Paris VII
UFR Astrophysique et Techniques Spatiales

THESE

présentée pour obtenir le grade de
DOCTEUR EN SCIENCES PHYSIQUES

par

Nicolas BIVER

Spécialité: Astrophysique

Sujet de la thèse:

Molécules Mères Cométaires: Observations et Modélisations

Table des matières

TABLE DES MATIÈRES	11
RÉSUMÉ.....	9
SUMMARY.....	11
INTRODUCTION.....	13
I. La nature des comètes.....	13
Aspects historiques et croyances.....	13
Les grandes comètes	13
Science cométaire et désignations des comètes.....	13
La nature des comètes et des noyaux cométaires	14
II L'intérêt de l'étude de ces petits corps	15
L'origine des comètes.....	15
Objectifs du présent travail	16
CHAPITRE 1	
LES OBSERVATIONS RADIOASTRONOMIQUES DES COMÈTES.....	17
I Historique.....	17
II Les molécules mères	18
III Observations récentes	19
IV Démarche pour l'analyse des observations	21
IV.1 Températures de rotation	21
IV.2 Analyse de la forme des raies.....	24
IV.3 Optimisation des paramètres du modèle	26
Références.....	27
CHAPITRE 2	
EXCITATION DES NIVEAUX DE ROTATION DES MOLÉCULES MÈRES	
COMÉTAIRES.....	29
I. Introduction	29
I.1 Mécanismes d'excitation	29
I.2 Principe du calcul des populations dans une atmosphère cométaire	30
II Les processus d'excitation collisionnelle	31

II.1 Collisions avec les neutres	31
Sections efficaces de collision neutres-neutres:	32
Modèle de densité	32
Population à l'équilibre thermique.....	33
II.2 Collisions électroniques	35
Sections efficaces de collisions	35
Profil de température électronique	37
Modèle de densité électronique.....	38
II.3 Autres collisions	43
III L'excitation radiative	43
III.1 Excitation par le flux ultraviolet solaire	43
III.2 Excitation infrarouge	43
III.3 Excitation millimétrique	44
IV Mécanismes dominants	47
Taux de collision	47
Excitation radiative	48
Application au calcul des populations.....	51
Conclusion	51
Références du chapitre	53
 CHAPITRE 3	
LES OBSERVATIONS DE COMÈTES PRÈS DU SOLEIL	55
Introduction	55
I. Comètes à longue période.....	56
I.1 Comète Austin.....	57
Conditions d'excitation.....	60
Modèle de dégazage.....	61
Taux de production	64
Comparaison entre HCN et CN.....	65
I.2 Comète Levy	66
Conditions d'excitation.....	69
Géométrie du dégazage	71
I.3 Comète Szczepanski	74
Observations.....	74
Modèle d'interprétation des observations.....	76
I.4 Comète Tabur	78
Observations.....	78
Modèle d'interprétation des observations.....	79
II. La grande comète de 1996: C/1996 B2 (Hyakutake)	82
II.1 Introduction.....	82
Historique et trajectoire.....	82
Observations et découvertes.....	83
II.2 Observations millimétriques à l'IRAM et au JCMT	85
II.2.1 Cartographie	90
II.2.2 CS, HNC et CH ₃ CN	93

II.3 Evolution en fonction de la distance héliocentrique.....	96
Mesures de température et conditions d'excitation.....	96
Profils de raies: vitesse d'expansion.....	98
Taux de production et abondances.....	98
Le sursaut du 15 avril.....	103
II.4 Composition chimique de la comète Hyakutake	105
III. Comètes du type de 1P/Halley.....	107
III.1 La comète 109P/Swift-Tuttle	107
Introduction.....	107
Observations radio	108
Conditions d'excitation.....	109
Choix de la température	110
Taux de collision.....	113
Modèle de dégazage anisotrope	114
Modèles permettant de simuler la forme des raies	117
Origine du formaldéhyde	127
Sensibilité aux modèles.....	128
III.2 Autres comètes observées	130
Comète 23P/Brorsen-Metcalf.....	130
Conditions d'excitation.....	131
Comète 122P/de Vico	133
IV. Comètes de la famille de Jupiter	135
IV.1 19P/Borrelly	135
Introduction.....	135
Taux de production de l'eau	137
Modèle de jet et problèmes d'excitation.....	138
Conditions d'excitation.....	138
IV.2 22P/Kopff.....	141
Introduction.....	141
Observations Radio	142
Modèles et taux de production	142
IV.3 45P/Honda-Mrkos-Pajdusáková	145
Introduction.....	145
Modèles	146
Conclusion	147
Références du chapitre	148

CHAPITRE 4

L'ACTIVITÉ DES COMÈTES LOINTAINES.....	151
I. 29P/Schwassmann-Wachmann 1	151
I.1 Particularité de cette comète	152
Introduction.....	152
I.2 Découverte du CO et analyse de la forme des raies.....	154
Observations millimétriques à l'IRAM et au JCMT.....	154
Analyse de la forme des raies et modèles de jet.....	155
Modèle d'excitation	156

Modèle de dégazage	157
Suivi temporel de l'activité de la comète	165
Bilan des observations de CO	168
I.3 Recherche d'autres molécules.....	169
II. La comète C/1995 O1 (Hale-Bopp)	171
Introduction.....	171
II.1 Observations des raies de CO	172
II.2 Sublimation des autres espèces au-delà de 3 UA du soleil.....	175
II.3 Contraintes sur les modèles.....	185
II.3.1 Mesures de température du gaz	185
II.3.2 Géométrie du dégazage	193
Vitesse d'expansion.....	193
Ouverture du jet et forme de raie: décalages Doppler.....	194
Dégazage à partir des grains	198
II.4 Evolution des taux de production.....	201
II.4.1 CO et OH.....	201
II.4.2 HCN et CH ₃ OH	203
Taux de production de HCN	204
Taux de production de CH ₃ OH	204
II.4.3 Autres molécules	205
Conclusion	207
III. Autres comètes lointaines	208
III.1 95P/chiron	208
Particularité de cet objet.....	208
Campagne d'observation 1994-96	209
Taux de production gazeux:	209
III.2 Autres comètes intéressantes	210
Références.....	211
 CHAPITRE 5	
SYNTHÈSE DES RÉSULTATS	213
I Géométrie et thermodynamique des atmosphères	213
I.1 Distribution des températures observées	213
I.2 Distribution des Vitesses d'expansion.....	214
I.3 Jets et dégazage anisotrope.....	214
I.4 Distribution spatiale de H₂CO et CO.....	216
Formaldéhyde.....	216
Les sources de CO.....	218
II Composition chimique des comètes.....	219
Evolution des compositions atmosphériques avec la distance héliocentrique	219
Comparaisons près du soleil, entre 0.7 et 1.5 UA	220
Autres molécules	223
Références du chapitre	223
CONCLUSION GÉNÉRALE	225

ANNEXES

A-I Réduction des observations	229
A-I.1 Modèle de pointage et calculs d'offset	229
Introduction.....	229
Sources d'erreur de pointage	229
Pointage du radiotélescope.....	231
A-I.2 Nature du signal mesuré en radioastronomie	233
Signaux parasites et méthodes d'observation	233
Echelle utilisée pour les signaux observés	236
A-I.3 Taille des lobes et rendements des antennes	237
Mesures de lobes et d'efficacité à l'IRAM.....	237
Sources de référence en calibration.....	238
A-II Transfert du rayonnement:	240
Données du problème et approximations	240
A-II.1 Intégration analytique à symétrie sphérique	240
Programmes <i>radiomole8.for</i> et <i>radiomole9.for</i>	240
- <u>Source étendue</u> :.....	241
- <u>Ecart de pointage exprimé en fraction de lobe</u> :.....	241
- <u>Jet conique et offset</u> :	241
- <u>Lobe circulaire à section pavée</u> (Pour les observations infrarouges).....	242
- <u>Lobes pré-programmés</u> :	243
A-II.2 Intégration numérique et modélisation de jets	243
Principe du programme:	244
Profil de raie.....	246
Définition géométrique des modèles de jet	247
A-II.3 Application à l'expérience MIRO sur Rosetta	249
A-III Les différents Radiotélescopes millimétriques	250
A-III.1 L'antenne de 30m de l'IRAM	250
A-III.2 Le 15m du JCMT	251
A-IV Paramètres des transitions fréquemment observées	253
A-IV.2 HCN	253
A-IV.2b HNC	254
A-IV.3 CO	254
A-IV.4 CS	254
A-IV.5 H₂CO	254
A-IV.6 H₂S	254
A-IV.7 CH₃OH	255
A-V Articles	257
Carbon Monoxide Outgassing from Comet P/Schwassmann-Wachmann 1	259
Substantial outgassing of CO from comet Hale-Bopp at large heliocentric distance	263
Radio line observations of comet 109P/Swift-Tuttle at IRAM	267
What happened to comet 73P/Schwassmann-Wachmann 3?	279

Spectroscopic evidence for interstellar ices in comet Hyakutake	283
Circulaires UAI	287

Résumé

Les comètes sont parmi les objets les plus primitifs du système solaire et l'étude de leur composition chimique devrait permettre de mieux comprendre les conditions qui régnaient dans la nébuleuse protoplanétaire il y a 4.6 milliards d'années. L'origine des comètes observées actuellement serait de deux types. Certaines, provenant du nuage de Oort, aux confins du système solaire, se seraient formées au voisinage des planètes Uranus et Neptune. Les comètes à courte période sont pour la plupart originaires de la ceinture de Kuiper située au-delà de Neptune, où elles se seraient formées. L'observation des molécules mères, s'échappant directement de la surface des noyaux cométaires, permet d'accéder à la composition chimique des glaces et de contraindre ainsi leurs conditions de formation.

Les techniques d'observation infrarouge et millimétrique permettent d'observer directement ces molécules mères. L'eau, principal composant des glaces cométaires, n'est pas facilement observable, mais son taux de dégazage est mesuré régulièrement sur les comètes les plus actives, à partir d'observations du radical OH à 18cm de longueur d'onde avec le radiotélescope de Nançay. De 1986 à 1992, 4 molécules mères (HCN, H₂CO, CH₃OH et H₂S) ont été identifiées et observées en ondes millimétriques dans des comètes. Au cours de ce travail de thèse, de nouvelles molécules ont été détectées à l'aide des radiotélescopes de l'Institut de RadioAstronomie Millimétrique et du James Clerk Maxwell Telescope: CO, HNC, CH₃CN et CS. Le nombre de comètes observées a triplé et deux comètes exceptionnelles se sont présentées: C/1996 B2 (Hyakutake), la "Grande comète de 1996", et C/1995 O1 (Hale-Bopp), dont l'étude se poursuit.

Dans un premier temps, les programmes servant à l'interprétation des observations millimétriques ont été améliorés. Il s'agit de prendre en compte de nouveaux processus comme l'excitation des niveaux de rotation des molécules dans les atmosphères cométaires par les collisions électroniques. A partir d'un modèle réaliste de densité électronique, il a été montré que ce processus permettrait de mieux interpréter les observations de certaines comètes particulièrement actives (Levy, 109P/swift-Tuttle ou C/1996 B2 Hyakutake). L'étude de la forme des raies millimétriques observées à très haute résolution spectrale fournit également de nombreuses informations sur la cinématique du gaz et la géométrie du dégazage. D'une part elle a permis de mesurer l'évolution des vitesses d'expansion de l'atmosphère cométaire en fonction de la distance au soleil. D'autre part les profils de raie, fréquemment asymétriques, ont été interprétés à partir de modèles de jets de gaz.

Un des résultats importants a été la détection du monoxyde de carbone dans la comète lointaine 29P/Schwassmann-Wachmann 1 ainsi que dans la comète Hale-Bopp à 6.5 Unités Astronomiques du soleil. La mise en évidence du dégazage d'une grande quantité de CO a permis de mieux comprendre les mécanismes d'activité des comètes loin du soleil, où la sublimation de la glace d'eau n'est pas efficace. Un autre résultat essentiel a été le suivi de l'évolution de la production gazeuse de 6 autres espèces moléculaires de différentes

volatilités, dans la comète Hale-Bopp, entre 6.5 et 3 UA du soleil. Ces observations devraient fournir des contraintes drastiques sur les processus qui gouvernent la sublimation des glaces cométaires.

La comparaison de la composition en éléments mineurs (HCN, CH₃OH, H₂S et H₂CO) de 11 comètes observées près du soleil montre une dispersion de l'ordre d'un facteur 2.5 pour HCN et H₂S, mais deux fois plus importante pour les autres espèces, comme le méthanol dont l'abondance varie de 1% à 7% par rapport à l'eau. Cependant, il ne semble pas y avoir de lien net entre l'origine des comètes et leur abondance en méthanol: les comètes venant du nuage de Oort, de la famille de Halley et à longue période se répartissent dans les comètes riches et pauvres en méthanol.

Une corrélation est observée entre l'abondance du formaldéhyde et celle méthanol, qui pourrait être en partie liée au fait qu'un des canaux de photodissociation de CH₃OH conduit à la formation de H₂CO. Les observations confirment de plus que la majorité du formaldéhyde ne provient pas du noyau mais d'une source étendue dans la coma. Cela avait été suggéré par les observations in situ dans l'atmosphère de la comète de Halley, et la taille de cette source étendue, définie par sa longueur d'échelle, est estimée à 7000 km à 1 UA du soleil.

L'arrivée de la comète Hale-Bopp à son périhélie le 1^{er} avril 1997 nous offre d'importantes perspectives. Cette comète exceptionnelle compte parmi les 2 ou 3 les plus actives jamais observées et à 3 UA du soleil elle est déjà aussi active que la comète de Halley au périhélie. Son observation avec les techniques modernes d'instrumentation radio devrait apporter de nombreuses découvertes essentielles à la compréhension de l'origine des comètes.

Summary

Comets are supposed to be some of the most pristine objects in the solar system, and their ices contain clues of its formation, 4.6 billion years ago. They belong to two families: those coming from the Oort cloud very far from the sun were accreted in the vicinity of planets Uranus and Neptune, while most of the short period comets are supposed to come from the Kuiper Belt, beyond Neptune, where they were formed.

Infrared and millimeter wave technologies enable the direct observation of parent molecules, which come directly from the sublimation of comets' nucleus ices. Their main component, water, is not easy to observe, but its production rate has been monitored on the brightest comets thanks to the observation of the OH radical at 18cm wavelength (mainly with Nançay radiotelescope). From 1986 to 1992, 4 parent molecules (HCN, CH₃OH, H₂S and H₂CO) were identified. During this work, new molecules (CO, HNC, CH₃CN and CS) were detected, with the radiotelescopes of Institut de RadioAstronomie Millimétrique and James Clerk Maxwell Telescope. The number of observed comets has been multiplied by three and two exceptional comets, C/1996 B2 (Hyakutake), the "Great comet of 1996" and C/1995 O1 (Hale-Bopp) have offered very interesting opportunities.

As a first step, preexisting programs used to analyze such observations have been improved, and now include new excitation processes such as the collisions with electrons. With a realistic modeling of the electron density, it has been shown that collisions with electrons may help to interpret the observations of some active comets, such as Levy, 109P/Swift-Tuttle or Hyakutake. The study of the shapes of the lines observed at a very high spectral resolution yield useful information on the coma kinematics and outgassing pattern of comets. It enables the measurement of the expansion velocity and asymmetric lines were interpreted with gas jets.

One of the main scientific results has been the observation of CO emission in distant comets such as 29P/Schwassman-Wachmann 1 and Hale-Bopp when it was 6.5 Astronomical Units from the Sun. The detection of a substantial outgassing of CO at a large heliocentric distance, where water ice sublimation is inefficient, is a significant step towards the understanding of the activity of distant comets. Another important result is the observation of the onset of sublimation of 6 other molecules in comet Hale-Bopp, as it approached the sun, from 6.5 to 3 AU. These data should put good constraints on the mechanisms of cometary ices sublimation.

On the other hand, the comparison of the relative abundances of some minor components (HCN, CH₃OH, H₂S et H₂CO) in 11 comets, close to the Sun, shows noticeable scattering with a factor of 2.5 for HCN and H₂S to 6 in the case of methanol (with abundances in the range 1.2 to 6.7% relative to water). Meanwhile, no link with their origin could be drawn for the methanol rich or deficient comets. Formaldehyde and methanol abundances seem correlated, which could come from the fact that H₂CO is one possible way of photodissociation of CH₃OH. Observations also show that most of the formaldehyde is not released from the nucleus but from an extended source in the coma. This was suggested from in situ measurement in comet Halley, and the scale length of the distributed source necessary to explain the radio observations is 7000km at 1 AU from the Sun.

Great expectations are drawn for the observations of comet Hale-Bopp close to its perihelion, to be reached on April 1st, 1997. It is one of the three intrinsically most active comets ever seen and is already as active as comet Halley was five times closer to the sun.

Introduction

I. La nature des comètes

Aspects historiques et croyances

Depuis la haute antiquité, plus de 2000 ans avant J.C., les comètes ont intrigué les hommes. Baptisées "astres errants", au même titre que les planètes, par les grecs, c'est la dénomination égyptienne d'"astre chevelu" ou "comète" qui est restée jusqu'à notre époque. Longtemps étudiés par les astrologues, ces objets étranges et inconnus ont été considérés comme annonciateurs de grands événements et catastrophes. Les astronomes (et astrologues) chinois et coréens ont ainsi longtemps observé et noté avec intérêt les apparitions de ces astres. En Europe, le passage de grandes comètes a laissé des traces dans plusieurs représentations, comme la tapisserie de Bayeux qui associe le passage de la comète de Halley en 1066 à la mort du roi Harold II, vaincu par Guillaume le Conquérant à la bataille de Hastings.

Les grandes comètes

De nombreuses comètes, facilement visibles à l'oeil nu par des néophytes, et développant une queue sur des dizaines de degrés, ont laissé des traces dans l'histoire. C'est le cas notamment de la comète de Halley, dont on retrouve la trace pour tous ses passages près de la terre depuis l'an 239 avant J.C., et dont la nature périodique a été mise en évidence par l'astronome Edmund Halley, qui prédit son retour de 1758. Jusqu'au début du XX^e siècle, le passage de certaines comètes suscita des mouvements de panique, comme dans le cas du passage annoncé de la terre dans la queue de la comète de Halley au printemps 1910, connue pour contenir les vapeurs toxiques du cyanogène. D'autres apparitions cométaires furent particulièrement spectaculaires, ayant laissé le nom de "grandes comètes" dans les archives, comme en 1556 (associée à l'abdication de Charles Quint), en 1807, 1811 ("vin de la comète") ou en janvier 1910, en concurrence avec le passage de la comète de Halley. D'autres comètes furent encore plus spectaculaires (comètes "Tycho" en novembre 1577, et "de Chéseaux" en 1746) car visibles à l'oeil nu en plein jour et développant une queue de plus de 60° (Kronk 1984).

Science cométaire et désignations des comètes

Les premières études scientifiques des comètes commencent au XV^e siècle. Fracastor (1483-1553) et Apian (1495-1552) montrent que les queues des comètes sont orientées à l'opposé du soleil. Tycho Brahé (1546-1601) essaye d'évaluer la parallaxe de la comète de 1577, et montre qu'elle se situe au-delà de la Lune. Depuis l'énoncé des lois de Kepler en 1609, et les travaux de Halley (1652-1742), on sait que les comètes se déplacent autour du soleil sur des orbites fortement elliptiques. Les périodes orbitales des comètes connues vont de 3.3 ans pour la plus courte (2P/Encke) à plusieurs millénaires, pour les comètes dont l'orbite est quasiment parabolique. En 1950, J. Oort étudie les comètes dont l'orbite est quasiment parabolique, et montre que la plupart de ces comètes arrivent avec un aphélie originel situé entre 40000 et 100000 UA du soleil. De là a été proposé l'existence d'un immense réservoir de comètes, le "nuage de Oort", situé aux confins du système solaire et pouvant contenir près de 10^{12} objets d'après B. Marsden.

L'Union Astronomique Internationale, et son Bureau Central des Télégrammes sont chargés de la nomenclature de ces objets, dont la tradition veut qu'il leur soit attribué le nom du ou des premiers découvreurs. C'est sans doute une des raisons pour laquelle la motivation des astronomes amateurs pour l'observation et la recherche de nouvelles comètes est très grande. D'ailleurs un grand nombre de belles comètes, comme Austin, Levy et Hyakutake, analysées dans ce travail, sont le fruit de découvertes amateurs. Indépendamment, chaque comète reçoit un numéro, dont la codification a changé au 1^{er} janvier 1995. Avant, il s'agissait d'une double numérotation: provisoire, comportant l'année et le numéro d'ordre (ordre alphabétique en lettre minuscule: 1994a, 1994b,...) de découverte dans l'année, et numéro définitif: année et ordre de passage au périhélie (en chiffres romains: 1994I, 1994II,...). Depuis, cette nomenclature a été remplacée par une seule numérotation, uniquement pour les comètes nouvellement découvertes, ou les deux premiers passages au périhélie des comètes périodiques. Elle correspond à l'ordre de découverte dans l'année, codifiée de manière assez similaire aux astéroïdes: année + lettre majuscule correspondant à la quinzaine de l'année (A à Y, I étant omis), et numéro d'ordre (C/1996 A1, C/1996B1, C/1996 B2 pour les deux premières moitiés de janvier 1996,...). Pour les comètes dont le caractère périodique est reconnu (elles sont 129 au 1^{er} novembre 1996), un numéro définitif est attribué, suivi de *P(Nom-de-la-comète)* (ou *D/* si la comète a disparu). On a ainsi par exemple:

109P/1992 S2 (Swift-Tuttle) ou 109P/Swift-Tuttle, anciennement, 1992t et 1992XXVIII
D/1993 F1 (Shoemaker-Levy 9), anciennement, 1993e
C/1996 B2 (Hyakutake)

La nature des comètes et des noyaux cométaires

Les comètes sont des petits corps de quelques kilomètres de diamètre, comme les astéroïdes, mais renfermant une grande quantité de glaces, d'eau principalement. Lorsqu'elles s'approchent du soleil, à moins de 2 ou 3 unités astronomiques, environ, ces glaces se subliment pour former une atmosphère, encore appelée coma ou chevelure. Le gaz, en s'échappant, entraîne avec lui beaucoup de poussières qui constituent l'essentiel de la partie visible de la comète. Plus près du soleil, sous l'effet de la pression de radiation, ces poussières forment une des queues de la comète, qui peut s'étendre sur plusieurs dizaines de millions de kilomètres. L'autre queue, "ionique", est dirigée exactement à l'opposé du soleil car constituée du gaz ionisé par le rayonnement ultraviolet du soleil, et entraîné sur plusieurs millions de kilomètres par le vent solaire. Fin mars 1996, la chevelure de la comète C/1996 B2 (Hyakutake) s'étendait sur plus de 400000 km et la queue ionique mesurait près de 30 millions de km.

Plusieurs modèles ont été proposés pour décrire les noyaux des comètes: F. Whipple, en 1950, a proposé le modèle de la "Boule de neige sale", qui reste assez représentatif des quelques informations dont on dispose. Il s'agit d'objets peu denses d'après les mesures indirectes de masses et de dimensions qui indiquent des densités comprises entre 0.3 et 0.7. Ils ont également une faible cohésion et sont très friables. De nombreuses comètes se brisent en morceaux à l'approche du soleil, sous l'effet de leur activité (P/Machholz 2 en 1994, 73P/Schwassman-Wachmann 3 en 1995) ou par effet de marée près d'une planète géante comme Jupiter (D/Shoemaker-Levy 9 en juillet 1992). D'autre part, en mars 1986, 3 sondes spatiales ont pris des images du noyau de la comète de Halley lors de survols à moins de 10000 km, et les images de la sonde Giotto ont révélé un noyau très sombre, d'albédo de l'ordre de 4% (Keller et al. 1987).

II L'intérêt de l'étude de ces petits corps

L'origine des comètes

Les 883 comètes répertoriées dans l'édition 1996 du "Catalog of Cometary Orbits" de B.G. Marsden peuvent être rangées dans deux ou trois catégories: celles dites à longue période (> 200 ans) et celles dont le caractère périodique est reconnu (185 répertoriées). On subdivise ces dernières en deux sous familles: les comètes du "type de Halley", dont l'inclinaison des orbites est quelconque, et les comètes appartenant à la "famille de Jupiter" avec des orbites peu inclinées et des périodes orbitales comprises entre 3 et 15 ans. Les études dynamiques nécessitent deux types de réservoirs pour alimenter ces différentes familles de comètes, à la suite de perturbations orbitales (Farinella and Davis 1996). Les comètes à longue période et d'inclinaison quelconque seraient issues du nuage de Oort et pourraient alimenter la famille des comètes du "type de Halley" après avoir subi les perturbations des planètes géantes. Par contre les comètes à courte période et faible inclinaison seraient issues d'un disque réservoir situé dans le plan de l'écliptique au-delà de l'orbite de Neptune (40 UA du soleil). L'existence de ce réservoir avait été proposée par K.E. Edgeworth (1943, 1949) et G. Kuiper en 1950. En 1992, D. Jewitt et J. Luu (Jewitt et al. 1993) découvrent 1992 QB₁, un objet de 23^e magnitude dont l'orbite est peu inclinée et quasi circulaire à 44 UA du soleil. Depuis, plus d'une trentaine de nouveaux objets de ce type, dont le diamètre est estimé entre 100 et 400km, ont été découverts et constituent certainement les plus gros représentants de cette "Ceinture de Kuiper".

Les noyaux des comètes se sont sans doute formés en même temps que les planètes du système solaire, il y a 4.6 milliards d'années. A la formation du système solaire, la nébuleuse protoplanétaire était composée de grains d'origine interstellaire, dont les éléments volatils se sont plus ou moins sublimés en fonction de la distance au soleil primitif. Les différents éléments se sont ensuite recondensés pour donner naissance aux astéroïdes et planètes telluriques, principalement composés d'éléments réfractaires près du soleil, et les planètes géantes et les noyaux cométaires à plus grande distance. Assez loin du soleil, les comètes pourraient avoir été formées à partir de grains interstellaires peu modifiés.

Les astéroïdes ont depuis été altérés par les processus thermiques et collisionnels. Les comètes du nuage de Oort auraient été formées au niveau des planètes géantes avant d'être expulsées sur des orbites fortement elliptiques les amenant à passer une grande partie du temps à près de 50000 UA du Soleil. Les comètes ayant passé depuis la majeure partie du temps très loin du soleil, auraient ainsi conservé les traces des conditions physico chimiques régnant dans les parties externes de la nébuleuse primitive.

Les comètes du nuage de Oort seraient ainsi les Pierres de Rosette nous servant de témoins de ce qu'était la nébuleuse primitive au niveau des planètes géantes. D'autre part, les comètes issues de la ceinture de Kuiper se seraient formées plus loin dans la nébuleuse protoplanétaire, mais d'après des études récentes (Farinella and Davis 1996), elles auraient subi une évolution thermique et surtout collisionnelle plus importante. De plus les nombreux passages au périhélie de ces comètes à courte période ont pu aussi contribuer à effacer une partie de la mémoire des origines du système solaire qui était conservée dans leurs glaces. D'un autre côté, en raison du vieillissement des comètes suite aux passages répétés près du soleil, leur surface active diminuerait jusqu'à l'extinction complète de certaines comètes qui sont identifiées comme des astéroïdes. Un certain nombre d'astéroïdes pourraient ainsi être d'anciennes comètes: c'est le cas des objets de la famille des Centaures, comme 95P/Chiron, de (4015) 1979 VA (= comète 107P/Wilson-Harrington), ou plus récemment de 1996PW qui ne montre aucune activité cométaire, mais dont l'orbite est quasiment parabolique (période 5774 ans, inclinaison 30°).

Objectifs du présent travail

Nous venons de voir que les comètes sont certainement les objets qui ont le mieux conservé dans leurs glaces les traces des origines du système solaire. L'analyse de leur composition chimique devrait permettre de mieux connaître les conditions dans lesquelles elles se sont formées. L'observation radioastronomique en ondes millimétrique permet d'observer sans ambiguïté un grand nombre de molécules mères, issues directement de la sublimation des glaces cométaires, et de mesurer leur abondance dans la coma. Des modèles d'excitation moléculaire et de transfert du rayonnement ont été améliorés ou développés afin de pouvoir interpréter un grand nombre de données acquises ces dernières années. Le présent mémoire porte sur l'observation de 13 comètes. L'analyse des données permet dans un premier temps de préciser les conditions thermodynamiques (température et distribution de densité) qui règnent dans leur atmosphère. A partir de ces données, nous pourrions remonter assez précisément aux abondances moléculaires. La comparaison aux cas d'autres comètes, comme à ce qui est observé dans les planètes ou nuages interstellaires, pourrait alors nous renseigner sur l'origine et l'évolution de ces objets.

CHAPITRE 1

Les observations radioastronomiques des comètes

Abréviations utilisées dans le texte pour les noms des comètes étudiées:

1P = Halley =	1P/Halley	19P = Borrelly =	19P/Borrelly
22P = Kopff =	22P/Kopff	23P = 23P/B.-M. =	23P/Brorsen-Metcalf
46P = Wirtanen =	46P/Wirtanen	29P = 29P/S.-W.1 =	29P/Schwassmann-Wachmann 1
95P = Chiron =	95P/Chiron	45P = 45P/H.M.P =	45P/Honda-Mrkos- Pajdusakova
109P = 109P/S.-T. =	109P/Swift-Tuttle	73P = 73P/S.-W.3 =	73P/Schwassmann-Wachmann 3
122P = de Vico =	122P/de Vico		
Au = Austin =	C/1989 X1 (Austin)	Le = Levy =	C/1990 K1 (Levy)
HB = Hale-Bopp	C/1995 O1 (Hale-Bopp)	Sz = Szczepanski =	C/1996 B1 (Szczepanski)
Hy = Hyakutake =	C/1996 B2 (Hyakutake)	Ta = Tabur	C/1996 Q1 (Tabur)

I Historique

Les premières études de la nature des comètes débutent au XIX^e siècle. Les premières observations de spectres cométaires (dans le domaine visible) datent de 1864 (Par G. Donati dans la comète C/1864 N1 (Tempel)) et 1868 (W. Huggins, comète Winnecke C/1868 L1). Ces premières observations, suivies en 1881 des premiers spectres photographiques, montrèrent les bandes du système de Swan (jaune, rouge et bleu), du radical C₂, ainsi que la bande violette du radical CN. De nombreux autres radicaux, atomes et ions seront identifiés dans les spectres visibles et ultraviolets à partir des années 1950, mais il s'agit là uniquement de molécules filles, instables, produits de photodissociation des molécules mères, venant directement du noyau. Parmi ces radicaux, OH est le plus abondant, car c'est le principal produit de photodissociation de l'eau (Crovisier 1989). Sa détection à 18cm de longueur d'onde dans la comète C/1973 E1 (Kohoutek) (avec le radiotélescope de Nançay: Biraud et al. 1974; Turner 1974) a été la première signature cométaire enregistrée en ondes radio.

La première détection d'une molécule mère dans une atmosphère cométaire date de 1985, bien qu'une détection marginale de HCN fût annoncée par Huebner et al. (1974) dans Kohoutek. C'est en effet dans la comète 1P/Halley que l'acide cyanhydrique, par sa transition J=1-0 à 89 GHz, a été clairement détecté pour la première fois, avec trois radiotélescopes différents (Despois et al. 1986, Schloerb et al. 1986, 1987, Winnberg et al. 1987). Depuis, de nombreuses autres molécules mères cométaires ont été identifiées dans les spectres infrarouges ou millimétriques: ces domaines sont en général les seuls permettant d'accéder à l'observation directe de ces molécules, par leurs raies de vibration ou de rotation. Les bandes électroniques des molécules mères ne sont pas observées, en général, car le rayonnement ultraviolet du soleil favorise la dissociation des molécules plutôt que leur excitation non destructive.

Le formaldéhyde a été marginalement détecté en ondes radio, pour la première fois, à 5 GHz dans la comète de Halley (Snyder et al. 1990) et à 225 GHz dans 23P/Brorsen-Metcalf. Puis ce sont le méthanol (CH₃OH) (radio et infrarouge) et H₂S qui ont été identifiés pour la première fois dans des comètes en 1990.

II Les molécules mères

D'années en années, la liste des molécules mères cométaires identifiées s'est allongée, grâce à l'amélioration des techniques d'observation et au passage favorable de certaines comètes. La table 1.II.1 résume en partie l'état des connaissances en 1996.

Table 1.II.1: Caractéristiques des principales molécules mères cométaires connues

Molécule	Abondance relative [%]	Température de sublimation	Durée de vie à 1UA	Moment dipolaire	Méthode de détection	Comètes
H ₂ O	100	152 K	82000s	1.855 D.	I.R., <-OH (radio cm)	1P, beaucoup
CO	< 5 à 20	24 K	1500000s	0.1078 D.	radio mm, I.R., U.V.	1P,29P,HB, Hy
CO ₂	≈ 4	72 K	500000s	0.0	IR (espace), <-CO (UV)	1P, Hy, HB
CH ₄	≈ 0.7	31 K	130000s	0.0	I.R.	Hy
C ₂ H ₆	≈ 0.8	44 K	91000s	0.0	I.R.	Hy
C ₂ H ₂	≈ 0.4	54 K	71000s	0.0	I.R.	Hy
CH ₃ OH	1.2 à 7	99 K	77000s	1.44/0.89	radio mm / I.R.	Au, Le, 109P,...
H ₂ CO	0.1-1.0 (mère)	64 K	5000s	2.331 D.	radio mm / I.R.	23P, Au, Le,...
H ₂ S	0.4 à 0.9	57 K	4000s	0.974 D.	radio mm	Au, Le, 109P,...
CS ₂ ?	0.1 à 0.2	78 K	590s	0.0	<-CS (radio mm / UV)	...,Hy, HB,...
OCS	≈ 0.2	57 K	11000s	0.7152 D.	radio mm / I.R.	Hy
S ₂	≈ 0.01	réfractaire	450s	0.0	U.V.	C/1983 H1, Hy
HCN	0.1 à 0.24	95 K	65000s	1.985 D.	radio mm / I.R.	1P, 23P, Au,...
CH ₃ CN	0.009 - 0.018	93 K	150000s	3.913 D.	radio mm	Hy, HB
HNC	≈0.006 (mère)			3.05 D.	radio mm	Hy, HB
NH ₃	≈ 0.5	78 K	6700s	1.476 D.	radio cm, <-NH ₂ vis.	Hy,...

Comme nous le verrons par la suite, pour certaines de ces molécules, le qualificatif de molécule "mère" peut être remis en question: CO et H₂CO peuvent en partie venir d'une source étendue dans l'atmosphère de la comète, et non directement du noyau, mais sont aussi probablement présentes dans les glaces du noyau. Le formaldéhyde a été détecté in situ dans la comète de Halley par le spectromètre de masse à bord de la sonde spatiale Giotto (Meier et al. 1993). Mais la distribution de densité a montré que dans cette comète la majeure partie de H₂CO proviendrait d'une source étendue dans l'atmosphère qui pourrait être des grains organiques ("CHON", car riches en Carbone, Hydrogène, Oxygène et azote) ou des polymères du formaldéhyde. De même les mesures de spectrométrie de masse dans la comète de Halley ont montré que du CO serait libéré dans l'atmosphère, et non à partir du noyau (Eberhardt et al. 1987). Nous examinerons en particulier le cas de ces deux molécules.

Les molécules CS et HNC, détectées pour la première fois en ondes radio en 1996, ne sont pas stables en laboratoire. Cela ne permet pas de déterminer si ces molécules sont uniquement des produits de photodissociation ou existent dans les glaces cométaires. Cependant CS est observé depuis longtemps en ultraviolet et sa distribution indique qu'elle pourrait venir de CS₂ (Feldman et al. 1991), dont la durée de vie est très courte (Crovisier 1994).

III Observations récentes

Mots clés: *Radiotélescope, IRAM, JCMT, Ondes millimétriques, submillimétrique, rapport signal sur bruit, missions d'observation*

Dans les domaines millimétriques et submillimétriques, les moyens d'observation sont assez récents: le radiotélescope de 30m de l'IRAM a été mis en service en 1985, l'antenne de 10m du CSO en 1988 et les radiotélescopes de 15m du SEST en 1989 et du JCMT en 1991. Depuis le passage de 1P/Halley en 1986, et jusqu'en 1993, 4 comètes ont donné lieu à des détections dans ce domaine de longueur d'onde: 23P/Brorsen-Metcalf en septembre 1989, C/1989X1 (Austin) en mai 1990, C/1990K1 (Levy) en août - septembre 1990 et 109P/Swift-Tuttle de novembre 1992 à janvier 1993.

Depuis, les observations des comètes ont pu s'étendre dans 4 nouvelles voies:

- L'observation de **comètes** moins actives appartenant à la **famille de Jupiter**: la première à s'être présentée a été 19P/Borrelly, détectée au 30m de l'IRAM et au JCMT en novembre 1994. Deux autres comètes de cette catégorie ont été détectées: 45P/Honda-Mrkos-Pajdusakova et 22P/Kopff;

- L'observation de **CO** (essentiellement) dans **les comètes lointaines**, principalement dans 29P/S.-W.1 (et Hale-Bopp, 95P/Chiron n'ayant pas été détectée), qui est observable tout au long de son orbite, et quasiment détectée à chaque occasion depuis la première observation de CO(2-1) au JCMT par D. Jewitt et al. en octobre 1993. Elle a été observée depuis à l'IRAM à plus de 10 occasions de mai 1994 à septembre 1996;

- L'observation de la **sublimation progressive des différentes espèces volatiles** dans la comète C/1995 O1 (Hale-Bopp) lorsqu'elle se rapproche du soleil, de 6.7 à 3 UA. Elle a été détectée plus d'un an et demi avant son passage au plus près de soleil à 0.9 UA, et sera suivie après son passage au périhélie;

- Le suivi de **l'évolution de l'activité d'une comète** sur un large domaine de distances héliocentriques: avec C/1996 B2 Hyakutake de 1.6 à 0.25 UA (4 mois d'observations régulières), complété par Hale-Bopp, jusqu'à près de 7 UA du soleil.

La quantité et la qualité des données acquises avec ces deux dernières comètes sont pratiquement incomparables à ce qui existait avant 1994. Depuis mars 1996, avec les deux grandes comètes de 1996 et 1997, presque chaque observation peut fournir en moins d'une heure des données comparables en qualité (rapport signal sur bruit) à ce qu'il y avait eu de mieux dans toutes les observations précédentes de comètes en ondes millimétriques à submillimétriques. L'amélioration des technologies et de la qualité des récepteurs est aussi en partie responsable de ces performances.

Table 1.III.1: Missions d'observations radioastronomiques effectuées en 1994-1996

Dates des observations	Radiotélescope	Comètes observées	Molécules détectées	Remarques
8-11 novembre 1994	IRAM 30m (Esp.)	19P/Borrelly	HCN, CH ₃ OH, H ₂ CO	1ère mission
23-26 juin 1995	IRAM 30m (Esp.)	95P/Chiron , 29P/SW1	CO	
27-28 septembre 1995	IRAM 30m (Esp.)	Hale-Bopp , 29P/SW1	CO	
19-20 février 1996 26-27 février 1996	JCMT 15m (USA)	Hale-Bopp , Szczepanski, Hyakutake	HCN, CH ₃ OH	mauvais temps au début
13-17 juin 1996	IRAM 30m (Esp.)	Hale-Bopp , 22P/Kopff	HCN, CH ₃ OH, H ₂ S, CO, CS, H ₂ CO	

13-17 août	1996	IRAM 30m (Esp.)	Hale-Bopp	HCN, CH ₃ OH, H ₂ S, CO,CS, H ₂ CO, CH ₃ CN	météorologie moyenne
------------	------	-----------------	------------------	--	-------------------------

La table 1.III.1 présente les missions d'observations effectuées pendant ce travail de thèse. J'ai participé à la réduction de la majeure partie des observations, certaines ayant été re-réduites de manière plus fine (comètes observées en 1989-93). La première étape a consisté à répertorier les caractéristiques de chaque transition moléculaire détectée (aires de raies et leur incertitude en unité de T_B , décalage Doppler, et autres caractéristiques du profil des raies). Dans ce travail assez rapide il s'agit de choisir la fenêtre d'intégration de la raie, de replier les spectres obtenus en mode "Frequency-Switch" (cf. annexe A.I), éventuellement de corriger par rapport à la vitesse réelle à l'instant d'observation de la comète (données JCMT, après transfert du logiciel SPECX à CLASS), et d'éliminer les mauvais spectres ou canaux. Avant de sommer les spectres individuels, une deuxième étape dans la réduction des données consiste à évaluer les écarts de pointage pour chaque spectre et leur moyenne pour les sommes (cf. annexe A-I.1). L'ensemble des données exploitées est synthétisé dans la table 1.III.2 qui donne les principales caractéristiques des conditions d'observation.

Table 1.III.2: Données d'observations cométaires analysées

Comète	Périhélie	Périgée	Période couverte	Molécules étudiées (Détectées et <i>non détectées</i>)
23P/B.-M.	12 sept. 89 à 0.48UA	8 août 89 à 0.62UA	2-7 sep. 1989	HCN, H ₂ CO
Austin	10 avril 90 à 0.35UA	25 mai 90 à 0.24 UA	22-25 mai 90	HCN, H ₂ CO, H ₂ S, CH ₃ OH
Levy	24 oct. 90 à 0.94UA	26 août 90 à 0.43 UA	25-31 août 90	HCN, H ₂ CO, H ₂ S, CH ₃ OH
109P/S.T.	12 déc. 92 à 0.96UA	10 nov.92 à 1.17 UA	11 nov. 1992 - 7 jan. 1993	HCN, H ₂ CO, H ₂ S, CH ₃ OH
19P/Borrelly	1 nov. 94 à 1.37UA	5 déc. 94 à 0.62 UA	8-11 nov. 1994	HCN, H ₂ CO, CH ₃ OH
29P/S.-W.1	26 oct. 89 à 5.77UA	annuel, vers 5 UA	10 mai 1994 - 28 avril 1996	CO, HCN, H ₂ CO, H ₂ S, CH ₃ OH, CS
95P/Chiron	14 fév. 96 à 8.45UA	3-94/95/96: ≈7.6 UA	23/6-21/11/95	CO, HCN, H ₂ CO, H ₂ S
45P/H.M.P.	26 déc. 95 à 0.53UA	4 fév. 96 à 0.17 UA	19 déc. 95 - 4 fév. 96	HCN
Szczepanski	6 fév. 96 à 1.45UA	2 mar. 96 à 0.53UA	26-27 fév. 96	HCN, CH ₃ OH, H ₂ CO
Hyakutake	1 mai 96 à 0.23UA	25 mar. 96 à 0.10UA	10 fév. 1996 - 16 juin 1996	HCN, CO, H ₂ CO, CH ₃ OH, CS, H ₂ S, HNC, CH ₃ CN,...
22P/Kopff	2 juil. 96 à 1.58UA	8 juil. 96 à 0.57UA	14-17 juin 96	HCN, H ₂ S, CH ₃ OH, H ₂ CO, CS
Tabur	3 nov. 96 à 0.84UA	7 oct. 96 à 0.42UA	29-30 sep. 96	HCN, H ₂ S, H ₂ CO, CH ₃ OH, CO
Hale-Bopp	1 avr. 97 à 0.91UA	22 mar. 97 à 1.32UA	16 août 1995 -	CO, HCN, CH ₃ OH, H ₂ S, CS,

			après 1997...	H ₂ CO, CH ₃ CN, HNC, OCS...
--	--	--	---------------	--

IV Démarche pour l'analyse des observations

Mots clés: *Température de rotation, diagramme de rotation, E.T.L., Aires de raies, densité de colonne, méthode des moindres carrés.*

L'objectif principal est de déterminer un taux de production moléculaire, à partir d'une aire de raie. Dans la plupart des cas, les raies observées sont optiquement minces et l'aire est directement au taux de production, ce qui facilite l'adéquation valeur observée - résultat des programmes. Plusieurs paramètres sont nécessaires aux programmes, mais une première analyse des raies observées permet de les contraindre. La démarche adoptée sera de déterminer le mieux possible les paramètres du modèle, après différents essais successifs.

IV.1 Températures de rotation

Dans un gaz à l'Equilibre Thermodynamique Local, on définit la température comme la grandeur qui permet de décrire la population des différents niveaux d'énergie du gaz considéré:

$$p_i = g_i \frac{\exp\left[-\frac{E_i}{kT}\right]}{Z(T)} \quad \text{et} \quad Z(T) = \sum_i g_i \exp\left[-\frac{E_i}{kT}\right]$$

E_i est l'énergie du niveau i et g_i son poids statistique. $Z(T)$ est la fonction de partition des niveaux d'énergie.

Lorsqu'on s'intéresse aux niveaux de rotation d'une molécule, on peut définir une température équivalente "de rotation" T_{rot} , qui décrirait la distribution de la population de ses différents niveaux de rotation.

En général l'aire de la raie observée, A_{raie} , est proportionnelle à la densité colonne moyenne $\langle N_j \rangle$ du niveau supérieur de la transition observée (ceci supposera $T_{\text{rot}} \gg T_{\text{bg}}$ (2.73 K), et que la raie est optiquement mince).

$$A_{\text{raie}} = \int T_B dv \approx \frac{hc^3}{8\pi k\nu^2} A_{ji} \langle N_j \rangle \quad \text{et} \quad \langle N_j \rangle = p_j \frac{N_{\text{tot}}}{S_{\text{lobe}}}$$

où N_{tot} est le nombre total de molécules dans le lobe de surface S_{lobe}

Le rapport des intensités de deux raies fait alors intervenir le rapport des populations des niveaux d'énergie supérieurs des deux transitions observées. On a alors défini la température de rotation observée par:

$$\frac{p_j}{p_i} = \frac{g_j}{g_i} \exp\left[-\frac{E_j - E_i}{kT_{\text{rot}}}\right]$$

Si la zone observée est globalement à l'équilibre thermique, T_{rot} doit être proche de la température cinétique du gaz. Mais dans le cas des comètes, on est souvent autant sensible à la région externe, à l'équilibre de fluorescence, dont la température de rotation peut être bien plus froide ou plus chaude que dans la région interne: la T_{rot} mesurée aura une valeur intermédiaire entre la température du gaz et la température de rotation à l'équilibre de fluorescence.

Cas de 2 raies observées sur le même spectre

Dans ce cas, le rapport des aires de raies est proportionnel au rapport des coefficients d'Einstein et des populations des niveaux supérieurs, puisque les deux raies sont quasiment à la même fréquence et observées avec le même lobe d'antenne. On a donc:

$$T_{\text{rot}} = - \frac{E_2/k - E_1/k}{\ln\left(\frac{\text{Aire}_2/A_{j_1 l_1 g_1}}{\text{Aire}_1/A_{j_2 l_2 g_2}}\right)}$$

Exemples:

Les raies à 304 et 307 GHz du méthanol sont observées au JCMT simultanément dans les bandes "signal" et "image", mais avec des lobes et fréquences très légèrement différents (de 1%; la correction réelle apportée (cf. paragraphe suivant) n'est que de 0.8%):

$$T_{\text{rot}}(304 / 307\text{GHz}) = - \frac{16.39005}{\ln\left(0.54770 \frac{\text{Aire}_{307}}{\text{Aire}_{304}}\right)} \quad [\text{K}]$$

De même les raies à 461 et 464 GHz du méthanol sont observées simultanément dans les bandes signal et image au CSO:

$$T_{\text{rot}}(461 / 464\text{GHz}) = - \frac{136.1402}{\ln\left(0.57679 \frac{\text{Aire}_{461.8}}{\text{Aire}_{464.8}}\right)} \quad [\text{K}]$$

Deux raies du formaldéhyde à 218 GHz (218.222 et 218.475 GHz) ont été observées dans la comète Hyakutake au Plateau de Bure:

$$T_{\text{rot}}(\text{H}_2\text{CO} 218\text{GHz}) = - \frac{47.1376}{\ln\left(1.79345 \frac{\text{Aire}_{218.475}}{\text{Aire}_{218.222}}\right)} \quad [\text{K}]$$

Cas de 2 raies observées avec des lobes différents

Cette fois-ci, les densités de colonne totales seront différentes pour les deux transitions, donc il faut calculer leur rapport. En fait la quantité $v^2 \cdot S_{\text{lobe}}$ ne dépend pas des modèles et, pour un radiotélescope donné, elle dépend peu de la fréquence dans la mesure où l'ouverture du lobe est pratiquement inversement proportionnelle à la fréquence. Mais le nombre total de molécules dans le lobe dépend du modèle de densité adopté, et donc son rapport pour deux lobes assez différents peut varier un peu en fonction de la géométrie. Il est donc nécessaire d'utiliser un des programmes de calcul des aires de raies (en fonction des distances R_h , Delta, du lobe, de l'écart

de pointage et des longueurs d'échelle des molécules mères et fille) pour obtenir N_{tot} . Cette quantité n'est que le résultat de la convolution du profil de densité de la molécule dans l'atmosphère cométaire avec celui d'un lobe gaussien éventuellement décentré (l'excitation des molécules n'intervient pas). La formule générale est donc:

$$T_{rot} = - \frac{E_2/k - E_1/k}{\ln \left(\frac{Aire_2/Aire_1}{\beta} \frac{A_{j1g1}}{A_{j2g2}} \frac{N_{tot1}}{N_{tot2}} \frac{v_2^2 S_{lobe2}}{v_1^2 S_{lobe1}} \right)}$$

Exemples rencontrés

Les tables IV.1.1 donnent les paramètres α et β , de la formule écrite sous la forme

$$T_{rot} = - \frac{\alpha}{\ln \left(\beta \frac{Aire_2}{Aire_1} \right)}, \text{ pour des cas fréquemment rencontrés, avec le domaine de validité de } \beta. \text{ (Les écarts}$$

de pointage sont pris inférieurs ou égaux à 2", sauf mention contraire)

Table IV.1.1a: Paramètres α et β pour le calcul de T_{rot} à partir d'observations avec un même radiotélescope

Télescope	Raie 2	Raie 1	Niv. sup.	Niv. inf.	R_h (UA)	Delta (UA)	L_{parent} [km]	L_{fille} [km]	α [K]	β
IRAM	CO(2-1)	CO(1-0)	J = 2	J = 1	2 à 6	1 à 7	7 à 20. 10 ⁶	-	11.06398	0.1257
IRAM	CO(2-1)	CO(1-0)	J = 2	J = 1	2 à 6	1 à 7	7 à 20. 10 ⁶	(offset 3")	11.06398	0.1376)
IRAM	CO(2-1)	CO(1-0)	J = 2	J = 1	1	1 ± 5	1.2 10 ⁶	-	"	0.1250
IRAM	CS(3-2)	CS(2-1)	J = 3	J = 2	3	3 ± 2.	3.0 10 ³	5.0 10 ⁵	7.05335	0.1890
IRAM	CS(3-2)	CS(2-1)	J = 3	J = 2	1	1 ± 5	0.5 10 ³	1.0 10 ⁵	"	0.1813
IRAM	CS(5-4)	CS(3-2)	J = 5	J = 3	0.5	1 ± 3	0.1 10 ³	0.3 10 ⁵	21.15919	0.213
IRAM	H ₂ CO141	H ₂ CO225	3 ₁₂	2 ₁₂	3	3 ± 5	30. 10 ³	25. 10 ³	7.4546	0.244
IRAM	H ₂ CO141	H ₂ CO225	3 ₁₂	2 ₁₂	3	3 ± 5	25. 10 ³	-	7.4546	0.184
JCMT	CO(4-3)	CO(3-2)	J = 4	J = 3	3	3 ± 1.	7. 10 ⁶	-	22.12628	0.441
CSO	CO(4-3)	CO(3-2)	J = 4	J = 3	1	.4 ± 2	1.2 10 ⁶	-	22.12628	0.4202
CSO	CO(6-5)	CO(3-2)	J = 6	J = 4	1	.4 ± 2	1.2 10 ⁶	-	82.96772	0.1290
CSO	CO(6-5)	CO(4-3)	J = 6	J = 3	1	.4 ± 2	1.2 10 ⁶	-	60.84145	0.3067
CSO	HCN(4-3)	HCN(3-2)	J = 4	J = 3	1.5 ± 2	.5 ± 2	90. 10 ³	-	17.01344	0.412
CSO	HCN(8-7)	HCN(4-3)	J = 8	J = 4	1	.3 ± 1	50. 10 ³	-	110.5742	0.125

Table IV.1.1b: Paramètres α et β pour le calcul de T_{rot} à partir d'observations avec des radiotélescopes différents

Raie 2	lobe ["]	Raie 1	lobe ["]	Niveaux.	R_h (UA)	Delta (UA)	L_{parent} [km]	L_{fille} [km]	α [K]	β
CO(3-2)	J 13.9	CO(2-1)	I 10.4	J = 3 / 2	4	4. ± 1	13. 10 ⁶	-	16.59507	0.5812
CO(3-2)	J 13.9	CO(2-1)	I 10.4	J = 3 / 2	1	.8 ± 4	1.2 10 ⁶	-	"	0.5875
CO(4-3)	J 10.8	CO(2-1)	I 10.4	J = 4 / 2	3	3. ± 1	7. 10 ⁶	-	38.72172	0.255

HCN(4-3)	J 13.5	HCN(1-0)	I 26.4	J = 4 / 1	4	4. ± 1	5.0 10 ⁵	-	38.28098	0.0311
HCN(4-3)	J 13.5	HCN(1-0)	I 26.4	J = 4 / 1	2	1.5±1	1.5 10 ⁵	-	"	0.0306
HCN(4-3)	J 13.5	HCN(1-0)	I 26.4	J = 4 / 1	1	.5 ±.3	0.5 10 ⁵	-	"	0.0315
HCN(4-3)	C 20.8	HCN(1-0)	I 26.4	J = 4 / 1	1	.5 ±.3	0.5 10 ⁵	-	"	0.0485
CS(7-6)	J 14.0	CS(3-2)	I 16.2	J = 7 / 3	0.6	.7 ±.3	0.2 10 ³	10 ³	51.72027	0.1576
H ₂ CO352	J 13.6	H ₂ CO225	I 10.6	514 / 312	0.6	.7 ±.3	10. 10 ³	1.810 ³	22.9524	0.499

(Note: Radiotélescopes différents: I: IRAM-30m, J: JCMT, C: CSO)

Ces tables ne peuvent être utilisées si les observations ne sont pas simultanées (elles supposent des conditions d'observation identiques avec les deux radiotélescopes: même distance et taux de production). Des observations simultanées avec deux radiotélescopes de tailles différentes peuvent cependant être particulièrement intéressantes, lorsque les lobes d'antenne sont proches pour des transitions différentes. Dans ce cas elles permettent de mesurer une température correspondant à une zone bien définie (Elle ne sera pas faussée par des variations de T_{rot} dans la coma).

Cas de plus de 2 raies observées simultanément (ex: CH₃OH, CH₃CN)

Le principe reste le même: on cherche la valeur de T_{rot} qui représente au mieux la distribution de population des niveaux (j) évaluée à partir des raies observées:

$$\langle N_j \rangle = \frac{N_{\text{tot}}}{S_{\text{lobe}}} g_j \frac{\exp\left[-\frac{E_j}{kT_{\text{rot}}}\right]}{Z(T_{\text{rot}})} \quad \text{où on estime la densité colonne du niveau j par:} \quad \langle N_j \rangle \approx 8\pi k\nu^2 \frac{\text{Aire}_{\text{raie } j}}{hc^3 A_{ji}}$$

Pour cela on utilise la technique du diagramme de rotation (Bockelée-Morvan et al. 1994): le tracé des valeurs de $\ln(\langle N_j \rangle)$ en fonction des E_j/k donne une droite de pente $-1/T_{\text{rot}}$ dans le cas où les populations des niveaux suivent une loi de Boltzmann. En pratique, on a utilisé un calcul de moindres carrés, pondéré par le carré du rapport signal sur bruit (pondération naturelle en $1/\sigma^2$ pour un bruit gaussien) des aires de chaque raie, pour mesurer cette pente. Cette technique a été également appliquée au cas des observations quasi simultanées des 4 raies de CO: 1-0, 2-1 (IRAM), 3-2 et 4-3 (JCMT), dans C/1995 O1 Hale-Bopp les 28-29 juillet 1996. Mais dans ce cas le facteur $N_{\text{tot}}/S_{\text{lobe}}$ a dû être évalué pour chaque raie, puisque les lobes (et offsets) étaient différents. Le programme d'ajustement utilisé calcule T_{rot} à partir d'une série d'aires de raies (et leur incertitude pour les données observationnelles), avec l'incertitude sur sa valeur, qui prend en compte l'écart type de l'ajustement (X^2) et les erreurs relatives des variables aires de raies. En général, ne sont retenues que les raies dont le rapport signal sur bruit excède 3.

IV.2 Analyse de la forme des raies

Avant tout calcul compliqué, certains paramètres des modèles concernant le profil de densité peuvent être évalués à partir des simples conditions d'observations et de l'analyse des formes de raies. Dans le cas d'une expansion radiale à vitesse constante et sans dispersion, la demi-largeur à mi-hauteur des raies est égale à la vitesse d'expansion (Hu et al. 1991). En réalité, la dispersion des vitesses (d'origine thermique par exemple)

élargit légèrement les raies, mais de peu: dans le cas de HCN ou CO, à 30K on a une augmentation de la demi-largeur inférieure à 0.11 km/s (0.20 km/s à 100K). La vitesse d'expansion est donc estimée, vers l'observateur ($v < 0$) et du côté opposé si besoin (cela correspond aux côtés "jour" et "nuit" pour des petits angles de phase), à partir des profils de raie, dans la mesure où le rapport signal sur bruit le permet: $v_{\text{exp}} = \text{vitesse à mi-hauteur (côté } v < 0 \text{ puis } v > 0) - 0.1 \text{ à } 0.2 \text{ km/s}$. Sans être parfaitement précise, cette méthode permet d'évaluer la vitesse d'expansion à 10% près environ (le programme de calcul de forme de raies (Annexe A-II) permet de le contrôler). La figure 1.IV.2 montre sur un exemple de raie la mesure des différentes vitesses caractérisant un profil de raie: demi-largeurs à mi-hauteur et vitesse du pic (inférieure à la vitesse d'expansion), s'il est marqué.



Figure 1.IV.2: Profil d'une raie du méthanol observée dans la comète Hale-Bopp: définition des caractéristiques de la raie: vitesse du pic et demi-largeurs à mi-hauteur.

D'autre part, dans un grand nombre de cas (Austin, 29P/S.-W.1, 19P/Borrelly, Hale-Bopp, C/1996 B1 Szczepanski, 22P/Kopff), l'asymétrie des raies suggère une asymétrie de dégazage de type jour/nuit pour le noyau. Les raies sont souvent décalées vers les vitesses négatives: on peut invoquer deux explications:

- soit le dégazage se fait à vitesse plus faible côté nuit (côté plus froid), mais aussi avec un taux de production significativement plus faible (en général la raie n'est pas plus intense du côté des vitesses positives): c'est l'hypothèse invoquée pour 29P/S.-W.-1 (Crovisier et al. 1995);

- soit le dégazage s'interrompt au-delà d'un certain angle par rapport à la direction solaire (supérieur à 90° et inférieur à 180° dans la mesure où la raie n'est pas aussi étendue du côté $v > 0$, par effet de projection).

En général la deuxième solution est plus simple à modéliser, la réalité étant sans doute un compromis. Les deux modélisations conduisent en général à des taux production pas très différents. Le schéma de dégazage est décrit par un cône dirigé vers le soleil (on tient compte aussi de l'angle de phase) d'angle au sommet

supérieur à 90° (105° à 135° convenant souvent assez bien), supposé dirigé vers le soleil. La valeur supérieure à 90° peut s'expliquer naturellement par un dégazage étendu au-delà de l'hémisphère éclairé du noyau par effet d'inertie (et rotation assez rapide), et, ou par extension azimutale du jet.

Une modélisation a priori du dégazage avec un jet large ainsi dirigé vers le soleil convient assez bien en pratique pour expliquer les formes de raies, et même les asymétries spatiales constatées pour Austin.

IV.3 Optimisation des paramètres du modèle

Le code numérique ("*fitobs.for*") utilisé pour le calcul des températures de rotation permet aussi de confronter modèles et observations, dans le cas des familles de raies du méthanol. Ce programme permet de comparer les températures de rotation observées et prédites par les modèles. Dans la mesure où les aires des raies (optiquement minces) sont proportionnelles au taux de production, $Q_{\text{CH}_3\text{OH}}$ est calculé par moindre carrés (minimisation du X^2 , écart quadratique moyen), pondéré en $1/\sigma^2$.

Pour chaque comparaison entre modèle et aires de raies observées, on évalue Q_p , et l'erreur sur son estimation: cette erreur tient compte de l'écart entre valeurs observées et prédites (X^2) et de l'incertitude (σ) sur les aires de chaque raie. En final, la somme quadratique des deux erreurs donne une incertitude sur le taux de production Q_p de la molécule. Pour contraindre les paramètres du modèle d'excitation, en plus des comparaisons des températures de rotation, il faut minimiser l'erreur relative sur Q_p : le meilleur modèle est celui qui donne la répartition la plus proche des valeurs observées (avec le bon facteur multiplicatif Q_p). Dans certains cas, les paramètres du modèle conduisant à l'adéquation $T_{\text{rot observé}} = T_{\text{rot modèle}}$ ne sont pas optimisés.

Plusieurs points importants concernant les données d'observation et les modèles présentés dans les chapitres 3 et 4 sont à préciser:

[1] Les "offsets" de pointage prennent en compte des décalages volontaires et involontaires (dont une somme quadratique avec l'incertitude de pointage);

[2] La détection simultanée de plusieurs raies d'une même molécule entraîne la prise en compte de l'écart type moyen en plus de l'erreur formelle sur chaque raie dans le calcul de la barre d'erreur finale;

La donnée "temps d'intégration" donne la durée correspond au temps d'observation, qui peut être différent du temps d'intégration réel (différence entre les modes "Beam-Switch" et "Frequency-Switch" (Cf. Annexe A-I)).

Ces méthodes préliminaires d'analyse des données d'observations radioastronomiques sont un complément utile mais aussi indispensable aux modèles complets de calcul de l'excitation des niveaux de rotation d'une molécule dans une atmosphère cométaire et de transfert du rayonnement. Ces modèles sont présentés dans le chapitre 2 qui suit et en annexe A-II. En résumé, les données fournies par les spectres radio à haute résolution, peuvent être interprétées très rapidement pour fournir des données essentielles à la compréhension des conditions thermodynamiques qui règnent dans l'atmosphère des comètes: température et expansion (vitesse et géométrie du dégazage).

Références

- Biraud, F., Bourgois, G., Crovisier, J., Fillit, R., Gérard, E. and Kazès, I.** *Astron. Astrophys.*, **34**, 163-166, **1974**
"OH observation of comet Kohoutek (1973f) at 18cm wavelength"
- Bockelée-Morvan, D., Crovisier, J., Colom, P., and Despois, D.** *Astron. Astrophys.*, **287**, 647-665, **1994**
"The rotational lines of methanol in comets Austin 1990 V and Levy 1990 XX"
- Crovisier, J.** *Astron. Astrophys.*, **213**, 459-464, **1989**
"The photodissociation of water in cometary atmospheres"
- Crovisier, J.** *Journ. of Geophys. Research E2*, **99**, 3777-3781, **1994**
"Photodestruction rates for cometary parent molecules"
- Crovisier, J., Biver, N., Bockelée-Morvan, D., Colom, P., Jorda, L., Lellouch, E., Paubert, G. and Despois D.**
Icarus **115**, 213-216, **1995**
"Carbon Monoxide Outgassing from Comet P/Schwassmann-Wachmann 1"
- Crovisier, J., Encrenaz, T.** CNRS éditions, coll. "Croisée des Sciences", **1995**
"LES COMETES, Témoins de la naissance du Système Solaire"
- Despois, D., Crovisier, J., Bockelée-Morvan, D., Schraml, J., Forveille, T. and Gérard, E.**
Astron. Astrophys., **160**, L11-L12, **1986**
"Observations of hydrogen cyanide in comet Halley"
- Eberhardt, P., Krankowsky D., Schulte U. et al.** *Astron. Astrophys.*, **187**, 481-484, **1987**
"The CO and N₂ abundance in comet P/Halley"
- Edgeworth, K.E.** *J. of the Br. Astron. Assoc.*, **53**, 181, **1943**
Mon. Not. R. Astron. Soc., **109**, 600, **1949**
- Farinella, P. And Davis, D.R.** *Science*, **273**, 938-941, **1996**
"Short-Period Comets: Primordial Bodies or Collisional Fragments?"
- Feldman, P.D.** *"Comets in the Post-Halley Era"*, 139-148, **1991**
Edts R. Newburn and J. Rahe, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht.
"Ultraviolet spectroscopy of cometary comae"
- Hu, H-Y., Larson, H.P. and Hsieh, K.C.** *Icarus* **91**, 238-250, **1991**
"Theoretical Description of Spectral Line Profiles of Parent Molecules in Cometary Comae"
- Keller, H.U., et al.** *Astron. Astrophys.*, **187**, 807-823, **1987**
"Comet P/Halley's nucleus and its activity"
- Kronk, G.** Enslow Publishers, Inc., **1984**
"COMETS A descriptive catalog"
- Meier, R., Eberhardt, P., Krankowsky, D. and Hodges, R.R.** *Astron. Astrophys.*, **277**, 677-690, **1993**

- "The extended formaldehyde source in comet P/Halley"
Jewitt, D.C. and **Luu, J.X.** *Astron. J.*, **109**, 1867-1876, **1995**
- "The Solar System beyond Neptune"
Schloerb, F.P., **Kinzel, W.M.**, **Swade, D.A.** and **Irvine, W.M.** *Astrophys. J.*, **310**, L55-L60, **1986**
- "HCN production rates from comet Halley"
Schloerb, F.P., **Kinzel, W.M.**, **Swade, D.A.** and **Irvine, W.M.** *Astron. Astrophys.*, **187**, 475-480, **1987**
- "Observations of HCN in comet P/Halley"
Snyder, L.E., **Palmer, P.** and **de Pater, I.** *Astron. J.*, **97**, 246-253, **1989**
- "Radio detection of formaldehyde emission from comet Halley"
Turner, B.E., *Astrophys. J.*, **189**, L137-L139, **1974**
- "Detection of OH at 18-centimeter wavelength in comet Kohoutek (1973f)."

CHAPITRE 2

Excitation des niveaux de rotation des molécules mères cométaires

I. Introduction

L'étape primordiale pour l'interprétation des raies cométaires en ondes millimétriques, consiste à déterminer la distribution de la molécule étudiée sur ses différents niveaux de rotation, en fonction de sa position dans l'atmosphère. Différents processus d'excitation vont intervenir et seront modélisés pour calculer les populations relatives des différents niveaux de rotation. L'annexe A.II présente ensuite les méthodes possibles pour l'intégration du transfert du rayonnement.

I.1 Mécanismes d'excitation

Le changement d'état de rotation d'une molécule correspond à une perte ou un gain d'énergie qui peut se faire de deux manières différentes: par échange direct avec une autre molécule, électron ou ion lors d'une collision, ou par l'intermédiaire d'émission ou d'absorption d'énergie radiative (photons). Dans une atmosphère cométaire, les conditions de densité et d'intensité du rayonnement ambiant varient de plusieurs ordres de

grandeur en fonction de la distance au noyau comme de la distance au soleil. Ces deux types de mécanismes jouent chacun un rôle important.

Les collisions avec les particules neutres du gaz constituent le mécanisme dominant près du noyau, et elles imposent un équilibre thermique sur les premières centaines de kilomètres. Xie and Mumma (1992) ont montré que les collisions électroniques pouvaient également être très importantes. Avec les caractéristiques de densité et de température des observations in situ des comètes 1P/Halley, ou 21P/Giacobini-Zinner, le taux de collisions électroniques peut dominer celui des collisions avec les neutres à partir d'une certaine distance au noyau. Cet effet sera entre autres de prolonger la zone thermique et de modifier les rapports de population dans la zone intermédiaire (1000 - 20000km du noyau) de l'atmosphère cométaire. Les sections efficaces des collisions neutres-ions ne sont pas précisément connues. Si elles font principalement intervenir des interactions dipolaires semblables à celles des électrons, le profil de densité étant similaire, on peut augmenter la densité des électrons pour y inclure les collisions avec les ions, comme une première approximation.

Plusieurs sources de rayonnement contribuent à l'excitation radiative des molécules dans les atmosphères cométaires. A grande distance du noyau, les taux de collision deviennent faibles et ce sont les mécanismes d'excitation radiative qui dominent. On les rangera en trois catégories: les processus d'excitation des niveaux de rotation par fluorescence des bandes électroniques, le phénomène de fluorescence infrarouge, par l'excitation des premières bandes de vibration, et l'excitation directe des transitions de rotation aux longueurs d'ondes millimétriques. Le soleil est la source de rayonnement principale, mais le rayonnement infrarouge peut aussi venir de l'atmosphère de la comète (émission continuum du noyau ou des poussières). Enfin aux longueurs d'ondes millimétriques l'excitation par le fond cosmologique à 3K ou l'émission propre des molécules peut jouer un rôle non négligeable.

Nous verrons en détail chacun des processus d'excitation possibles, en insistant plus particulièrement sur les collisions électroniques qui n'avaient pas encore été prises en compte dans les modèles précédents: Bockelée-Morvan (1987a,b) Bockelée-Morvan et al. (1992, 1994), et Crovisier (1987) pour les molécules linéaires. La dernière partie (paragraphe IV) nous permettra de comparer les ordres de grandeur de chacune de ces voies d'excitation, pour ne retenir que celles qui se justifient.

I.2 Principe du calcul des populations dans une atmosphère cométaire

La liste ci-dessous définit la plupart des notations et variables qui seront rencontrées dans les expressions littérales:

Variable(s)	Désignation	Unité(s)
i, j, k (<i>indices</i>)	<i>Niveaux de rotation</i> (<i>indépendamment de leur nombre quantique</i>)	-
J	<i>Nombre quantique principal de rotation</i>	-
A_{ij}, B_{ij}, B_{ji}	<i>Coefficients d'Einstein de la transition $i \rightarrow j$</i>	s^{-1}
ν_{ij}	<i>Fréquence de la transition $i \rightarrow j$</i>	Hz cm ⁻¹ pour ν/c
g_i, g_j, \dots	<i>dégénérescence des niveaux i, j, \dots</i>	-
E_i, E_j, \dots	<i>Energie des niveaux i, j, \dots</i>	J ou erg, eV, K (pour E/k)

P_i, P_j, \dots	<i>Population relative des niveaux i, j, \dots</i>	-
n_i, n_j, \dots	<i>Densité des molécules sur le niveau i, j, \dots</i>	m^{-3} ou cm^{-3}
n, n_e, n_i	<i>Densité totale (neutres, électrons, ions)</i>	m^{-3} ou cm^{-3}
T, T_e, T_i	<i>Température (neutres, électrons, ions)</i>	K
Q, Q_x	<i>Taux de production gazeux (total, molécule X)</i>	moléc. s^{-1}
v_{exp}	<i>Vitesse d'expansion radiale du gaz</i>	m/s ou km/s , cm/s
$I_\nu(r, \Omega)$	<i>Intensité spécifique (monochromatique)</i>	$\text{Wm}^{-2}\text{Hz}^{-1}\text{st}^{-1}$
$J_\nu(r)$	<i>Intensité moyenne (monochromatique)</i>	$\text{Wm}^{-2}\text{Hz}^{-1}\text{st}^{-1}$
u_ν	<i>Densité d'énergie radiative (monochromatique)</i>	$\text{Jm}^{-3}\text{Hz}^{-1}$
$t_{cij}, c_{ij}, g_{j \rightarrow i}$	<i>Taux d'excitation de la transition $j \rightarrow i$</i>	s^{-1}

Pour chaque molécule étudiée, nous nous limitons à un nombre fini de niveaux de rotation dont on va calculer les populations relatives.

En général, les températures rencontrées permettent de considérer moins d'une centaine de niveaux; ce point sera détaillé dans le paragraphe sur les collisions. L'objectif que nous nous fixons est de déterminer les populations (p_i) de chaque niveau, que les différents processus d'excitation vont faire évoluer suivant le schéma suivant:

$$\left[\frac{dp_i}{dt} \right] = \left[\frac{dp_i}{dt} \right]_{\text{coll.}} + \left[\frac{dp_i}{dt} \right]_{\text{rad.}} \quad \text{avec } \sum_i p_i = 1 \quad (\text{Seul le niveau fondamental de vibration est peuplé})$$

On peut dès maintenant décomposer la dérivée temporelle de la population de chaque niveau en une somme sur les différents processus. Pour chacun on détermine les taux d'excitation correspondant aux probabilités de transition d'un niveau i à un niveau j . Le problème peut alors s'exprimer sous la forme de n équations différentielles d'ordre 1, qui s'écrivent sous forme matricielle:

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} p_1 \\ \vdots \\ p_n \end{bmatrix} = t_c \begin{bmatrix} p_{1th} \\ \vdots \\ p_{nth} \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} p_1 \\ \vdots \\ p_n \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} t_{c11} & t_{c12} & \dots & t_{c1n} \\ t_{c21} & t_{c22} & \dots & t_{c2n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ t_{cn1} & t_{cn2} & \dots & t_{cnn} \end{bmatrix}_{\text{coll.e-}} \begin{bmatrix} p_1 \\ \vdots \\ p_n \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & \dots & c_{1n} \\ c_{21} & c_{22} & \dots & c_{2n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ c_{n1} & c_{n2} & \dots & c_{nn} \end{bmatrix}_{\text{rad.}} \begin{bmatrix} p_1 \\ \vdots \\ p_n \end{bmatrix}$$

Dans cette expression nous avons isolé les collisions avec les neutres, car, dans le cas général, les sections efficaces de collisions neutres-neutres ne peuvent être évaluées que globalement (taux de collision t_c du deuxième membre). Les deux matrices suivantes peuvent contenir un grand nombre de termes nuls (correspondant aux transitions non autorisées par les règles de sélection). La première correspond aux collisions électroniques (auxquelles pourraient s'ajouter les collisions avec les ions et neutres si les probabilités de transitions étaient connues dans le détail). Elle est tri-diagonale pour les molécules linéaires ($t_{cij} = 0$ si $|i-j| > 1$). Les taux de collision dépendent de la densité, et devront donc être recalculés en chaque point de l'atmosphère.

La matrice d'excitation radiative ne contient a priori que des termes indépendants des conditions locales dans la coma, si on ne prend en compte que l'excitation par des sources externes (pompage par le flux solaire, excitation par le continuum à 3K, et désexcitation spontanée des niveaux de rotation): pour une molécule linéaire, en général, seuls les termes des 5 diagonales principales sont non nuls ($c_{ij} \neq 0$ si $i-j = 0, \pm 1$ ou ± 2).

Pour la résolution numérique de ces n équations différentielles du premier ordre, on s'est placé dans le **cas stationnaire** et à vitesse d'expansion constante, ce qui permet de passer très simplement de la dérivée temporelle à la dérivée par rapport à la distance radiale r , qui est le paramètre dont dépendent les différents

éléments des matrices. Ceci nous place dans un cas unidimensionnel pour la résolution du système: $d/dt = v_{exp} d/dr$, quoiqu'une expression simple $r(t)$ puisse encore être utilisée dans ce problème.

II Les processus d'excitation collisionnelle

II.1 Collisions avec les neutres

Dans le cadre d'une atmosphère en expansion à symétrie sphérique, la densité des molécules mères décroît radialement en $1/r^2$, r étant la distance au noyau. Près de celui-ci, elle est donc élevée, et les collisions des molécules neutres entre elles seront le mécanisme d'excitation dominant.

Les sections efficaces individuelles de collision entre molécules neutres ne sont pas connues. On définit alors un taux de collision global, comme grandeur caractéristique de rappel à l'équilibre thermique: $dp_i/dt = t_c (p_{i th} - p_i)$, pour chaque niveau i . Ces n équations (pour n niveaux), peuvent s'écrire sous forme matricielle pour retrouver l'équivalent des probabilités de transition induites entre chaque niveau:

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} p_1 \\ \cdot \\ \cdot \\ p_n \end{bmatrix} = t_c \left[\begin{bmatrix} p_{1 th} \\ \cdot \\ \cdot \\ p_{n th} \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} p_1 \\ \cdot \\ \cdot \\ p_n \end{bmatrix} \right] = t_c \left[\begin{bmatrix} p_{1 th} & p_{1 th} & \cdot & \cdot & p_{1 th} \\ p_{2 th} & p_{2 th} & \cdot & \cdot & p_{2 th} \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ p_{n th} & p_{n th} & \cdot & \cdot & p_{n th} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_1 \\ \cdot \\ \cdot \\ p_n \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} p_1 \\ \cdot \\ \cdot \\ p_n \end{bmatrix} \right] = t_c \begin{bmatrix} p_{1 th} - 1 & p_{1 th} & \cdot & \cdot & p_{1 th} \\ p_{2 th} & p_{2 th} - 1 & \cdot & \cdot & p_{2 th} \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ p_{n th} & p_{n th} & \cdot & \cdot & p_{n th} - 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_1 \\ \cdot \\ \cdot \\ p_n \end{bmatrix}$$

En profitant de la conservation de la population totale: $\sum_i p_i = 1$, d'où $t_{cij} = t_c (p_{i th} - \delta_{ij})$

Dans le cas réel où les valeurs de t_{cij} seraient connues pour chaque transition, on pourrait écrire $t_{cij} = t_c p_{i th} X_{ij}$, où on donnerait la matrice $[X_{ij}]$, qui doit avoir comme propriété d'être symétrique (et $p_{i th} X_{ii} = - \sum_{j \neq i} X_{ji} p_{j th}$). Cette matrice vaut $[1 - \delta_{ij}/p_{i th}]_{ij}$ dans le cas précédent. Dans le cas du méthanol, un essai de modification de cette matrice, X_{ij} étant non nul ($= 10$ pour conserver un ordre de grandeur raisonnable) uniquement pour les transitions $\Delta k = 0$, n'a pas apporté une différence très significative dans les populations (guère supérieure à 20% environ).

Sections efficaces de collision neutres-neutres:

Le taux de collision est relié à la section efficace de collision par la relation $t_c = n v_r(T) \sigma_c$, où interviennent des paramètres locaux tels que la densité n des molécules en collision et leur vitesse relative $v_r(T)$, dépendant de la température cinétique. Cette section efficace globale n'est elle même pas connue, mais des mesures d'élargissement de raies en laboratoire permettent d'estimer la section efficace de collisions $H_2O - H_2O$ à $\sigma_c = 5 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$ (Bockelée-Morvan 1987). Cette valeur sera utilisée pour les collisions de **HCN**, **CH₃OH** et **H₂CO** avec H_2O : ces molécules ont un moment dipolaire élevé et semblent souvent maintenues à un équilibre thermique assez loin dans l'atmosphère des comètes. Pour les molécules moins polaires telles que **H₂S** et **CO** nous utiliserons $\sigma_c = 2 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$. La précision de cette valeur a moins d'importance, car H_2S a une durée de vie suffisamment courte pour rester dans la zone collisionnelle, et les niveaux de rotation de **CO** ont des durée de vie très longues, ce qui prolonge de toute manière l'équilibre collisionnel loin du noyau. Un article paru récemment (Green 1993) donne une idée des ordres de grandeur possibles pour les sections efficaces de **CO** dans les collisions $H_2O - CO$:

Il prévoit pour $CO J1 \leftarrow 0$ ou $J2 \leftarrow 0$: $\sigma_{c1-0} = \sigma_{c2-0} = 3 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$ à 200K, l'extrapolation n'étant pas conseillée à plus basse température, cependant:

Avec $\sigma_c = 2 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$, on aurait $\sigma_{c2,0} = 1.3 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$ à 200 K et $3.9 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$ à 50K (les valeurs de $\sigma_{c1,0}$ et $\sigma_{c2,0}$ varient entre 0.8 et $8 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$ entre 10 et 200K). Ceci indique que nous avons au moins adopté un bon ordre de grandeur pour σ_c .

Pour **HCN**, avec $\sigma_c = 5 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$, on aurait à 50K: $\sigma_{c3-J} = 0.88 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$

Modèle de densité

Pour le calcul des populations, seul un bon ordre de grandeur de la densité totale importe: nous prendrons donc le taux de production de l'eau (+ CO quand celui-ci est important ou domine) comme taux de production total du gaz, avec le modèle de densité de Haser, simplifié en prenant une durée de vie infinie pour les molécules:

$$n(r) = \frac{Q_{\text{CO+H}_2\text{O}}}{4\pi r^2 v_{\text{exp}}}$$

La durée de vie supposée infinie peut se justifier pour deux raisons:

[1] La durée de vie des molécules d'eau (environ 1 jour à 1UA du soleil), (CO a fortiori), est suffisamment longue pour que la diminution relative de la quantité de molécules d'eau à cause de la photodissociation devienne sensible dans une zone (à plus de 65000km du noyau) où les processus collisionnels sont minoritaires;

[2] Lorsque ces molécules sont détruites (ionisées ou photodissociées), la contribution aux collisions des molécules filles n'est pas forcément négligeable (Cela revient principalement à compléter la densité de H_2O par celle de OH à partir d'une certaine distance).

Lorsqu'il s'agit de modéliser un jet, nous utiliserons un profil de densité équivalent, en supposant la densité encore uniforme à une distance r donnée (le modèle simple, cf. annexe A-2, conserve localement la symétrie sphérique):

$$n(r) = \frac{Q_{\text{gaz-jet}}}{\Omega_{\text{jet}} r^2 v_{\text{exp}}}, \quad \text{avec } \Omega_{\text{jet}} = \text{angle solide du jet où le taux de dégazage (CO+H}_2\text{O) vaut } Q_{\text{gaz-jet}}.$$

Il est d'autre part possible d'utiliser des modèles plus complexes, tenant compte à la fois des variations transversales de densité, et d'une vitesse d'expansion non uniforme comme proposé par Hu et al. (1991):

$$n(r, \theta, \varphi) = \frac{Q_{\text{gaz}}}{4\pi r^2 v_{\text{exp}}(r)} e^{-\int_{r_0}^r \frac{\beta dr}{v_{\text{exp}}(r)}} G(\theta, \varphi)$$

où β = taux de dissociation de la molécule (eau: $1.22 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ à 1UA du soleil);

$G(\theta, \varphi)$ = fonction d'anisotropie;

Mais pour les collisions avec les neutres, la principale incertitude réside dans les sections efficaces qui ne sont même pas connues à un facteur 2 près: il est donc peu utile d'être plus précis sur la densité du gaz.

Population à l'équilibre thermique

Comme on l'a vu, la population à l'Equilibre Thermodynamique Local intervient dans le calcul des collisions. Elle s'évalue à partir du calcul de la fonction de partition $Z(T)$ des niveaux d'énergie E_i de la molécule

considérée à la température T :
$$P_{\text{ith}} = \frac{g_i e^{-E_i/kT}}{Z(T)} \text{ avec } Z(T) = \sum_{\text{niveaux } i \text{ peuplés}} g_i e^{-E_i/kT}$$

En pratique, nous calculerons $Z(T)$ par une somme sur le nombre de niveaux de rotation pris en compte. Pour les molécules dont les niveaux sont suffisamment espacés (molécules linéaires notamment), l'erreur commise dans le calcul de la fonction de partition, à partir des 20 à 100 premiers niveaux de rotation, est négligeable pour les températures rencontrées (10 à 120 K).

Pour les molécules plus complexes (notamment CH_3OH) il faut prendre en considération davantage de niveaux. L'erreur sur $Z(T)$ par rapport à une expression analytique, ou calculée avec un très grand nombre de niveaux, donne une idée de la population perdue dans les niveaux de rotation non pris en compte, comme le montre la Table 2.II.1.1. Le cas du méthanol est en fait assez particulier, puisqu'il comporte un niveau de torsion d'énergie bien plus faible que les premiers états excités de vibration.

A des températures pas très élevées, 100 K, la population de ce niveau de torsion commence à ne plus être tout à fait négligeable. Les deux espèces A et E du méthanol, sont traitées de manière totalement indépendante.

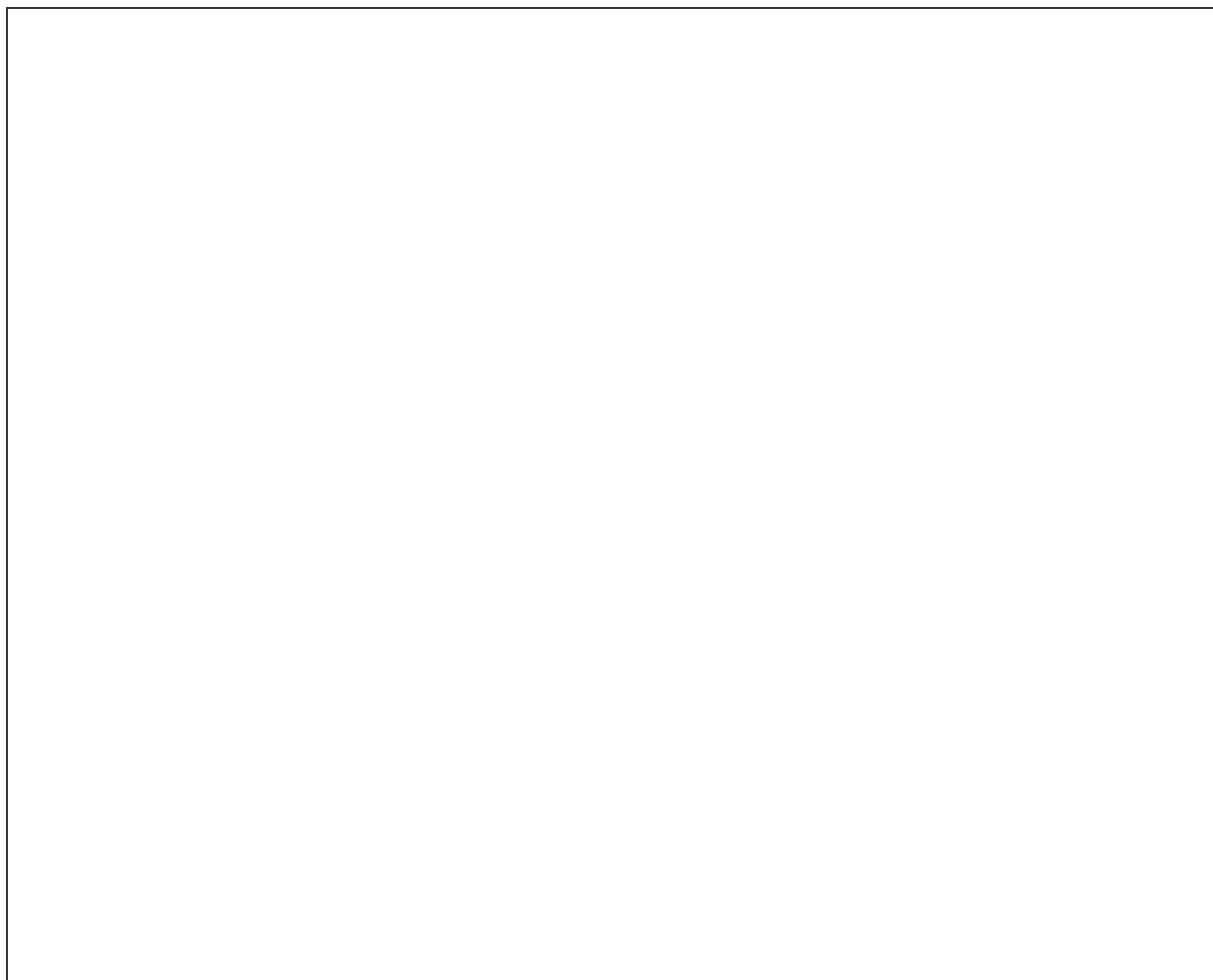
Table 2.II.1.1 Valeur de la fonction de partition de l'espèce E de CH_3OH pour différentes températures

Température:	40K		60K		80K		100K	
$Z_E(T)$:*	130.5133	99.45 [±] %	255.5325	99.69 [±] %	411.1574	99.79 [±] %	599.0064	99.85 [±] %
$Z_E(121 \text{ niv.})$	129.7970	99.45 %	245.1039	95.92 %	366.0284	89.02 %	481.5733	80.40 %
$Z_E(251 \text{ niv.})$	130.4497	99.95 %	253.9844	99.39 %	401.5119	97.65 %	565.9767	94.49 %
$Z_E(331 \text{ niv.})$	130.4506	99.95 %	254.0969	99.44 %	402.8644	97.98 %	572.0962	95.51 %

Notes: *: La fonction de partition des niveaux E de CH_3OH est calculée à partir des 1629 niveaux de rotation-vibration d'énergie inférieure à 1000 cm^{-1} . L'énergie des niveaux est déterminée à partir des données de Anderson et al. 1990 et complétée (premiers états excités de torsion) à partir des expressions de R.M. Lees (1992), avec une énergie de 4.833 cm^{-1} pour le premier état de rotation de l'espèce E ($J=1 \text{ K}=-1$).

La deuxième colonne donne le rapport en %, par rapport à l'évaluation de $Z_E(T)$, et par rapport à la valeur publiée antérieurement par R.M. Lees (1973), pour la première ligne ([±]). Une évaluation rapide de la contribution des autres bandes de vibration à la fonction de partition à 100K, d'après l'expression de M. Dang-Nhu et al (1990), montre que celle-ci est totalement négligeable ($<10^{-4} \%$).

Figure 2.II.1: Fonction de partition de l'espèce E du méthanol: rapport du calcul basé sur un nombre fini de niveaux de rotation (0 à 400), à la valeur "vraie", pour des températures de 20 à 120 K



Les données de la Table 2.II.1.1 justifient le développement d'un programme prévu pour une centaine de niveaux, pour un plus grand nombre: la version actuelle utilise 251 niveaux par espèce E/A, à partir des données spectrales de Anderson et al. (1990, 1992). Les fichiers de données peuvent également traiter 331 niveaux, mais la perte de temps numérique se justifie peu: l'apport est négligeable, expérimentalement, et comme le montrent les valeurs numériques de la table 2.II.1.1 et la *figure 2.II.1* à partir de 200 à 300 niveaux, suivant la température, la fonction de partition tend vers une asymptote fixée par la contribution de la bande de torsion. A $T=100\text{K}$, le premier état excité de torsion (d'énergie supérieure ou égale à 200 cm^{-1} (ou 290 K)), contribue à 4.01 % de la fonction de partition. La limite de 331 niveaux correspond à des énergies de 500 cm^{-1} (ou 712 K) au maximum.

Certaines observations cométaires (109P/Swift-Tuttle et C/1996 B2 Hyakutake) requièrent des températures de 80 à 120 K, et il est donc nécessaire de considérer plus de niveaux que les 121 niveaux de rotation de la version initiale (Bockelée-Morvan et al. 1994). Sur la *figure 2.II.1*, qui représente, pour des températures de 20 à 120 K, la contribution du nombre de niveaux pris en compte à la fonction de partition d'une des espèces du méthanol, il apparaît qu'à 100K on réduit ainsi l'erreur commise de 16 à 6% (251 niveaux). Aux plus basses températures (20 à 40 K), une centaine de niveaux suffit largement.

II.2 Collisions électroniques

Les modèles utilisés jusqu'à présent (Crovisier 1987, Bockelée-Morvan et al. 1987a, 1992, 1994) ne considéraient que les collisions avec les molécules neutres (H₂O). Xie et Mumma (1992) ont cependant montré que les collisions avec les électrons pouvaient jouer un rôle non négligeable dans l'excitation de l'eau, dans le cas de la comète de Halley. Connaissant la température des électrons, les sections efficaces de collision électroniques peuvent être assez précisément évaluées, mais le taux de collision fait aussi intervenir la densité électronique. Il va donc être nécessaire de proposer un modèle de température et de densité électronique, inspiré des mesure in situ des comètes 1P/Halley et 21P/Giacobini-Zinner.

Sections efficaces de collisions

Contrairement aux sections efficaces de collision neutres-neutres, les probabilités de changement d'état de rotation d'une molécule par collision électronique peuvent être évaluées dans l'approximation de Born (Itikawa 1972), et exprimées en fonction des coefficients d'Einstein des transitions:

$$\sigma_{e,jk}(E_{ce}) = \sigma_{e,jk} \frac{4}{x} \ln \left[\sqrt{\frac{x}{2}} + \sqrt{\frac{x}{2} + 1} \right] \quad \text{avec } x = \frac{2E_{ce}}{h\nu_{jk}} \quad \text{et } \sigma_{e,kj} = \frac{m_e e^2 c^3}{16\pi^2 \epsilon_0 h^2 \nu_{jk}^4} A_{kj} = \frac{10.263402 A_{kj}}{\nu_{jk}^4 [\text{GHz}]} [\text{cm}^2]$$

Où E_{ce} est l'énergie cinétique de l'électron incident, qui dépend donc de la température électronique. Avec $E_{ce} = 3/2kT_e$, on a les ordres de grandeur suivants pour les sections efficaces de collision électroniques:

$$\sigma_{e\text{-HCN}_{3\leftarrow 2}} = 118 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2 \quad (\sigma_{e\text{-HCN}_{3\leftarrow 4}} = 103 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2) \quad \text{à } T_e = 50 \text{ K}$$

$$\sigma_{e\text{-H}_2\text{O}_{101-110}} = 30 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2 \quad \text{à } T_e = 50 \text{ K}$$

$$\sigma_{e\text{-HCN}_{3\leftarrow 2}} = 2.3 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2 \quad (\sigma_{e\text{-HCN}_{3\leftarrow 4}} = 1.6 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2) \quad \text{à } T_e = 10000 \text{ K}$$

A 50K, ces valeurs sont environ deux ordres de grandeur plus élevées que les sections efficaces de collisions avec les neutres. En ce qui concerne l'excitation de CO, les coefficients d'Einstein des transitions sont 1 à 2 ordres de grandeurs plus faibles que pour les autres molécules étudiées; les sections efficaces de collision électroniques, et par conséquent les taux de collision, seront d'autant plus faibles.

En pratique on aura besoin du taux de collision moyen sur une distribution d'énergie des électrons (On adoptera une distribution maxwellienne à T_e , comme proposé par Sobolev et al. (1984)). La *figure 2.II.2a* montre l'évolution des taux d'excitation et de désexcitation du niveau $J=3$ de HCN par collisions électroniques, en fonction de la température électronique moyenne, pour une densité donnée (n_e prise égale à 1). Les taux de collisions s'expriment de la façon suivante en fonction de la densité et de la température des électrons:

$$t_{e,jk} = \langle n_e v_{\text{rel},e-m} \sigma_{e,jk} \rangle = n_e \int_0^{\infty} \sqrt{\frac{E}{2m_e}} \sigma_{e,jk}(E) \left[\frac{4}{\pi(kT)^3} e^{-E/kT} \sqrt{E} dE \right]$$

$$\Rightarrow t_{e,jk} = n_e \langle v_e(T_e) \rangle \frac{2k+1}{2j+1} \sigma_{e,kj} 2a_{jk} e^{-a_{jk}} K_0(a_{jk}), \quad \text{si } E_k > E_j: \text{excitation } j \rightarrow k$$

$$\Rightarrow t_{e,kj} = n_e \langle v_e(T_e) \rangle \sigma_{e,kj} 2a_{jk} e^{+a_{jk}} K_0(a_{jk}), \quad \text{si } E_k > E_j: \text{désexcitation } k \rightarrow j$$

avec: $\langle v_e(T_e) \rangle = \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} = 6.21253 \cdot 10^5 \sqrt{T_e} [\text{cm/s}]$ et $a_{jk} = \frac{h\nu_{jk}}{2kT_e}$ (K_0 : fonction de Bessel)

figure 2.II.2a: Taux d'excitation et de désexcitation (normalisés par rapport à la densité électronique) du niveau $J = 3$ de HCN, par collisions avec des électrons de température moyenne 10 à 10^5 K



Profil de température électronique

On ne dispose que de mesures in situ dans l'atmosphère de la comète de Halley par la sonde Giotto qui nécessitent l'emploi de modèles pour donner le profil (partiel) de température électronique dans l'atmosphère de cette comète: P. Eberhardt et al. (1994), présente un profil déduit des mesures (Giotto Neutral Mass Spectrometer) des abondances relatives des ions CH_3OH_2^+ , H_3O^+ et H_2O^+ . Ip (1985), Marconi & Mendis (1988), Körösmezey et al. (1987), Huebner et al. (1991) et Gan and Cravens (1991), entre autres, ont proposé des modèles, notamment pour la région 2000 - 20000km, qui est à la fois la plus complexe mais aussi celle à laquelle on est en général le plus sensible en radio. En général, on distingue 3 régions:

Jusqu'à 2000km du noyau dans le cas de 1P/Halley, où la densité électronique excède 10^7 cm^{-3} , la majeure partie des électrons (qui sont produits avec une énergie, donc à une température équivalente, élevée) est thermalisée et suit une distribution maxwellienne à la température du gaz. Jusqu'à la surface de contact ($R_{\text{CS}} = 4700 \text{ km}$ pour $Q_{\text{H}_2\text{O}} = 6 \cdot 10^{29} \text{ s}^{-1}$ lors du survol de 1P/Halley), les différentes mesures (Lämmerzahl et al. (1987) et Eberhardt et al. (1994)) et modèles (Körösmezey et al. (1987), Marconi and Mendis (1988)) s'accordent pour une température électronique proche de celle des ions et du gaz, inférieure à 300 K.

Au-delà, la plupart des modèles prédisent une augmentation de la température électronique, les électrons n'étant plus suffisamment refroidis par collisions avec les molécules d'eau. La température atteint alors

des valeurs de 5000 à 10000 K: certains suggèrent que cette augmentation a lieu à partir de la surface de contact (Ip (1985), Häberli et al. (1995)), pour atteindre plus de 10000 K vers 8000 km, tandis que pour d'autres cette augmentation est moins importante. D'après les mesures présentées par Eberhardt et al., l'augmentation brutale se situe vers $r = 9000$ km.

Vers 12000 km la température serait dans tous les cas d'au moins 10000 K, constante ou croissante au-delà (Xie and Mumma 1992), ou légèrement re-décroissante d'après Eberhardt.

Il ne s'agit pas de rendre compte des moindres fluctuations, mais de proposer un modèle simple permettant de représenter dans les grandes lignes un profil de température électronique pour chaque comète. Deux distances caractéristiques, dépendant du taux de production de la comète peuvent intervenir:

$$(Q_{28} = Q_{\text{gaz}} / 10^{28} \text{ moléc. /s})$$

Surface de contact: $R_{CS} = 200 (Q_{28})^{3/4}$ [km], (proportionnel à $n_e(r_0) \cdot Q$)

C'est la région qui délimite le plasma purement cométaire, du milieu contaminé par le vent solaire: elle se caractérise par une discontinuité de la distribution d'énergie des ions (Lämmerzahl et al. 1987) et une annulation du champ magnétique. Le coefficient de proportionnalité en $Q^{3/4}$ a été proposé par Cravens (1987). La relation ci dessus a été déduite des mesures in situ:

$$R_{CS}(21P/Giacobini-Zinner) = 500 \text{ km } (Q_{28} = 4); \quad R_{CS}(1P/Halley) = 4600 \text{ km } (Q_{28} = 70);$$

Rayon de couplage collisionnel: $R_C = 250 Q_{28}$ [km];

D'après Ip et al. (1985), il délimite la région de couplage des ions avec les neutres que l'on peut définir tel que le libre parcours moyen $(1/n_n(R_C)\sigma_{i-n}) = R_C$, avec $\sigma_{i-n} = 3 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$, section efficace moyenne pour le transfert de quantité de mouvement ions-neutres. Les valeurs mesurées pour 1P/Halley était de 13000 km, et moins de 2000 km pour 21P/Giacobini-Zinner;

Le modèle de température adopté est à peu près représentatif de l'ensemble de ce qui a été proposé:

r_0	$< r <$	R_{CS}	:	$T_e = T_{\text{gaz}}$
R_{CS}	$< r <$	$2 R_{CS}$:	$T_e = T_{\text{gaz}} + \Delta T_e (r/R_{CS} - 1)$
$2 R_{CS}$	$< r$:	$T_e = T_{\text{gaz}} + \Delta T_e$

$R_{CS} = X_{rc} * 200 (Q_{28})^{3/4}$ [km], avec 1 pour la valeur par défaut du paramètre multiplicatif X_{rc} , c'est un compromis possible pour faire varier la distance à laquelle T_e augmente;

$\Delta T_e =$ augmentation de la température électronique: environ 10000K, pour être proche de ce qui a été observé.

Modèle de densité électronique

Difficilement mesurable, la densité des électrons, comme celle des ions, est mal connue. On dispose actuellement surtout de mesures in situ effectuées par la sonde Giotto sur la comète 1P/Halley le 13 mars 1986. Des mesures complémentaires ont été obtenues par la sonde spatiale ICE sur la comète 21P/Giacobini-Zinner en 1985, dont le taux de production gazeux était un ordre de grandeur plus faible que celui de 1P/Halley.

Il n'existe pas de consensus sur l'évolution de la densité électronique ou ionique dans l'atmosphère cométaire. S'il est admis qu'elle décroît avec la distance au noyau (r), dans la coma interne, dans le cas de 1P/Halley les différents modèles ne parviennent pas à représenter le profil de densité au-delà de la surface de contact (Häberli et al. 1995). Gombosi et al. (1983) ont bien proposé un modèle simplifié, mais à grande distance du noyau il ne prend pas en compte la photodissociation des neutres, qui domine la photo-ionisation. Pour une première approche analytique, on fera un bilan des réactions à prendre en compte. Seules les espèces dérivées de l'eau et de CO ou CO₂ sont raisonnablement à prendre en compte, les autres espèces ayant une densité ne dépassant guère quelques pour cents du total (cf. chapitre d'introduction).

Pour les comètes proches du soleil, la chimie de l'eau devrait l'emporter sur celle des autres molécules, qui sont au plus 3 à 4 fois moins abondantes (cas de CO ou CO₂), pour des taux d'ionisation et de recombinaison comparables. Pour les comètes lointaines, dominées par le dégazage de CO, il faudrait alors considérer l'ionisation de CO qui, à 6 UA du soleil, est cependant faible. En effet, bien que les ordres de grandeur des coefficients des réactions soient très proches de ceux de l'eau, à 6 UA du soleil, la longueur d'échelle de l'ionisation (40 Mkm) est un ordre de grandeur plus élevée pour un taux de recombinaison similaire. De ce fait la densité électronique relative pourra être un ordre de grandeur plus faible. A partir d'estimations simples de la densité électronique, nous avons vérifié qu'il n'est alors pas utile de prendre en compte les électrons dans ce cas.

On prendra donc en considération:

- La photodissociation de H₂O,
- L'ionisation de H₂O en H₃O⁺ ou H₂O⁺,
- La recombinaison de H₃O⁺ ou H₂O⁺ avec les électrons.

Bilan des réactions chimiques de la coma interne:

Photodissociation :				taux à 1UA	seuil	référence	
H ₂ O	+ hv	→ OH	+ H	11.57 10 ⁻⁶ s ⁻¹	186nm	[3]	
		→ H ₂	+ O	0.62 10 ⁻⁶ s ⁻¹	145nm	[3]	
		<i>total:</i>		$\beta_{H_2O} = 12.2 \cdot 10^{-6} s^{-1}$		[3]	
CO ₂	+ hv	→ CO	+ O	$\beta_{CO_2} = 1.22 \cdot 10^{-6} s^{-1}$	199nm/ 107nm	[2]	
CO	+ hv	→ C	+ O	$\beta_{CO} = 0.31 \cdot 10^{-6} s^{-1}$		[2]	
Photo-ionisation:							
H ₂ O	+ hv	→ H ₂ O ⁺	+ e-	0.334 10 ⁻⁶ s ⁻¹	98nm	[1]	
		→ H	+ OH ⁺	+ e-	0.055 10 ⁻⁶ s ⁻¹	68nm	[1]
		→ OH	+ H ⁺	+ e-	0.012 10 ⁻⁶ s ⁻¹	66nm	[1]
		<i>total:</i>		$\alpha_{H_2O} = 0.40 \cdot 10^{-6} s^{-1}$		[3]	
CO ₂	+ hv	→ CO ₂ ⁺	+ e-	0.655 10 ⁻⁶ s ⁻¹	90nm	[1]	
		→ CO	+ O ⁺	+ e-	0.143 10 ⁻⁶ s ⁻¹	55-	[1]
		CO ⁺	+ O		65nm		
		C ⁺	+ O ₂ ⁺				
<i>total:</i>		$\alpha_{CO_2} = 0.80 \cdot 10^{-6} s^{-1}$					
CO	+ hv	→ CO ⁺	+ e-	0.38 10 ⁻⁶ s ⁻¹	90nm	[1]	
		→ O	+ C ⁺	+ e-	0.03 10 ⁻⁶ s ⁻¹		[2]
		→ C	+ O ⁺	+ e-	0.02 10 ⁻⁶ s ⁻¹		[2]
		<i>total:</i>		$\alpha_{CO} = 0.43 \cdot 10^{-6} s^{-1}$			
H	+ hv	→ H ⁺	+ e-	0.731 10 ⁻⁶ s ⁻¹	91nm	[1]	
O	+ hv	→ O ⁺	+ e-	0.58 10 ⁻⁶ s ⁻¹	83-91n.	[1]	
Interchange:							
H ₂ O ⁺	+ H ₂ O	→ H ₃ O ⁺	+ OH	k = 2.05 10 ⁻⁹	cm ³ s ⁻¹	[1]	
CO ⁺	+ H ₂ O	→ CHO ⁺	+ OH	k = 0.884 10 ⁻⁹	cm ³ s ⁻¹	[1]	
Recombinaison:							
H ₂ O ⁺	+ e-	→ OH	+ H	532 10 ⁻⁹ √(300/T _e)	cm ³ s ⁻¹	[1]	
		→ O	+ H ₂	228 10 ⁻⁹ √(300/T _e)	cm ³ s ⁻¹	[1]	
		<i>total:</i>		$k_1 = 760 \cdot 10^{-9} \sqrt{(300/T_e)}$	cm ³ s ⁻¹		
H ₃ O ⁺	+ e-	→ H ₂ O	+ H	233 10 ⁻⁹ √(300/T _e)	cm ³ s ⁻¹	[1]	
		→ OH	+ H ₂	233 10 ⁻⁹ √(300/T _e)	cm ³ s ⁻¹	[1]	
		→ OH	+ H	+ H	233 10 ⁻⁹ √(300/T _e)	cm ³ s ⁻¹	[1]
		<i>total:</i>		$k_2 = 700 \cdot 10^{-9} \sqrt{(300/T_e)}$	cm ³ s ⁻¹		
CO ⁺	+ e-	→ C	+ O	500 10 ⁻⁹ √(300/T _e)	cm ³ s ⁻¹	[1]	
CO ₂ ⁺	+ e-	→ CO	+ O	379.9 10 ⁻⁹ √(300/T _e)	cm ³ s ⁻¹	[1]	

Références: [1]= (Schmidt et al. 1988), [2]= (Huebner et al. 1992), [3] = (Crovisier 1989), [4] = (Crovisier 1994)

Pour simplifier la résolution des équation, et éviter de s'encombrer des termes de transport, je suggère d'étudier les grandeurs suivantes, pour une atmosphère en expansion à symétrie sphérique (Taux de production de l'espèce mère: Q (Q_{H_2O}), vitesse d'expansion v_{exp}):

$$N(\mathbf{r}) = 4\pi r^2 n(\mathbf{r}) \quad (\text{densité radiale}) \quad \text{et} \quad \eta(\mathbf{r}) = (v_{exp}/Q) N(\mathbf{r}) \quad (\text{sans dimension})$$

Le bilan (entre $t-dt$ et $t+dt$) sur la sphère de rayon r , d'épaisseur $2dr$, en expansion à la vitesse v_{exp} ($dr = v_{exp}dt$) donne:

$$\text{Entrées en } r-dr: + \quad 4\pi(r-dr)^2 \cdot n(r-dr) \cdot 2 v_{exp} dt$$

$$\text{Sorties en } r+dr: - \quad 4\pi(r+dr)^2 \cdot n(r+dr) \cdot 2 v_{exp} dt$$

= $(P - L) 2dt$: nombre de molécules de l'espèce considérée, créées - détruites dans le volume $4\pi r^2 \cdot 2dr$, pendant l'intervalle de temps $2dt$, où les taux de Production (P) ou de destruction (L) de l'espèce X peuvent avoir comme expression:

$$X + hv \rightarrow \dots \quad L = -\alpha 4\pi r^2 \cdot 2dr n(\mathbf{r})$$

$$X + A \rightarrow \dots \quad L = -k 4\pi r^2 \cdot 2dr n(\mathbf{r}) n_A(\mathbf{r})$$

$$B + C \rightarrow X + \dots \quad P = +k' 4\pi r^2 \cdot 2dr n_B(\mathbf{r}) n_C(\mathbf{r})$$

$$D + hv \rightarrow X + \dots \quad P = +\alpha' 4\pi r^2 \cdot 2dr n_D(\mathbf{r})$$

$$\text{d'où} \quad v_{exp} \frac{dN(\mathbf{r})}{dr} = -\alpha N(\mathbf{r}) - k \frac{1}{4\pi r^2} N(\mathbf{r}) N_A(\mathbf{r}) + k' \frac{1}{4\pi r^2} N_B(\mathbf{r}) N_C(\mathbf{r}) + \alpha' N_D(\mathbf{r}) \quad (1)$$

En définissant les longueurs caractéristiques suivantes (dans le cas où v_{exp} est constante):

$$L_i = v_{exp}/\alpha \quad \text{et} \quad L_r = (kQ)/(4\pi v_{exp}^2), \quad \text{Cette équation devient:}$$

$$\boxed{\frac{d\eta(\mathbf{r})}{dr} = -\frac{1}{L_i} \eta(\mathbf{r}) - \frac{L_r}{r^2} \eta(\mathbf{r}) \eta_A(\mathbf{r}) + \frac{L_r'}{r^2} \eta_B(\mathbf{r}) \eta_C(\mathbf{r}) + \frac{1}{L_i'} \eta_D(\mathbf{r})} \quad (2)$$

En général, il ne va pas être facile d'intégrer cette série d'équations différentielles, mais cela sera plus facile dans un système avec un nombre limité de constituants, et les longueurs caractéristiques donnent une idée des termes dominants. Par exemple, la remontée de la densité électronique ou ionique observée après la surface de contact peut en partie s'expliquer et se modéliser par la baisse du taux de recombinaison due à la remontée de température électronique (Häberli et al. 1995).

Sans entrer dans une résolution très détaillée, voici les principales dominantes pour évaluer la densité électronique:

- $\alpha = 0.4 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$, et $k \approx 0.7 \sqrt{(300/Te)} \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, pour l'ionisation de l'eau et la recombinaison des ions.

- Près du noyau, on peut négliger la photodissociation et donc l'effet de la photo-ionisation sur la densité de l'eau; les espèces principales à considérer sont H_2O , H_2O^+ , H_3O^+ et les électrons, avec $\eta_e = \eta_{H_2O^+} + \eta_{H_3O^+}$. En général l'équation différentielle à résoudre serait non linéaire et du second ordre, mais avec cette hypothèse, elle devient:

$$\boxed{\frac{d\eta_{e-}(\mathbf{r})}{dr} = \frac{1}{L_i} - \frac{L_r}{r^2} \eta_{e-}(\mathbf{r})^2} \quad (3)$$

Il ne reste que les termes de production par photo-ionisation et recombinaison. L'équation (3) est une équation différentielle homogène dont la solution générale est:

$$\eta_{e^-}(r) = \frac{\gamma - 1 + A(\gamma + 1)r^\gamma}{1 - Ar^\gamma} \frac{r}{2L_r}; \quad \text{en posant } \gamma = \sqrt{1 + \frac{4L_r}{L_i}}; \quad A \in \Re \quad (4)$$

En pratique $\gamma \gg 1$ et la seule solution physiquement acceptable correspond à $A = 0$:

$$\eta_{e^-}(r) = \frac{r}{\sqrt{L_i L_r}} \left[\sqrt{1 + \frac{L_i}{4L_r}} - \sqrt{\frac{L_i}{4L_r}} \right] \approx \frac{r}{\sqrt{L_i L_r}} \quad \text{car } L_i \ll L_r \Rightarrow n_e(r) \approx \frac{1}{r} \sqrt{\frac{Q\alpha}{4\pi v_{\text{exp}} k}} \quad (5)$$

Dans les conditions d'une comète "moyenne" ($Q_{\text{H}_2\text{O}} = 10^{29}$ moléc./s): $L_i = 2 \cdot 10^6$ km et $L_r = 21 \cdot 10^6$ km (le terme correctif vaudrait 0.85, et 0.71 pour une comète avec un taux de dégazage de seulement $2 \cdot 10^{28}$ moléc./s, mais on ne cherche qu'un bon ordre de grandeur de la densité électronique). Ce résultat est le même que celui donné par Gombosi et al. (1983) pour la densité des ions près du noyau. Près du noyau, la densité électronique va décroître en $1/r$, du fait de la décroissance de la recombinaison par rapport à un taux de création par ionisation constant. Lorsque la température électronique augmente rapidement, la chute du taux de recombinaison (k) peut en partie expliquer la remontée locale de la densité ionique observée dans la comète de Halley ("Ion Pile-up") (Häberli et al. 1995). Au-delà de cette distance r_1 la valeur de L_r peut donc diminuer d'un ordre de grandeur, du fait de la remontée de la température électronique, la distance r augmentant aussi. Le terme de recombinaison peut alors être supprimé (terme en L_r/r^2 de l'équation (3)), mais la diminution de la densité de l'eau par photodissociation et photo-ionisation doivent être pris en compte (la densité relative des électrons par rapport aux neutres ne peuvent plus être tout à fait négligées). Dans cette configuration le problème devient:

$$\frac{dn_{e^-}(r)}{dr} = \frac{1}{L_i} \left[e^{-r/L_{\text{H}_2\text{O}} - r/L_i} \right] \Rightarrow \eta_{e^-}(r) = \eta_{e^-}(r_1) + \left(\frac{e^{-\left(\frac{1}{L_{\text{H}_2\text{O}} + \frac{1}{L_i}\right)r_1}}}{L_i/L_{\text{H}_2\text{O}} + 1} \right) \left[1 - e^{-\left(\frac{1}{L_{\text{H}_2\text{O}} + \frac{1}{L_i}\right)(r-r_1)} \right] \quad (6)$$

On peut aussi regrouper les longueurs d'échelle de photo-ionisation et de photodissociation en une seule: $1/L = 1/L_{\text{H}_2\text{O}} + 1/L_i$. En pratique $L_{\text{H}_2\text{O}} = 65000$ km (à 1 UA) $\ll L_i \approx 2 \cdot 10^6$ km, si bien que $L \approx L_{\text{H}_2\text{O}}$.

Loin du noyau, $r-r_1$ est comparable à $L_{\text{H}_2\text{O}}$ et le dernier terme de l'expression (6) s'approche de la constante 1 alors que plus près, ce terme vaudrait $(r-r_1)/L$ ($\ll 1$) au premier ordre. Donc plus le terme $\eta_{e^-}(r_1)$ sera proche ou plus grand du terme de la parenthèse, et plus on sera loin du noyau, plus on se rapprochera de $\eta_{e^-}(r) \approx$ constante, ce qui donnerait une décroissance en $1/r^2$ de la densité électronique.

Ces expressions donnent une tendance générale. Le problème est de modéliser le changement de régime pour la variation de la densité. Gombosi et al. (1983) ont montré que le passage de la dépendance en $1/r$ à la dépendance en $1/r^2$, va dépendre de la racine du taux de production total. Ce changement se fait au-delà de la surface de contact, et nous définirons une distance R_{rec} , dont l'ordre de grandeur est calé sur les mesures dans la comète de Halley ($R_{\text{rec}} \leq 10000$ km):

$$R_{\text{rec}} = 1000 \sqrt{Q_{28}} \quad [\text{km}]$$

L'expression suivante donne alors une bonne approximation de la densité ionique totale (que nous supposons égale à la densité électronique, par neutralité électrique de la coma) effectivement mesurée dans l'atmosphère de 1P/Halley. Elle servira pour modéliser simplement la densité électronique dans les autres comètes:

$$n_{e^-}(r) = xne \sqrt{\frac{Q_{\text{H}_2\text{O}} \cdot \alpha / r_h^2}{v_{\text{exp}} \cdot k(T_e)}} \left(\frac{T_e}{300 \text{ K}} \right)^{0.15} \left[\left(\frac{R_{\text{rec}}}{r^2} \right) \left(1 - e^{-r/R_{\text{rec}}} \right) \right] + \frac{5}{r_h^2} \quad (7)$$

avec: $\alpha = 0.4 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ (et une dépendance naturelle en $1/r_h^2$); $k(T_e) = 0.7 \sqrt{(300/T_e)} \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, et un terme correctif " $\approx 4 \cdot x_{ne} \cdot (T_e/300)^{0.15}$ ", par rapport à l'expression (5).

Le paramètre multiplicatif x_{ne} permet d'annuler la densité électronique, ou de la faire varier par rapport au modèle théorique (une valeur autour de 0.3 lui correspondrait). La légère dépendance supplémentaire par rapport à la température électronique permet de mieux représenter la remontée de densité électronique après la surface de contact constatée dans le cas de 1P/Halley (Altwegg et al. 1993). Le profil de température adopté a été exposé dans le paragraphe précédent, et nous multiplierons R_{rec} par le même paramètre X_{rc} ($R_{rec} = X_{rc} \cdot 1000 \cdot \sqrt{Q_{28}}$) que pour la surface de contact, puisque ces 2 rayons caractéristiques seraient plus ou moins liés. Le dernier terme $5/r_h^2$, sans grande influence, représente les électrons du vent solaire. Le profil de densité électronique déduit des observations des ions par Giotto dans la comète 1P/Halley en mars 1986, tel que modélisé par Xie et Mumma (1992), est aussi bien représenté par cette seule fonction avec $X_{rc} = 1$, et $x_{ne} = 0.8$ à 1. D'autre part les mesures de densité effectuées par la sonde Vega 1 seraient supérieures de plus d'un facteur 4, si bien qu'il sera raisonnable d'étudier l'influence des collisions électroniques avec un paramètre x_{ne} dans le domaine [0; 0.2 à 4]. La *figure 2.II.2b* représente le profil de densité électronique pour une comète moyennement active ($Q = 10^{29}$ moléc./s à 1 UA du Soleil).



Figure 2.III.3: Profils de densité des molécules neutres, du modèle de température électronique et du modèle utilisé pour la densité des électrons, en fonction de la distance au noyau.

L'expression (7) est numériquement simple et continue, et le développement au premier ordre de l'exponentielle permet de retrouver la dépendance générale vis à vis de r :

$r < R_{cs} < R_{rec}: \quad n_e(r) \propto 1/r (\sqrt{Q})$

R_{cs}	$< r < 2 R_{cs}$:	remontée de n_e (réalisée par la dépendance vis à vis de k , et T_e)
R_{rec}	$< r$:	$n_e(r) \propto 1/r^2$ (et $2R_{cs} < r$ aussi)

II.3 Autres collisions

Il resterait à envisager les collisions avec les ions, qui sont principalement H_2O^+ et H_3O^+ , dont la densité totale est à peu près la même que pour les électrons (neutralité électrique et en majorité cations à une charge positive). Les sections efficaces de collision ions - molécules neutres ne sont pas connues (Xie et al. 1992) mais ils sont beaucoup plus lourds, et comme dans le cas des électrons, les taux de collision sont à peu près proportionnels à la racine de la masse des particules incidentes (Energie cinétique multipliée par la vitesse relative), des ions comme H_3O^+ seraient 185 fois plus efficaces à la même énergie incidente.

Ce processus n'est donc peut-être pas négligeable, mais comme les ions sont dominés par une ou deux espèces (H_3O^+ et H_2O^+), leur densité est sans doute proche de celle des électrons. Si on suppose que les sections efficaces ont des expressions similaires, il suffirait simplement d'inclure les ions dans la densité des électrons (en augmentant x_{ne}). Toutefois ceci ne serait valable que si la température ionique est égale à la température électronique.

III L'excitation radiative

III.1 Excitation par le flux ultraviolet solaire

La source principale de rayonnement ultraviolet est le soleil, dont l'intensité décroît très vite quand la fréquence augmente. Une complication supplémentaire risque d'intervenir dans la mesure où de nombreuses raies modifient notablement son spectre dans ce domaine. De ce fait, l'excitation de transitions électroniques moléculaires à une fréquence précise peut dépendre de la vitesse héliocentrique de la comète, qui décale la fréquence apparente des raies du spectre solaire, par effet Doppler, comme dans le cas du pompage ultraviolet du maser OH, observé à 18cm (effet Swings).

Pour la plupart des molécules, l'absorption de photons ultraviolets conduit à leur photodissociation, plus qu'à un mécanisme de fluorescence des bandes électroniques. Cependant, les bandes électroniques de la molécule CS, détectée très récemment en ondes radio, sont observées depuis longtemps en ultraviolet: il faudra donc tenir compte du mécanisme de fluorescence ultraviolette pour l'excitation radiative de CS.

III.2 Excitation infrarouge

Pour l'ensemble des molécules, le rayonnement infrarouge va exciter les premiers états de vibrations, dont la durée de vie est généralement très courte: la désexcitation spontanée vers différents niveaux de rotation du fondamental pourra être considérée comme immédiate. Ce mécanisme redistribue ainsi la population des niveaux de rotation, en fonction des règles de sélection, et constitue le pompage infrarouge. A partir des coefficients d'Einstein des premiers états excités de vibration, et de leur niveaux d'énergie, il est possible d'évaluer les taux d'excitation infrarouge dus au **rayonnement solaire**.

Le taux d'excitation équivalent des niveaux de rotation du fondamental vaut alors:

$$\frac{\partial(dp_i/dt)}{\partial p_j} = \sum_{\text{bandes de vib.}} \sum_k g_{j \rightarrow k} \frac{A_{ki}}{\sum_m A_{km}} \Rightarrow \frac{\partial(dp_J/dt)}{\partial p_{J-2}} \approx \left[\sum_{\text{bandes}^{\parallel}} g^{\parallel} + \frac{1}{2} \sum_{\text{bandes}^{\perp}} g^{\perp} \right] \frac{J(J-1)}{(2J-1)(2J-3)},$$

pour une molécule linéaire (transitions excitées: $\Delta J = \pm 2$) (Bockelée-Morvan et al. 1985).

Le rayonnement solaire est la principale source d'excitation radiative. Une autre source possible est le rayonnement thermique des **poussières**. Il doit être calculé localement, puisque la densité des poussières varie en fonction de la distance au noyau. Le flux rayonné par les poussières en un point donné de la coma a été évalué avec certaines simplifications (Crovisier et al. 1983) et peut être considéré comme celui d'un corps noir à 310 K (à $R_h = 1$ UA) avec une émissivité équivalente caractéristique des poussières (maximum $\epsilon = 2.06$ vers $10\mu\text{m}$), vu sous un angle solide: $\Omega_d = \frac{\pi^3 L_d}{r}$. Ce flux dépend de la longueur caractéristique L_d (elle-même proportionnelle au taux de production des poussières et dépendant de leur distribution en taille) et décroît avec la distance r au noyau.

Les taux moyens d'excitation des bandes de vibration vaudraient alors: $g^{\text{vib}} = A_{v,0}^{\text{vib}} \frac{\Omega_d}{4\pi} \epsilon_v \frac{1}{e^{hv/kT_d} - 1}$, expression qu'il faut multiplier par 2 pour les bandes perpendiculaires dégénérées des molécules linéaires. Nous verrons qu'en général seule la prise en compte de l'excitation par le rayonnement solaire est nécessaire.

III.3 Excitation millimétrique

L'excitation directe des transition de rotation est à prendre en compte dans certains cas que nous verrons dans la partie IV. Il s'agit d'abord de l'excitation par des sources continuum externes telles que le soleil et le fond cosmologique à 3K. A une distance de 1UA, le soleil présente un angle solide $\Omega_s = 6.8 \cdot 10^{-5}$ stéradians, et la densité d'énergie radiative d'un corps noir à $T_s = 5770$ K vaut: $u_{\text{sol.}} = \frac{2\Omega_s h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{hv/kT_s} - 1}$, la fréquence d'absorption des photons (taux d'excitation du niveau j à partir du niveau i) vaut alors:

$$\frac{\partial \left(\frac{dp_j}{dt} \right)}{\partial p_i} = g_{i \rightarrow j} = B_{ij} u_{\text{sol.}} = \frac{c^3 g_j}{8\pi h \nu_{ij}^3 g_i} A_{ji} u_{\text{sol.}} = \frac{\Omega_s g_j}{4\pi g_i} \frac{A_{ji}}{e^{hv_{ij}/kT_s} - 1};$$

Cette expression est à diviser par R_h^2 pour une distance héliocentrique quelconque; mais pour l'excitation par le rayonnement de fond cosmologique à 2.73 K, $\Omega = 4\pi$ stéradians, et $T = 2.73$ K, sans dépendance vis à vis de R_h .

Sinon, les molécules elles-mêmes sont la source d'un rayonnement pouvant contribuer à l'excitation des molécules voisines. On prendra d'abord en compte, dans le cadre de l'excitation radiative, la désexcitation spontanée des niveaux, accompagnée de l'émission de photons. Elle donne lieu à deux types de termes: ceux de désexcitation du niveau i vers les niveaux inférieurs, et le dépeuplement des niveaux j , d'énergie supérieure, vers le niveau i :

$$\left[\frac{dp_i}{dt} \right]_{\text{[désexcitat ions radiatives]}} = - \sum_{k, E_k < E_i} A_{ik} p_i + \sum_{j, E_j > E_i} A_{ji} p_j$$

Lorsque l'épaisseur optique des raies de rotation n'est pas suffisamment faible dans l'atmosphère cométaire, les photons émis sont susceptibles d'être absorbés avant d'en sortir, et donc de donner lieu à

l'excitation directe des niveau de rotation des molécules. Ce mécanisme a été considéré par D. Bockelée-Morvan (1987) dans le cas de l'eau, qui est la principale molécule concernée. Pour une transition $j \rightarrow i$, avec $E_j > E_i$, les données du problème sont les suivantes (rayonnement des molécules seules):

$$\text{Equation de transfert: } \frac{dI_{v_{ji}}(r, \Omega)}{dz} = -\frac{d\tau_{v_{ji}}(r, \Omega)}{dz} I_{v_{ji}}(r, \Omega) + \varepsilon_{ji}(r, \Omega)$$

$$\text{avec: opacité: } \frac{d\tau_{v_{ji}}(r, \Omega)}{dz} = \frac{c^2}{8\pi v_{ji}^2} \varphi(v_{ji}) A_{ji} \left[\frac{g_j}{g_i} n_i(r) - n_j(r) \right]$$

$$\text{émissivité: } \varepsilon_{ji}(r, \Omega) = \frac{h\nu_{ji}}{4\pi} \varphi(v_{ji}) A_{ji} n_j(r)$$

La fonction de profil de la raie $\varphi(v_{ji})$ va limiter la zone d'intégration dans le cas de l'atmosphère cométaire en expansion (contraintes de largeur de raie thermique et de décalage Doppler). L'approximation locale (gradient de vitesse \gg vitesses thermiques \Rightarrow couplage dans une zone limitée) permet de formuler le problème plus simplement en se ramenant à des calculs de probabilité d'échappement β des photons.

L'opacité totale (définie par Sobolev) de la transition dans la direction θ définie par $\mu = \cos(\theta)$, dans le cas de l'atmosphère en expansion, est donnée par Rybicki (1984):

$$\tau_{v_{ji}}(r, \mu) = \frac{\tau_{v_{ji}}(r)}{1 + \mu^2 \left[\frac{d(\ln(v_{\text{exp}}))}{d(\ln(r))} - 1 \right]} \quad \text{avec} \quad \tau_{v_{ji}}(r) = \frac{c^3}{8\pi v_{ji}^3} \frac{r}{v_{\text{exp}}(r)} A_{ji} \left[\frac{g_j}{g_i} n_i(r) - n_j(r) \right]$$

La résolution de l'équation de transfert (sans source extérieure) donne alors pour l'intensité moyenne:

$$J_{v_{ji}}(r) = \frac{1}{4\pi} \iint_{4\pi \text{st.}} I_{v_{ji}}(r, \Omega) d\Omega = (1 - \beta_{ji}(r)) S_{ji}(r)$$

$$\text{où } S_{ji}(r) = \frac{2h\nu_{ji}^3}{c^2} \frac{n_j(r)}{\left[\frac{g_j}{g_i} n_i(r) - n_j(r) \right]} \quad \text{fonction source;}$$

$$\beta_{ji}(r) = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \frac{1 - e^{-\tau_{v_{ji}}(r, \mu)}}{\tau_{v_{ji}}(r, \mu)} d\mu = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \frac{1 - e^{-\tau_{v_{ji}}(r)/(1-\mu^2)}}{\tau_{v_{ji}}(r)} (1 - \mu^2) d\mu \quad \text{probabilité d'échappement}$$

(cas d'une expansion à vitesse constante)

Pour ce qui est de l'évolution de la population des niveaux, il va donc falloir prendre en compte les termes d'absorption et d'émission stimulée:

$$\left[\frac{dp_i}{dt} \right]_{\text{[Radiative]}} = \sum_{k, E_k < E_i} g_{ki} P_k - \sum_{j, E_j > E_i} g_{ij} P_i - \sum_{k, E_k < E_i} g_{ik} P_i + \sum_{j, E_j > E_i} g_{ji} P_j$$

(Absorption) (Emission stimulée)

Evaluation du taux d'excitation: $g_{ij}(r)$ (transition $i \rightarrow j$ ($E_j > E_i$)):

Rappel: Expression des coefficients d'Einstein: $B_{ji} = \frac{c^3}{8\pi h \nu_{ji}^3} A_{ji}$, $B_{ij} = \frac{g_j}{g_i} B_{ji} = \frac{c^3}{8\pi h \nu_{ji}^3} \frac{g_j}{g_i} A_{ji}$

$$g_{ji}(r) = B_{ji} u_{\nu_{ji}}(r) = B_{ji} \frac{4\pi}{c} J_{\nu_{ji}}(r) = (1 - \beta_{ji}(r)) \frac{n_j(r)}{\left[\frac{g_j}{g_i} n_i(r) - n_j(r) \right]} A_{ji} \text{ et } g_{ij}(r) = B_{ij} u_{\nu_{ji}}(r) = \frac{g_j}{g_i} g_{ji}(r)$$

$$\Rightarrow \left[\frac{dp_i}{dt} \right]_{\text{[Radiative]}} = \sum_{k, E_k < E_i} (1 - \beta_{ik}(r)) A_{ik} p_i - \sum_{j, E_j > E_i} (1 - \beta_{ji}(r)) A_{ji} p_j$$

Ce modèle de calcul d'opacité par la méthode de probabilité d'échappement (β , qui vaut entre 0 et 1 pour le cas optiquement mince) a été proposé par Sobolev et développé par D. Bockelée-Morvan (1987) dans le cas de l'eau dans les atmosphères cométaires. On pourra aussi l'utiliser pour les autres molécules. L'effet de ce mécanisme revient simplement à réduire les probabilités de désexcitation spontanées des niveaux de rotation de la molécule: l'expression donnant l'évolution des populations du fait de la décroissance naturelle de la population des niveaux de rotation est à remplacer par:

$$\left[\frac{dp_i}{dt} \right]_{\text{[désexcitation radiatives]}} = - \sum_{k, E_k < E_i} (\beta_{ik}(r)) A_{ik} p_i + \sum_{j, E_j > E_i} (\beta_{ji}(r)) A_{ji} p_j$$

où les coefficients d'Einstein ont été multipliés par les facteurs $\beta_{ji}(r)$

Calcul des probabilités d'échappement $\beta(r)$:

En pratique, on évalue l'opacité $\tau_{\nu_{ji}}$ pour chaque transition, en chaque point r de l'intégration, à partir des populations prédéterminées, pour calculer les probabilités d'échappement β , et réitérer sur le calcul des populations avec le nouveau terme d'excitation radiative. Ce calcul a été développé par D. Bockelée-Morvan (1987) dans le cadre de l'approximation locale, qui n'est pas toujours entièrement justifiée mais permet une évaluation facile des effets de profondeur optique sur l'excitation.

Dans une atmosphère à symétrie sphérique et en expansion à vitesse constante, on utilise l'épaisseur optique de

Sobolev: $\tau_{\nu_{ji}}(r) = \frac{c^3}{8\pi \nu_{ji}^3} \frac{n(r)}{v_{\text{exp}}(r)} A_{ji} \left[\frac{g_j}{g_i} p_i(r) - p_j(r) \right]$, pour calculer β_{ji} . On distinguera plusieurs cas:

[1] si $\tau_{\nu_{ji}} > 10$: $\beta_{ji} \approx 2/(3 \tau_{\nu_{ji}})$

[2] si $1.10^{-4} < \tau_{\nu_{ji}} < 10$: il faut calculer complètement β_{ji} :

En posant $y = \tau_{\nu_{ji}}/2$, on doit calculer $\beta = \frac{1}{3y} - \frac{1}{4y} \int_0^1 \frac{x e^{-2y/x}}{\sqrt{1-x}} dx = \frac{1}{3y} - \frac{1}{4y} J_y$. On trouvera un calcul

de J_y dans Litvak et al. (1982), mais on peut le faire plus simplement:

$$J_y = \int_0^1 \frac{x e^{-2y/x}}{\sqrt{1-x}} dx = \int_1^\infty \frac{e^{-2uy}}{u^{5/2} \sqrt{u-1}} du = \int_1^\infty \frac{4e^{-y(t+1)}}{(t+1)^2 \sqrt{t^2-1}} dt \quad \left\{ u = \frac{y}{x} \text{ puis } t = 2u - 1 \right\}$$

$$= 4e^{-y} \int_1^{\infty} \frac{t+2}{t+1} \sqrt{\frac{t-1}{t+1}} y e^{-yt} dt = \frac{4}{3} e^{-y} \int_1^{\infty} \frac{(t-1)^2}{\sqrt{t^2-1}} y^2 e^{-yt} dt \quad \left\{ \left[\frac{(t-1)^2}{\sqrt{t^2-1}} \right]' = \left[\frac{t+2}{t+1} \sqrt{\frac{t-1}{t+1}} \right]' = \frac{3}{(t+1)^2 \sqrt{t^2-1}} \right\}$$

$$\Rightarrow J_y = \frac{4y}{3} e^{-y} \left[K_1(y) - 2y(K_1(y) - K_0(y)) \right] \quad (K_0 \text{ et } K_1 \text{ sont des fonctions de Bessel du second ordre})$$

d'où l'expression

$$\beta = \frac{2}{3\tau} - \frac{e^{-\tau/2}}{3} \left[K_1\left(\frac{\tau}{2}\right) + \tau \left(K_0\left(\frac{\tau}{2}\right) - K_1\left(\frac{\tau}{2}\right) \right) \right]$$

[3] si $0 < \tau_{vji} < 1.10^{-4}$: $\beta_{ji} = 1$ (cas optiquement mince)

[4] si $\tau_{vji} < 0$: On a un effet maser et l'expression précédente de β_{ji} n'est plus valable, car cet effet est limité spatialement dans la direction radiale. Comme approximation, on utilise

l'expression de β_{ji} obtenue pour une vitesse d'expansion proportionnelle à r: $\beta_{ji} = \frac{1 - e^{-\tau_{vji}}}{\tau_{vji}}$

IV Mécanismes dominants

MOTS CLES: Densité, section efficace, taux de collision, taux d'excitation, élément de matrice.

Nous avons vu l'ensemble des mécanismes contribuant à l'évolution des populations des niveaux de rotation d'une molécule dans une atmosphère cométaire. Chacun d'eux peut être représenté par une matrice dans le système d'équations différentielles exprimé au paragraphe I.2. Nous allons voir quelques ordre de grandeurs des coefficients de ces matrices.

Nous nous placerons dans le cas d'une comète "moyenne" située à $R_h = 1$ UA du soleil (sauf mention contraire), avec un taux de production total $Q_{H_2O} = 10^{29}$ moléc./s, $v_{exp} = 0.8$ km/s et $T_c = 50$ K. Pour des niveaux de rotation correspondant à des transitions souvent observées en radioastronomie millimétrique, nous évaluerons des taux d'excitation (transition du niveau j à i) exprimés en s^{-1} , correspondant à l'élément de matrice: $t_{cij} =$

$$\frac{\partial \left(\frac{dp_i}{dt} \right)}{\partial p_j} \quad (\text{noté aussi } g_{j \rightarrow i} \text{ pour un terme d'excitation radiative})$$

Taux de collision

Les tables 2.IV.1 et 2.IV.2 donnent des ordres de grandeur pour les processus collisionnels: densité et vitesse relative des particules en collision et taux d'excitation du niveau J=3 de HCN. On remarque que, près du noyau (à moins de 500km), les collisions avec les neutres dominant mais que, au-delà, le taux de collision électronique calculé à partir du modèle exposé au paragraphe II.2 est plus important.

Table 2.IV.1: Taux de collisions avec les molécules neutres, en fonction de la distance au noyau

r =	1 km	500 km	50000 km
$n_{H_2O}(r) =$	$10 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$	$40 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$	$2 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$
$v_{relative} =$	$3.4 \cdot 10^4 \text{ cm/s (H}_2\text{O - H}_2\text{O)}$	$3.1 \cdot 10^4 \text{ cm/s (H}_2\text{O - HCN)}$	$2.8 \cdot 10^4 \text{ cm/s (CO - HCN)}$
$t_c \text{ (H}_2\text{O - HCN) =}$	$16 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$	0.06 s^{-1}	$3 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$
HCN: J=3 ← J: t_{c3j}	$2.8 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$	0.01 s^{-1}	$0.6 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$

=			
---	--	--	--

Table 2.IV.2: Estimations de taux de collisions électroniques

r =	1 km ($T_e = 50 K$)	500 km ($T_e = 50 K$)	50000 km ($T_e = 10000 K$)
$n_e(r) =$	4.10^6 cm^{-3}	8.10^3 cm^{-3}	44 cm^{-3}
$v_e =$	$44 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$	$44 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$	$623 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$
HCN:J=3←2:t_{ce3,2}=	$0.021 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$	0.041 s^{-1}	$63 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$
HCN:J=3←3:t_{ce3,3}=	$-0.037 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$	-0.077 s^{-1}	$-138 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$

Excitation radiative

La table 2.IV.3 donne quelques ordres de grandeur des taux d'excitation infrarouge des principales bandes de vibration des molécules HCN, CO et CH₃OH. Dans le cas du flux rayonné par les poussières, nous avons pris $L_d = 85\text{m}$, dans le cadre du modèle proposé au paragraphe III.2, d'après l'article de J. Crovisier et T. Encrenaz (1983). La dernière ligne donne les taux d'excitation à comparer à ceux des autres tables. On constate que le **pompage infrarouge** ne devient compétitif par rapport aux collisions, qu'assez loin du noyau (taux d'excitation de l'ordre de 10^{-4} s^{-1} à 5000 km). Mais à cette distance, même assez loin du soleil, les taux de pompage infrarouge dus au rayonnement des poussières sont bien inférieurs à ceux dus au rayonnement solaire.

Table 2.IV.3: Taux de pompage infrarouge dus au soleil et aux poussières et taux d'excitation des transitions

Exemple de molécule:	HCN	CO	CH ₃ OH
principales bande de vibration	$\nu_3^{\parallel} = 3311.47 \text{ cm}^{-1}$ $\nu_2^{\perp} = 713.46 \text{ cm}^{-1}$	$\nu_1^{\parallel} = 2143.27 \text{ cm}^{-1}$	$\nu_8 = 1033 \text{ cm}^{-1}$ $\nu_9 = 2970 \text{ cm}^{-1}$
Coefficient d'Einstein	$A_{\nu_3^{\parallel}} = 85 \text{ s}^{-1}$ $A_{\nu_2^{\perp}} = 1.7 \text{ s}^{-1}$	$A_{\nu_1^{\parallel}} = 34.4 \text{ s}^{-1}$	$A_{\nu_8} = 13 \text{ s}^{-1}$ $A_{\nu_9} = 71 \text{ s}^{-1}$
Taux d'excitation solaire:	(bande la plus forte:)		(Une des bandes: ν_9 .)
à 0.5 UA	$g_s^{\nu_3} = 14.8 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$	$g_s^{\nu_1} = 10.4 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$	$g_s^{\nu_9} = 14.0 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$
à 1.0 UA	$g_s^{\nu_3} = 3.7 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$	$g_s^{\nu_1} = 2.6 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$	$g_s^{\nu_9} = 3.5 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$
à 3.0 UA	$g_s^{\nu_3} = 0.4 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$	$g_s^{\nu_1} = 0.3 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$	$g_s^{\nu_9} = 0.4 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$
Excitation des poussières:	(bande la plus forte:)		(bande la plus forte):*
à 1 km ($T_d = 300\text{K}$)	$g_d^{\nu_2} = 290. \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$	$g_d^{\nu_1} = 2.0 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$	$g_d^{\nu_8} = 460. \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$
à 500 km	$g_d^{\nu_2} = 0.58 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$	$g_d^{\nu_1} = 0.004 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$	$g_d^{\nu_8} = 0.94 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$
à 50000 km	$g_d^{\nu_2} = 0.006 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$	$g_d^{\nu_1} = 0.00004 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$	$g_d^{\nu_8} = 0.009 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$
Excitation des transitions:			(calcul complexe faisant intervenir de nombreuses transitions et voies de pompage)
Soleil à 1.0 UA:	$g_{s \ 1 \rightarrow 3} = 170 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$	$g_{s \ 1 \rightarrow 3} = 130 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$	
Poussières à 5000 km:	$g_{d \ 1 \rightarrow 3} = 1.2 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$	$g_{d \ 1 \rightarrow 3} = 0.02 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$	

Notes: *: pour CH_3OH , l'excitation de la bande de torsion ν_{12} par un corps froid comme les poussières est comparable à celle de la bande ν_8 . Les paramètres des bandes de vibration de CH_3OH viennent de Bockelée-Morvan et al. (1994). Les indices d correspondent au rayonnement des poussières et s au soleil.

En l'absence de tout mécanisme de pompage, la **désexcitation spontanée** des niveaux va peupler les niveaux de plus en plus bas en énergie par un phénomène de cascade. La table 2.IV.4 donne quelques ordres de grandeur de l'inverse des durées de vie radiatives de niveaux de rotation souvent observés, ou principalement

peuplés, pour les molécules classiques: $\tau_i = \left(\sum_{E_j < E_i} A_{ij} \right)^{-1}$ (On pourra se référer à l'annexe A-IV, pour les

valeurs des A_{ij} pour d'autres transitions couramment observées). Pour les niveaux d'énergie élevée, cette désexcitation spontanée est parfois plus importante que le taux de pompage infrarouge solaire: ainsi dans le cas de HCN, l'équilibre de "fluorescence", qui s'établit loin du noyau sera peu favorable au niveau $J=3$ à 1 UA, qui se désexcite 5 fois plus facilement qu'il n'est peuplé par pompage infrarouge à partir du niveau $J=1$ (table 2.IV.3). Par contre c'est le cas inverse pour CO: pour le niveau $J=3$, on aurait $g_{s\ 1 \rightarrow 3} \cdot \tau_3 = 54 \gg 1$, ce qui signifie que le niveau $J=3$ sera assez bien peuplé à l'équilibre de fluorescence, d'où des "températures de rotation" (cf. Chapitre 1) bien plus élevées que pour HCN.

Table 2.IV.4: Taux de désexcitation spontanée de quelques niveaux de rotation moléculaires

Molécule/ énergie du niveau:	$E_i \approx 10\text{ K}$	$E_i \approx 20\text{ K}$	$E_i \approx 50\text{ K}$
HCN:	$1/\tau_1 = 24.0 \cdot 10^{-6}\text{ s}^{-1}$	$1/\tau_3 = 835.3 \cdot 10^{-6}\text{ s}^{-1}$	$1/\tau_4 = 2053 \cdot 10^{-6}\text{ s}^{-1}$
H_2O :			$1/\tau_{110} = 3460 \cdot 10^{-6}\text{ s}^{-1}$
CH_3OH :	$1/\tau_{301} = 12.3 \cdot 10^{-6}\text{ s}^{-1}$	$1/\tau_{303} = 81.3 \cdot 10^{-6}\text{ s}^{-1}$	$1/\tau_{701} = 172 \cdot 10^{-6}\text{ s}^{-1}$
CO:	$1/\tau_1 = 0.07 \cdot 10^{-6}\text{ s}^{-1}$	$1/\tau_2 = 0.66 \cdot 10^{-6}\text{ s}^{-1}$	$1/\tau_4 = 5.89 \cdot 10^{-6}\text{ s}^{-1}$

La table 2.IV.5 donne les taux **d'excitation directe en ondes millimétriques** dus aux différentes sources de rayonnement continu (On y a aussi inclut le rayonnement des poussières). En général le fond cosmologique est le plus efficace de ces mécanismes, sauf très près du soleil ($R_h < 0.5\text{ UA}$), où c'est de toute manière le pompage infrarouge par le rayonnement solaire qui est le mécanisme d'excitation radiative dominant. A plus de 3.2 UA du Soleil, les taux d'excitation par pompage infrarouge solaire de la table 2.IV.3 doivent être divisés par un facteur supérieur à 10, et deviennent comparables au taux d'excitation direct par le rayonnement à 2.7 K dans le cas de HCN. La table 2.IV.6 montre quel est l'effet sur la population à l'équilibre de fluorescence.

Table 2.IV.5: Taux d'excitations par les diverses sources de rayonnement millimétrique.

Exemple de Molécule:	HCN	CO	CH_3OH
Excitation solaire à 0.5UA:	$g_{2 \rightarrow 3} = 11.5 \cdot 10^{-6}\text{ s}^{-1}$ $g_{3 \rightarrow 4} = 19.4 \cdot 10^{-6}\text{ s}^{-1}$	$g_{1 \rightarrow 2} = 0.013 \cdot 10^{-6}\text{ s}^{-1}$ $g_{2 \rightarrow 3} = 0.025 \cdot 10^{-6}\text{ s}^{-1}$	$g_{201 \rightarrow 301} = 0.31 \cdot 10^{-6}\text{ s}^{-1}$ $g_{601 \rightarrow 701} = 1.52 \cdot 10^{-6}\text{ s}^{-1}$
Excitation solaire à 1 UA:	$g_{2 \rightarrow 3} = 2.87 \cdot 10^{-6}\text{ s}^{-1}$	$g_{1 \rightarrow 2} = 0.003 \cdot 10^{-6}\text{ s}^{-1}$	$g_{201 \rightarrow 301} = 0.08 \cdot 10^{-6}\text{ s}^{-1}$
Excitation solaire à 3 UA:	$g_{2 \rightarrow 3} = 0.32 \cdot 10^{-6}\text{ s}^{-1}$	$g_{1 \rightarrow 2} = 0.0003 \cdot 10^{-6}\text{ s}^{-1}$	$g_{201 \rightarrow 301} = 0.009 \cdot 10^{-6}\text{ s}^{-1}$
Excitation 2.73K:	$g_{2 \rightarrow 3} = 11.0 \cdot 10^{-6}\text{ s}^{-1}$ $g_{3 \rightarrow 4} = 5.20 \cdot 10^{-6}\text{ s}^{-1}$	$g_{1 \rightarrow 2} = 0.020 \cdot 10^{-6}\text{ s}^{-1}$ $g_{2 \rightarrow 3} = 0.077 \cdot 10^{-6}\text{ s}^{-1}$	$g_{201 \rightarrow 301} = 1.46 \cdot 10^{-6}\text{ s}^{-1}$ $g_{601 \rightarrow 701} = 0.51 \cdot 10^{-6}\text{ s}^{-1}$

Excitation des poussières à 1UA et r = 5000 km:	$g_{2 \rightarrow 3} = 1.1 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$	$g_{1 \rightarrow 2} = 0.0045 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$	$g_{201 \rightarrow 301} = 0.031 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$
	$g_{3 \rightarrow 4} = 1.9 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$	$g_{2 \rightarrow 3} = 0.0025 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$	$g_{601 \rightarrow 701} = 0.150 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$

Table 2.IV.6: Modification des populations des premiers niveaux de rotation de HCN à l'équilibre de fluorescence par le rayonnement à 3K.

Rh [UA]:	0.5	1.0	1.5	2.0	3.0	4.5	6.0
Pop. J=0: (%)	- 0.13	+ 2.97	+ 1.31	- 5.05	-17.0	-27.2	-32.2
Pop. J=1: (%)	- 0.25	- 3.27	- 4.55	- 3.00	+ 7.8	+40.1	+91.3
Pop. J=3: (%)	+ 0.28	+ 1.25	+ 3.00	+ 6.82	+22.6	+68.4	+144

Ce processus devient effectivement important à grande distance héliocentrique ($R_h > 3 \text{ UA}$). Il ne peut être négligé, car autrement nous risquerions d'avoir des résultats aberrants: à 6 UA, la température de rotation à l'équilibre de fluorescence pourrait être inférieure aux 2.73 K du fond cosmologique ($T_{\text{rot}(1-0)}^{\text{fluorescence}} = 1.8 \text{ K}$ au lieu de 3.4 K), donnant a priori une raie en absorption! Depuis que HCN et CH_3OH ont été détectés dans la comète Hale-Bopp à plus de 4.5 UA du Soleil (circulaires UAI n° 6377, 6384 et 6386), il est indispensable de prendre en compte ce processus pour interpréter ces observations.

Enfin, la Table 2.IV.7 donne la valeur de l'opacité des transition et de la probabilité d'échappement définie au paragraphe III.3, en fonction de la distance au noyau de la comète. Elle est calculée pour l'eau ($Q_{\text{H}_2\text{O}} = 10^{29} \text{ moléc./s}$) et pour deux molécules moins abondantes: HCN avec une abondance de 0.1% et CH_3OH avec 4% de H_2O . Nous donnons aussi la correction à apporter au taux de désexcitation spontanée, qui devient négligeable pour ces 2 dernières espèces à plus de 1000km du noyau, où les collisions ne deviennent plus le mécanisme dominant. Pour H_2O , ce formalisme montre qu'à grande distance (50000km), il est encore indispensable de tenir compte de l'auto-excitation de la molécule.

Table 2.IV.7: Opacité des transitions, probabilité d'échappement (β) et modification des taux de désexcitation spontanée

Distance r =	1 km	500 km	50000 km
HCN: $\tau_{1-0}(r)$:	4.211	0.009153	-0.000146
=> $\beta_{1-0}(r)$:	0.157097	0.983998	1.000073
$(1 - \beta_{1-0}(r))A_{10}$ (correction)	$2.028 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ (+ 84.3%)	$0.039 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ (+ 1.6%)	$-0.0002 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ (-0.01%)
H₂O: $\tau_{212-101}(r)$:	88929.617	196.740	2.148845
=> $\beta_{212-101}(r)$:	0.000008	0.003389	0.287069
$(1 - \beta(r))A_{212-101}$ (correction)	$5.589 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ (+100. %)	$5.570 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ (+ 99.7%)	$3.984 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ (+ 71.3%)
CH₃OH: $\tau_{111-001}(r)$:	17.618	0.039205	0.000891
=> $\beta_{111-001}(r)$:	0.037841	0.945933	0.997922
$(1 - \beta(r))A_{111-001}$ (correction)	$3.189 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ (+ 96.2%)	$0.179 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ (+ 5.4%)	$0.007 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ (+ 0.2%)

Application au calcul des populations

Une fois mis en place le système différentiel qui lie les populations à leur dérivée, la programmation informatique est assez simple:

- Les conditions initiales sont définies par un équilibre thermique à la température donnée, à $r = 1$ km;
- Nous avons choisi un pas logarithmique de $1/20$ ($r_{n+1} = 1.122r_n$), la distance finale étant de l'ordre de 7 fois la longueur d'échelle de la molécule;
- A chaque distance (r_n) il faut redéfinir le système différentiel, par le calcul des matrices de collision principalement, qui dépendent des variables radiales ($n(r_n)$, r_n , $T_e(r_n)$,...). Les autres matrices (excitation radiative externe) sont indépendantes de r_n .

Plusieurs méthodes numériques permettent d'intégrer le système différentiel du rayon r_n à r_{n+1} . Toutefois, il faut faire attention au fait que ce système d'équations différentielles linéaires est particulier et qualifié de "difficile" ("stiff system" en anglais), car il comporte des coefficients pouvant différer de plusieurs ordres de grandeur. Nous utiliserons des méthodes comme celle de Gear utilisée par Crovisier (1987); dans le cas de molécules linéaires certaines procédures numériques plus simples peuvent être employées.

Le programme utilisé fonctionne avec un nombre fini de niveaux d'énergie de rotation. Dans certains cas moins d'une centaine suffit largement, car la population des niveaux d'énergie élevée est négligeable dans toute l'atmosphère. D'autre part, démarrer le calcul des populations à $r = 1$ km ou 20 km (ce qui pourrait correspondre à différentes tailles de noyaux cométaires) n'a pas d'importance: à 20 km la population est encore thermique et cette partie des molécules ne contribue quasiment pas au flux reçu au radiotélescope.

Conclusion

Nous avons passé en revue la majorité des voies possibles d'excitation des niveaux de rotation d'une molécule dans une atmosphère cométaire. Nous pouvons ainsi sélectionner ceux qui sont dominants pour interpréter les observations de comètes présentées dans le chapitre suivant. Cependant, comme on a pu le voir, certaines grandeurs sont mal connues et d'autres restent des paramètres libres des modèles que nous essayerons de contraindre par les observations. La *figure 2.IV.8* permet de résumer, sur l'exemple de la molécule HCN, l'effet des principaux mécanismes d'excitation des niveaux de rotation d'une molécule, dans une atmosphère cométaire en expansion radiale:

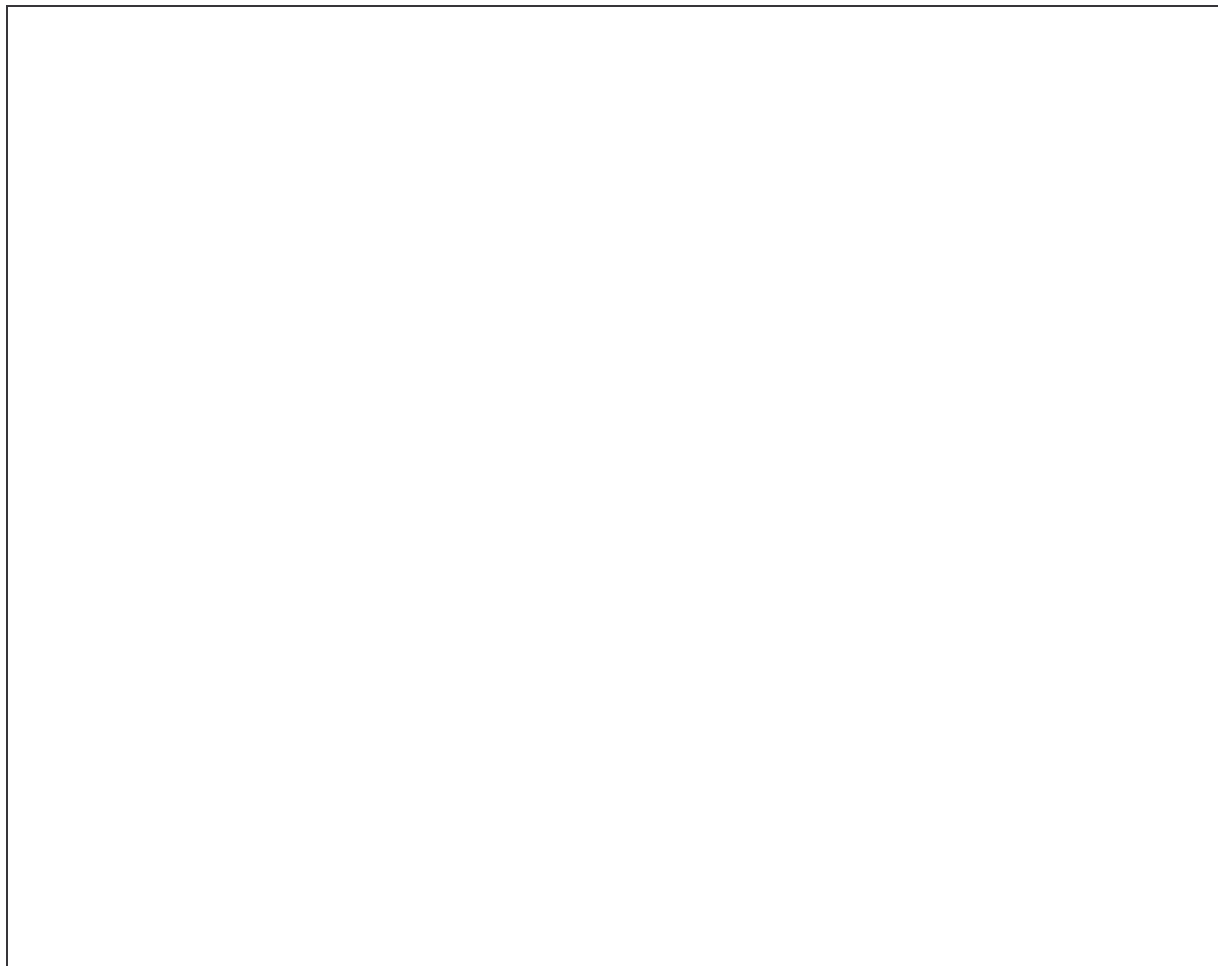
[1] Etablissement d'un **équilibre thermique** dans la région interne ($r < 1000$ km), dominée par les collisions avec les neutres;

[2] Une **zone intermédiaire** autour de 1000 à 10000 km, qui peut être dominée par les collisions électroniques, dont les paramètres relatifs au profil de densité et de température sont mal connus. Avec des ordres de grandeur tout à fait réalistes, ces collisions peuvent jouer un rôle non négligeable, d'autant plus que c'est la région de l'atmosphère à laquelle les observations radio sont les plus sensibles;

[3] Enfin, au-delà de 10000 km du noyau environ, c'est un régime d'excitation radiative qui domine, le plus souvent par pompage infrarouge par le rayonnement solaire, mais avec une contribution non négligeable de

l'excitation directe des niveaux de rotation par le rayonnement de fond à 3K, à grande distance héliocentrique. Loin du noyau il finit ainsi par s'établir un **équilibre de fluorescence**.

figure 2.IV.8: Résultat du calcul de la population relative des premiers états excités de rotation de la molécule HCN, en fonction de la distance au noyau, dans l'atmosphère d'une comète "moyenne".



D'autres mécanismes d'excitation collisionnelle ou radiative existent, mais ils sont souvent minoritaires (pour les caractéristiques des comètes observées jusqu'à présent) par rapport à ceux énoncés ci-dessus. Cependant, le cas de l'eau est particulier, puisque c'est la seule molécule à avoir des transitions optiquement épaisses loin du noyau et à nécessiter un calcul approché de l'absorption et ré-émission des photons.

L'annexe A-II présente la deuxième partie du programme d'exploitation des observations cométaires en ondes radio. Il calcule les caractéristiques (forme et intensité) des raies observées à partir des populations ainsi déterminées et des paramètres d'observation. Ces deux programmes, avec le lot de paramètres nécessaires et à contraindre par les observations, ont servi à l'exploitation des observations cométaires présentées dans les deux chapitres suivants.

Références du chapitre

- Altwegg, K., Balsiger, H., Geiss, J., Goldstein, R., Ip, W.-H., Meier, A., Neugebauer, M., Rosenbauer, H. and Shelley, E.** *Astron. Astrophys.* **279**, 260-266, **1993**
"The ion population between 1300 km and 230000 km in the coma of comet P/Halley"
- Altwegg, K., Balsiger, H. and Geiss, J.** *Astron. Astrophys.* **290**, 318-323, **1994**
"Abundance and origin of the CH_n⁺ ions in the coma of comet P/Halley"
- Anderson, T., De Lucia, F.C., Herbst, E.** *Astrophys. J. Suppl.* **72**, 797-814, **1990**
"Additional measurements and a refined analysis of the millimeter- and submillimeter-wave spectrum of methanol"
- Anderson, T., Herbst, E., De Lucia, F.C.** *Astrophys. J. Suppl.* **82**, 405-444, **1992**
"An extension of the high-resolution millimeter- and submillimeter-wave spectrum of methanol to high angular momentum quantum numbers"
- Bockelée-Morvan, D. and Crovisier, J.** *Astron. Astrophys.* **151**, 90-100, **1985**
"Possible parents for the cometary CN radical: photochemistry and excitation conditions"
- Bockelée-Morvan, D.** *Astron. Astrophys.* **181**, 169-181, **1987a**
"A model for the excitation of water in comets"
- Bockelée-Morvan, D.** Thèse d'Etat - Université Paris VII, **1987b**
"Les conditions d'excitations des molécules mères dans les atmosphères cométaires: application à l'eau et à l'acide cyanhydrique"
- Bockelée-Morvan, D. and Crovisier, J.** *Astron. Astrophys.*, **264**, 282-291, **1992**
"Formaldéhyde in comets II. Excitation of the rotationnal lines"
- Bockelée-Morvan, D., Crovisier, J., Colom, P., and Despois, D.** *Astron. Astrophys.*, **287**, 647-665, **1994**
"The rotational lines of methanol in comets Austin 1990 V and Levy 1990 XX"
- Cravens, T.E.** *Adv. Space Research*, **7**(12), 147-158, **1987**
- Crovisier, J., and Encrenaz, T.** *Astron. Astrophys.* **126**, 170-182, **1983**
"Infrared fluorescence of molecules in comets: the general synthetic spectrum"
- Crovisier, J.** *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **68**, 223-258, **1987**
"Rotational and vibrational synthetic spectra of linear parent molecules in comets"
- Crovisier, J.** *Astron. Astrophys.* **213**, 459-464, **1989**
"The photodissociation of water in cometary atmospheres "
- Crovisier, J.** *Journ. of Geophys. Research* **99**(E2), 3777-378, **1994**
"Photodestruction rates for cometary parent molecules "
- Dang-Nhu, M., Allegrini, M., Moruzzi, G.** *J. of Molec. Spectr.* **140**, 412-415, **1990**
"The Partition Functions of Methanol"
- Eberhardt, P. And Krankowsky D.** *Astron. Astrophys.* **999**, 999-675, **1994**
"The electron temperature in the inner coma of comet P/Halley"
- Gombosi, T.I., Horanyi, M., Kecskemety, K., Cravens, T.E., and Nagy, A.F** *Astrophys. J.* **268**, 889-898, **1983**
"Charge Exchange in SolarWind-Cometary Interactions"

- Green, S.** *Astrophys. J.* **412**, 436-440, **1993**
 "Collisional excitation of CO by H₂O: an astrophysicist's guide to obtaining rate constants from coherent anti-stokes raman line shape data"
- Häberli, R.M.,** Altwegg, K., Balsiger, H. and Geiss, J. *Astron. Astrophys.* **297**, 881-891, **1995**
 "Physics and chemistry of ions in the pile-up region of comet P/Halley"
- Hu, H-Y.,** Larson, H.P., Hsieh, K.C. *Icarus*, **91**, 238-250, **1991**
 "Theoretical Description of Spectral Line Profiles of Parent Molecules in Cometary Comae"
- Huebner, W.F.,** Keady, J.J., Lyon, S.P. *Astrophys. Space Sci.*, **195**, 1-294, **1992**
 "Solar photorates for planetary atmospheres and atmospheric pollutants"
- Ip, W.-H.,** Fink, U. and Johnson, J.R. *Astrophys. J.* **293**, 609-615, **1985**
 "CCD observations of comet Tuttle 1980 XIII: the H₂O⁺ ionosphere"
- Itikawa, Y.** *J. Of the Phys. Soc. of Japan*, **32**, 217-226, **1972**
 "Rotational Transition in an Asymmetric-Top Molecule by Electron Collision: Applications to H₂O and H₂CO"
- Lämmerzahl, P.,** Krankowsky, D., Hodges, R.R. et al. *Astron. Astrophys.* **187**, 169-173, **1987**
 "Expansion velocity and temperatures of gas and ions measured in the coma of comet P/Halley"
- Lees, R.M.,** et al. *J. of Molec. Spectr.* **153**, 511-577, **1992**
 "The Spectrum of CH₃OH between 200 and 350 cm⁻¹: Torsional Transitions and Evidence for State Mixings"
- Lees, R.M.** *Astrophys. J.* **184**, 763-771, **1973**
 "On the E₁-E₂ labeling of energy levels and the anomalous excitation of interstellar methanol"
- Litvak, M.M.,** and Rodriguez Kuiper, E.N. *Astrophys. J.*, **253**, 622-633, **1982**
 "Cometary NH: Ultraviolet and submillimeter emission"
- Rybicki, G.B.** "Methods in Radiative Transfer", p.21, **1984**
 eds. W.Kalkofen, *Cambridge Univ. Press*
 "Escape probability methods"
- Schmidt, H.U.,** Wegmann, R., Huebner W.F. and Boice, D.C. *Computer Physics Comm.*, **19**, 17, **1988**
 "Cometary gas and plasma flow with detailed chemistry"
- Sobolev, A.M.** and Makarov, S.V. *Sov. Astron.* **28**(6), 720, Nov.-Dec. **1984**
 "Stimulation of H₂O rotational transitions by electron impact"
- Xie, X.,** and Mumma, M.J. *Astrophys. J.* **386**, 720-728, **1992**
 "The effect of electron collision on rotational populations of cometary water"

CHAPITRE 3

Les observations de comètes près du soleil

Mots clés: *Éléments orbitaux, observations millimétriques, aires de raies, géométrie de dégazage, conditions d'excitation, taux de production, abondances relatives.*

Introduction

Préliminaire: *Chaque comète observée en onde radio est présentée par une image montrant son aspect général (dessin amateur), et une table des principales caractéristiques. Cette table résume ce que l'on connaît sur la comète, intéressant pour son origine et son évolution (caractéristiques orbitales et du noyau). Les références utilisées sont en général les circulaires UAI, MPC, ou autres catalogues d'éléments orbitaux (auteurs B.G. Marsden, S. Nakano, D.K. Yeomans, P. Rocher). Les caractéristiques de luminosité (magnitude absolue et indice d'activité) sont tirées des valeurs publiées dans l'International Comet Quarterly (numéro d'octobre 1995), ou de l'ensemble des estimations de magnitudes totales m_1 qui y sont rassemblées. Enfin pour le noyau lui-même, lorsque les informations existent, on donne période de rotation et sa taille, éventuellement estimée (ou une limite supérieure) à partir de mesures de magnitudes nucléaires (supposant un albédo de 4%).*

Les outils servant à l'exploitation des observations radioastronomiques ont été exposés au paragraphe IV du premier chapitre. Pour chaque comète, la démarche adoptée est donc la suivante:

[1] Les **observations** disponibles ont été réduites et seront présentées dans une table, accompagnées des paramètres caractérisant les conditions d'observation (date, distances et pointage) et éventuellement de données sur les formes des raies, lorsque le rapport signal sur bruit le permet.

[2] Ensuite nous déterminerons les paramètres du modèle qui serait le mieux adapté pour les interpréter. Il s'agit d'une part de caractériser les **conditions d'excitation** des molécules dans l'atmosphère cométaire, avec la température du gaz et les taux de collisions (ils dépendent des profils de densité des molécules neutre et des électrons). Les données observationnelles seront aussi utilisées pour contraindre la **géométrie du dégazage**. L'analyse des formes de raies servira à estimer la **vitesse d'expansion** moyenne. Dans certains cas nous chercherons aussi à modéliser une anisotropie de dégazage, lorsqu'elle est suggérée par des observations de jets en lumière visible, et par l'asymétrie des profils des raies observées.

[3] Enfin, le ou les modèles retenus permettront de calculer les **taux de production** de chacune des molécules observées. Ces données seront converties en **abondances relatives** par rapport à l'eau, dont le taux de dégazage est estimé à partir des observations du radical OH, qui est pour 90% le produit de photodissociation de H₂O (Crovisier et al. 1994). Nous donnerons aussi les abondances relatives par rapport à HCN, qui a été observé dans toutes ces comètes. De plus, les taux de production de HCN sont calculés avec le même modèle et ces abondances relatives ne seront pas affectées par les erreurs propres aux modèles utilisés pour l'interprétation des observations du radical OH.

Le chapitre 5 présente finalement la synthèse comparative des résultats obtenus pour chaque comète.

Les comètes de ce chapitre sont regroupées par nature d'orbite, car nous avons vu qu'elle nous renseigne sur l'origine de ces objets. Un des objectifs de l'étude des comètes sera de chercher s'il existe un lien entre leur composition chimique relative, leur origine et leur histoire. Les premières comètes étudiées (parties I et II) sont celles à "longue période", issues du nuage de Oort, et relativement "fraîches". La partie III étudie les comètes de la famille de Halley, à plus courte période (elles sont déjà passées un grand nombre de fois au périhélie) mais qui auraient la même origine. La dernière partie regroupe les observations de 3 comètes de la famille de Jupiter, qui seraient issues de la ceinture de Kuiper.

Un certain nombre d'abréviations seront couramment utilisées et sont définies ci-dessous:

IRAM: Radiotélescope(s) de l'Institut de RadioAstronomie Millimétrique: antenne de 30 m de diamètre située en Espagne (cf. annexe A-III) essentiellement, ou réseau des 4 antennes du Plateau de Bure près de Grenoble;

JCMT: James Clerk Maxwell Telescope, antenne sub-millimétrique de 15m de diamètre à Hawaii (annexe A-III);

CSO: Caltech Submillimeter Observatory: antenne sub-millimétrique de 10.4m à Hawaii;

UA: Unité Astronomique = 149597870 km;

R_h : Distance héliocentrique de la comète [exprimée en UA];

Δ : Distance géocentrique de la comète [exprimée en UA];

σ ou rms: erreur quadratique moyenne du bruit mesurée sur la ligne de base d'un spectre (hors raie), dans le cas d'un bruit gaussien, un intervalle de $\pm 3\sigma$ correspond à une probabilité de 99.7%;

Beam_eff: "Beam efficiency", efficacité du lobe principal (fraction du signal venant du lobe principal): facteur servant à la conversion des intensités mesurées en température de brillance sur le lobe principal (défini dans l'annexe A.I);

Lobe: largeur angulaire à mi puissance du profil de sensibilité (en général gaussien) d'un radiotélescope;

P.A.: Position Angulaire mesurée sur le plan du ciel, dans le sens trigonométrique, à partir de la direction du pôle nord;

T_{rot} : abréviation de Température de rotation (définie dans le chapitre 1);

L_p : Longueur d'échelle du parent d'une molécule, dans le cas d'une source étendue: à une distance r du noyau de la comète la quantité de molécules parentes convertie en molécules filles vaut $\exp(-r/L_p)$.

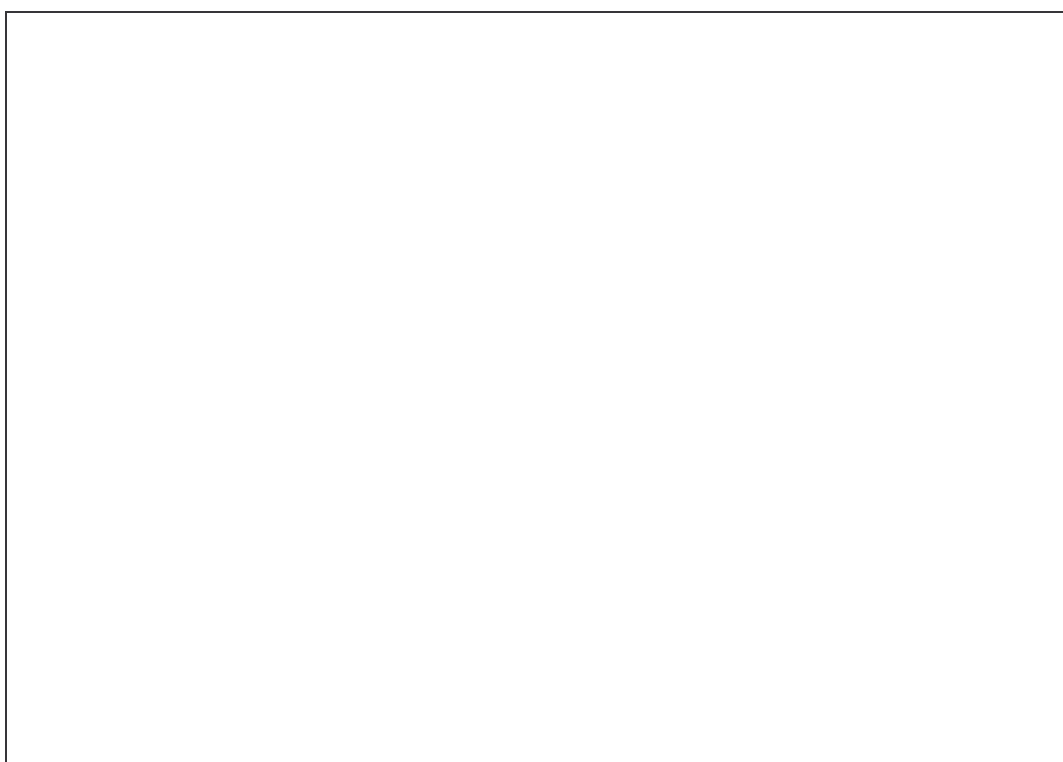
I. Comètes à longue période

Dans ce premier paragraphe, ainsi que le suivant, sont regroupées les 5 comètes détectées en ondes millimétriques près du soleil, appartenant aux "comètes à longue période". La comète Hale-Bopp, observée à plus grande distance héliocentrique est présentée dans le chapitre 4, mais elle fait aussi partie de cette catégorie. Cependant les comètes Szecepanski, Tabur et Hale-Bopp, ont une période orbitale déterminée et relativement courte à l'échelle astronomique (2000 à 4000 ans). La période orbitale de Hyakutake serait bien plus grande et les comètes Austin et Levy proviennent directement du nuage de Oort.

I.1 Comète Austin

Caractéristiques principales

<i>Désignation définitive:</i>	C/1989 X1, 1990V	<i>Nom:</i>	Austin
<i>Date de découverte:</i>	6 décembre 1989	<i>Magnitude Absolue:</i>	+8.5 (post-périhélie)
<i>Périhélie :</i>	0.3498 UA	<i>Indice d'activité :</i>	3.2 (post-périhélie)
<i>Excentricité :</i>	1.0002	<i>Diamètre :</i>	
<i>Aphélie (initiale):</i>	62000 UA environ	<i>Période de rotation :</i>	
<i>Période orbitale initiale :</i>	5 10⁶ ans environ	<i>Appartenance :</i>	comète longue période
<i>Inclinaison :</i>	58.956°	<i>Origine :</i>	Nuage de Oort



(Comète Austin le 25-05-90 à 1h45 TU - T200mm x159 - champ 5' x 7')

Découverte par un astronome amateur plus de 4 mois avant son passage au périhélie, cette comète promettait d'être très brillante (magnitude visuelle attendue autour de 2.5) à son passage au périhélie le 24 mai 1990, à seulement 0.24 UA de la Terre. Seulement, c'est un bon exemple du caractère imprévisible des comètes: son activité et éclat ont chuté rapidement après son passage au périhélie, et elle n'a brillé qu'à la magnitude 5.5 fin mai 1990. Cette comète a été observée au 30m de l'IRAM le 2 avril et du 21 au 25 mai 1990. Ces observations ont permis la première identification de H₂S (Crovisier et al. 1991) et de CH₃OH (Bockelée-Morvan et al. 1994) dans une comète. H₂CO (Colom et al. 1992) et HCN ont également été détectées. Ces données seront analysées conjointement, ce qui permettra de mieux contraindre les modèles.

La Table 3.I.1.1 présente les raies observées et leur caractéristiques, ainsi que l'écart de pointage moyen ("offset") pour chaque observation. Il faut noter que les observations à l'IRAM ont été affectées par des problèmes de pointage (erreurs d'éphémérides et problèmes dus à l'absence de sources de pointage proches de la comète). Les écarts de pointage ont pu être estimés a posteriori avec la méthode décrite dans Colom et al. (1992), similaire à celle développée dans l'annexe A-I.

Table 3.I.1.1: Comète C/1989 X1 (Austin): données observationnelles au 30m de l'IRAM.

Date	Integ. (min)	Raie	Rh (UA)	Delta (UA)	Lobe (")	offset (")	Aire(Kkm/s)	ΔV km/s
02.57/04/90	188	HCN(1-0)	0.517	1.187	26.8	9.5 P.A.=122	< 0.179	
21.26/05/90	260	HCN(1-0)	1.073	0.253	26.8	6.4 P.A.=225	0.271 \pm 0.038	-0.28 \pm 0.14
22.22/05/90	230	HCN(1-0)	1.091	0.247	26.8	7.4 P.A.=198	0.068 \pm 0.042	-0.16 \pm 0.49
23.25/05/90	260	HCN(1-0)	1.111	0.241	26.8	6.6 P.A.=215	0.229 \pm 0.055	+0.58 \pm 0.19
23.25/05/90	260	HCN(3-2)	1.111	0.241	10.8	6.6 P.A.=241	1.16 \pm 0.14	-0.17 \pm 0.07
24.23/05/90	280	HCN(1-0)	1.130	0.238	26.8	7.4 P.A.=234	0.270 \pm 0.093	
24.23/05/90	280	HCN(3-2)	1.130	0.238	10.8	4.0 P.A.=274	1.49 \pm 0.31	
23.25/05/90	260	H ₂ S ₁₁₀₋₁₀₁	1.111	0.241	15.2	7 P.A.=220	0.16 \pm 0.05	
24+25/05	375	H ₂ S ₁₁₀₋₁₀₁	1.136	0.238	15.2	5 P.A.=200	0.32 \pm 0.05	-0.09 \pm 0.09
						11 P.A.=240	0.18 \pm 0.05	
25.32/05/90		CH ₃ OH ₃₀₁₋₂₀₁ CH ₃ OH ₃₁₄₋₂₁₄ CH ₃ OH ₃₀₃₋₂₀₃ CH ₃ OH ₃₁₃₋₂₁₃ CH ₃ OH _{32E-22E}	1.150	0.237	17.3	9 P.A.=271	0.313 \pm 0.053 0.200 \pm 0.050 0.100 \pm 0.040 0.145 \pm 0.038 0.116 \pm 0.053	
25.32/05/90	90	CH ₃ OH ₃₀₁₋₂₀₁ CH ₃ OH ₃₁₄₋₂₁₄ CH ₃ OH ₃₀₃₋₂₀₃ CH ₃ OH ₃₁₃₋₂₁₃ CH ₃ OH _{32E-22E}	1.150	0.237	17.3	11 P.A.=261	0.256 \pm 0.045 0.138 \pm 0.045 0.088 \pm 0.032 0.130 \pm 0.032 0.085 \pm 0.045	
25.12/05/90	75	CH ₃ OH ₂₀₁₋₁₀₁	1.147	0.237	24.7	8.6 P.A.=234	0.120 \pm 0.042	
21.26/05/90	260	H ₂ CO ₃₁₂₋₂₁₁	1.073	0.253	12.3	3 P.A.=222 6.9 P.A.=228 9.6 P.A.=262 13.3 P.A.=269	0.33 \pm 0.07 0.30 \pm 0.04 0.22 \pm 0.06 0.17 \pm 0.09	
22.23/05/90	230	H ₂ CO ₃₁₂₋₂₁₁	1.091	0.247	12.3	5.2 P.A.=208 8.8 P.A.=254 17.5 P.A.=230	0.28 \pm 0.07 0.23 \pm 0.05 0.19 \pm 0.06	
25.19/05/90	196	H ₂ CO ₃₁₂₋₂₁₁	1.148	0.237	12.3	4.7 P.A.=115 8.5 P.A.=256 16.6 P.A.=261	0.27 \pm 0.07 0.15 \pm 0.06 0.12 \pm 0.04	
22-25/05/90 (moyenne)	586	H ₂ CO ₃₁₂₋₂₁₁	1.096 1.091 1.104	0.247 0.248 0.246	12.3	4.5 P.A.=191 8.2 P.A.=247 16.8 P.A.=247	0.29 \pm 0.03 0.24 \pm 0.02 0.17 \pm 0.03	-0.12 \pm 0.06

Figure 3.I.1a: Diagramme permettant de contraindre les conditions d'excitation et les taux de productions (avec leurs incertitudes) à partir des mesures de température de rotation des raies HCN(3-2) et (1-0) dans la comète Austin le 23 mai 1990. Il présente 3 modèles de collisions pour différentes température.

Figure 3.I.1b: Diagramme permettant de contraindre les conditions d'excitation et les taux de productions (avec leurs incertitudes) à partir des mesures de température de rotation des raies du méthanol à 145 GHz dans la comète Austin le 25 mai 1990. Il présente 3 modèles de collisions pour différentes température.

Table 3.I.1.2: Comète Austin: contraintes observationnelles pour l'étude de la distribution spatiale du gaz

Date	Raie	Rh (UA)	Delta (UA)	Lobe (")	offset (")	Angle de Position moyen	Aire(Kkm/s)	ΔV km/s
21-23/05/90	HCN(1-0)	1.091	0.247	26.8	6.2	133°: [90 à 180]	0.429 ±0.063	-0.09 ±.13
					8.4	219°: [180 à 270]	0.164 ±.030	+0.09 ±.13
					6.9	316°: [270 à 360]	0.138 ±.081	
23.24/05/90	HCN(3-2)	1.111	0.241	10.8	3.7	[0 à 5.4"] 257°	1.44 ±.19	
					8.1	[5.4 à 10.8"] 245°	1.11 ±.12	
					13.8	[10.8 à 16.2"] 240°	0.36 ±.28	

Conditions d'excitation

Diagrammes de contrainte des conditions d'excitation:

Les figures 3.I.1a et b (comète Austin), 3.I.2b et c (comète Levy) et 3.III.1a, b et c (comète 109P/Swift-Tuttle) présentent des diagrammes qui sont utilisés pour contraindre les conditions d'excitation dans les atmosphères de ces comètes. Qu'il s'agisse de la molécule HCN ou du méthanol, ils comportent 2 parties.

La première (échelle verticale de gauche) concerne les températures de rotation: dans la partie basse du schéma, on a représenté une zone grisée correspondant au domaine de température de rotation observé, et 4 courbes pour des modèles de collisions différents. Pour les modèles 1 à 3, et dans le cas où toutes les molécules sont à l'équilibre de fluorescence (droite "Fluorescence"), on a représenté l'évolution de la température de rotation prédite par le modèle en fonction de la température cinétique.

La deuxième partie (échelle verticale de droite, décalée vers le haut), donne le taux de production, que l'on peut déduire à partir des observations et de chacun des 3 modèles, en fonction de la température cinétique. De plus on a représenté la barre d'erreur sur le taux de production (courbes inférieures et supérieures) qui tient compte de la dispersion entre les intensités prédites pour les raies et celles données par le modèle. Les meilleurs modèles sont ceux qui prédisent une température de rotation proche de celle observée et qui, par conséquent, vont donner l'erreur minimale sur les taux de production (étrangement bien visible sur la figure 3.I.1a par exemple).

Plusieurs raies de HCN et du méthanol ont été observées simultanément (Table 3.I.1.1) et vont nous permettre de contraindre les conditions d'excitation (température cinétique et rôle des collisions électroniques) des molécules dans l'atmosphère de cette comète.

Nous nous sommes intéressés en premier lieu aux observations de HCN: le rapport des raies HCN(3-2) et HCN(1-0) vaut 5.07 ± 1.36 le 23, et 5.52 ± 2.22 le 24 mai, ce qui correspond à des températures de rotation de 18.7 ± 4.4 K et 15.7 ± 4.7 K respectivement. Ces valeurs ont été déterminées en tenant compte des différentes densités de colonne dues aux dimensions des lobes et aux effets de pointage, calculées dans le cas d'un modèle de distribution de densité de HCN isotrope. La température de rotation prédite à l'équilibre de fluorescence pour

les niveaux $J = 3$ et $J = 1$ de HCN est de 9.2 K, ce qui suggère que la température de l'atmosphère interne est supérieure à 20 K.

La *figure 3.1.1a* présente les contraintes que l'on peut obtenir à partir de ces observations, et pour la valeur adoptée de la section efficace de collision avec les neutres ($5 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$), même en l'absence de collisions électroniques, la température du gaz devrait être inférieure à 30K. Cependant la raie de HCN(3-2) étant délicate à observer à l'IRAM (limite de bande du récepteur, lobe étroit, calibration pas très précise, et rendement en lobe revus à la baisse à 1.3mm dans les mesures d'efficacité plus récentes), il est possible que le signal soit un peu sous-estimé. De plus les 2 raies de HCN sont observées avec des lobes très différents en taille (facteur 2.5), ce qui n'est pas le cas des raies du méthanol.

Des contraintes sur les conditions d'excitation sont également fournies par les 5 raies à 145 GHz du méthanol dont la température de rotation vaut 27.5 ± 10 K. Ces observations s'interprètent mieux avec des températures et taux de collisions plus élevés que dans le cas de HCN (*figure 3.1.1b*). Il n'est pas évident de bien interpréter les observations de HCN et du méthanol avec un même modèle, mais pour les raisons évoquées ci-dessus, nous accorderons un poids plus important aux contraintes fournies par les 5 raies du méthanol. Le meilleur compromis correspond à une température $T = 30\text{K}$, et une densité électronique divisée par 2 par rapport au modèle par défaut du chapitre 2 ($x_{ne} = 0.5$). Les autres paramètres sont $X_{rc} = 0.2$ et $\Delta T_e = 1000\text{K}$, valeur à laquelle les modèles sont peu sensibles. Le meilleur compromis pour x_{ne} et X_{rc} a été déterminé sur des représentations à 3 dimensions (minimum de l'erreur relative en fonction des paramètres x_{ne} et T , ou X_{rc} et T). On constatera de toute manière sur la *figure 3.1.1a* que le taux de production de HCN est en fait peu sensible aux modèles. D'autre part, la géométrie du dégazage adoptée dans le paragraphe suivant va contribuer à réduire le désaccord apparent entre HCN et CH_3OH .

Modèle de dégazage

Comme il a été exposé au chapitre 1, le profil des raies permet de contraindre la vitesse d'expansion du gaz. Les raies observées dans la comète Austin sont légèrement asymétriques et présentent décalage vers le bleu de -0.1 km/s , indiquant un dégazage préférentiel vers la Terre. En examinant de près le profil des différentes raies observées à haute résolution spectrale, on observe que l'intensité est divisée par 2 à $v = -0.9 \pm 0.1 \text{ km/s}$ et à $v = +0.8 \pm 0.1 \text{ km/s}$. A la température de 30K, on attend une contribution de l'ordre de 0.1 km/s pour l'élargissement thermique. Pour modéliser la forme de raie avec un modèle de dégazage anisotrope nous adopterons donc une vitesse d'expansion de **0.8 km/s**.

Au moment des observations l'angle de phase valait 70 à 50° , et la direction solaire était à l'angle de position P.A. = 65° . Bien que nous ne disposions pas d'observations dans le quadrant vers le soleil, la distribution de HCN(1-0) (Table 3.1.1.2), montre clairement un dégazage plus important vers le soleil (P.A.= 133°) que dans la direction opposée (P.A. = 219° et 316°). Nous avons adopté un modèle de dégazage légèrement asymétrique, se faisant principalement dans l'équivalent d'un cône d'angle solide $\frac{3}{4}\pi$, dirigé vers le soleil, auquel nous avons superposé une émission isotrope (*Figure 3.1.1c*). Les décalages des raies calculés avec cette géométrie sont d'environ -0.08km/s .

Figure 3.I.1c: Schéma en coordonnées sphériques montrant le modèle de géométrie de dégazage anisotrope pour la comète Austin (et Levy): la partie grisée correspond à la partie jet 2, symétrique par rapport au plan du dessin, et ne couvrant pas 4π stéradians.

Figure 3.I.1d: Spectre du formaldéhyde obtenu du 21 au 25 mai 1990 dans la comète Austin (en pointillés), superposé à la simulation de forme de raie avec le modèle de dégazage de la figure précédente et une dispersion cinétique correspondant à une température de 30 K.

Figures 3.1.1e: Spectres de HCN(1-0) et (3-2) entre les 21 et 24 mai 1990 dans la comète Austin (en pointillés), superposés aux simulations de formes de raies avec le modèle de dégazage de la figure 3.1.1c et une dispersion cinétique correspondant à une température de 30K.

Taux de production

Les taux de production de HCN et H₂CO ont été calculés en tenant compte des observations à des poses décalées (tables 3.I.1.2 et 3.I.1.1). Le calcul a été optimisé par la méthode des moindres carrés et les barres d'erreurs données dans la table 3.I.1.3 incluent la dispersion résiduelle. Un des paramètres libre pour H₂CO était la longueur d'échelle de la source étendue. Nous avons tenté de la contraindre à partir de la distribution de signal observée entre les différentes poses. Pour des valeurs testées de 0, 2000, 5000 et 10000 km, la dispersion relative entre les taux de production dérivés des diverses observations sur la moyenne des 3 jours (la même tendance est cependant observée chaque jour) vaut respectivement 70%, 34%, 22% et 17%. L'optimum se trouve en fait entre ces 2 dernières valeurs autour de **L_p = 7000 km**, pour la longueur d'échelle de l'éventuel parent du formaldéhyde. Nous avons représenté sur *les figures 3.I.1d et e* une superposition des raies observées avec le profil simulé.

La table 3.I.1.3 présente les taux de production des 4 molécules observées à l'IRAM calculés à partir du modèle présenté précédemment. Le modèle de dégazage anisotrope permet d'obtenir des valeurs relativement proches à partir des raies HCN(1-0) et (3-2) les 23 et 24 mai. De plus, il représente en partie l'asymétrie spatiale observée pour HCN(1-0), bien qu'il reste une dispersion notable dans les taux de production calculés à partir de ces données (table 3.I.1.2). On remarquera qu'il existe aussi des variations importantes du taux de production de HCN, notamment entre le 21 et 22 mai, ces observations étant cependant moins bien contraintes. Ces données montrent également des fluctuations journalières de +/-30 à 40% pour les autres molécules comme H₂S et H₂CO, qui sont peut-être liées à des variations réelles de l'activité de la comète.

Table 3.I.1.3: Comète Austin: Taux de production moléculaires

Date	Distance au soleil	Molécule	Taux de production	Remarque
2.6/04/1990	0.517 UA	H ₂ O	$2.0 \cdot 10^{29}$ moléc./s	
		HCN	$<11.0 \cdot 10^{26}$ moléc./s	
21-25/05/1990	1.07-1.15 UA	H ₂ O	$3.5 \cdot 10^{28}$ moléc./s	
21.3/05/1990	1.073	HCN (raie 1-0)	$6.1 \pm 0.9 \cdot 10^{25}$ moléc./s	
22.2/05/1990	1.091	HCN (raie 1-0)	$1.7 \pm 1.0 \cdot 10^{25}$ moléc./s	
23.2/05/1990	1.111	HCN (raies 1-0 + 3-2)	$4.2 \pm 0.5 \cdot 10^{25}$ moléc./s	Q _{CN} = $4.8 \cdot 10^{25}$ s ⁻¹
24.2/05/1990	1.130	HCN (raies 1-0 + 3-2)	$4.3 \pm 1.2 \cdot 10^{25}$ moléc./s	
21-23/05/1990	1.092	HCN ("carte" 1-0)	$5.2 \pm 2.2 \cdot 10^{25}$ moléc./s	3 positions
23+24/05/1990	1.123	HCN ("carte" 3-2)	$4.3 \pm 0.7 \cdot 10^{25}$ moléc./s	3 positions
25.1/05/1990	1.147	CH ₃ OH (201-101)	$15. \pm 5. \cdot 10^{26}$ moléc./s	
25.3/05/1990	1.150	CH ₃ OH (2 fois 5 raies à 145 GHz, à 9" et 12")	$17. \pm 3. \cdot 10^{26}$ moléc./s	Q = 12 à 23 10^{26} suivant le modèle
21.3/05/1990	1.073	H ₂ CO L _p = 0 km H ₂ CO L _p = 7000km:	$1.0 \pm 0.3 \cdot 10^{26}$ moléc./s $4.0 \pm 0.6 \cdot 10^{26}$ moléc./s	4 positions
22.2/05/1990	1.091	H ₂ CO L _p = 0 km H ₂ CO L _p = 7000km:	$1.6 \pm 1.2 \cdot 10^{26}$ moléc./s $3.8 \pm 0.9 \cdot 10^{26}$ moléc./s	3 positions
25.2/05/1990	1.148	H ₂ CO L _p = 0 km H ₂ CO L _p = 7000km:	$1.2 \pm 0.6 \cdot 10^{26}$ moléc./s $2.5 \pm 0.8 \cdot 10^{26}$ moléc./s	3 positions
23.3/05/1990	1.111	H ₂ S	$1.0 \pm 0.3 \cdot 10^{26}$ moléc./s	

24+25/05/1990	1.136	H ₂ S (moyenne 2 offsets)	1.6 ± 0.2 10 ²⁶ moléc./s	
---------------	-------	--------------------------------------	-------------------------------------	--

Pour les mesures d'abondance, nous avons utilisé le taux de production de l'eau déduit des observations de OH au radiotélescope de Nançay, quotidiennes à cette époque. L'observation de HCN du 2 avril donne une limite supérieure d'abondance de 0.55% par rapport à l'eau, ce qui est peu significatif. La table 3.I.1.4 donne un bilan des taux de production moyens et des abondances relatives pour la période du 21 au 25 mai 1990. Les barres d'erreur peuvent paraître importantes, mais elles tiennent compte des fluctuations journalières et des écarts des déterminations à partir des différentes poses et raies.

Table 3.I.1.4: Comète Austin: taux de production et abondances pour la période du 21 au 25 mai 1990

Molécule	Taux de production	Abondance / eau	Abondance Q / Q _{HCN}
H ₂ O	3.5 10 ²⁸ moléc./s	<u>1.00</u>	
CH₃OH	17. ± 3. 10²⁶ moléc./s	4.9 ± 0.9 %	38. ±12.
HCN	4.5 ± 1.2 10²⁵ moléc./s	0.13 ± 0.03 %	<u>1.0 ± 0.3</u>
CN	6.8 10 ²⁵ moléc./s	0.19 %	1.5 ± 0.4
H₂S	1.4 ± 0.3 10²⁶ moléc./s	0.4 ± 0.1 %	3.1 ± 1.1
H ₂ CO Lp = 0 km	1.3 ± 0.4 10 ²⁶ moléc./s	0.37 ± 0.11 %	2.9 ± 1.2
H ₂ CO Lp = 7000km:	3.5 ± 0.5 10 ²⁶ moléc./s	1.0 ± 0.2 %	7.8 ± 2.4

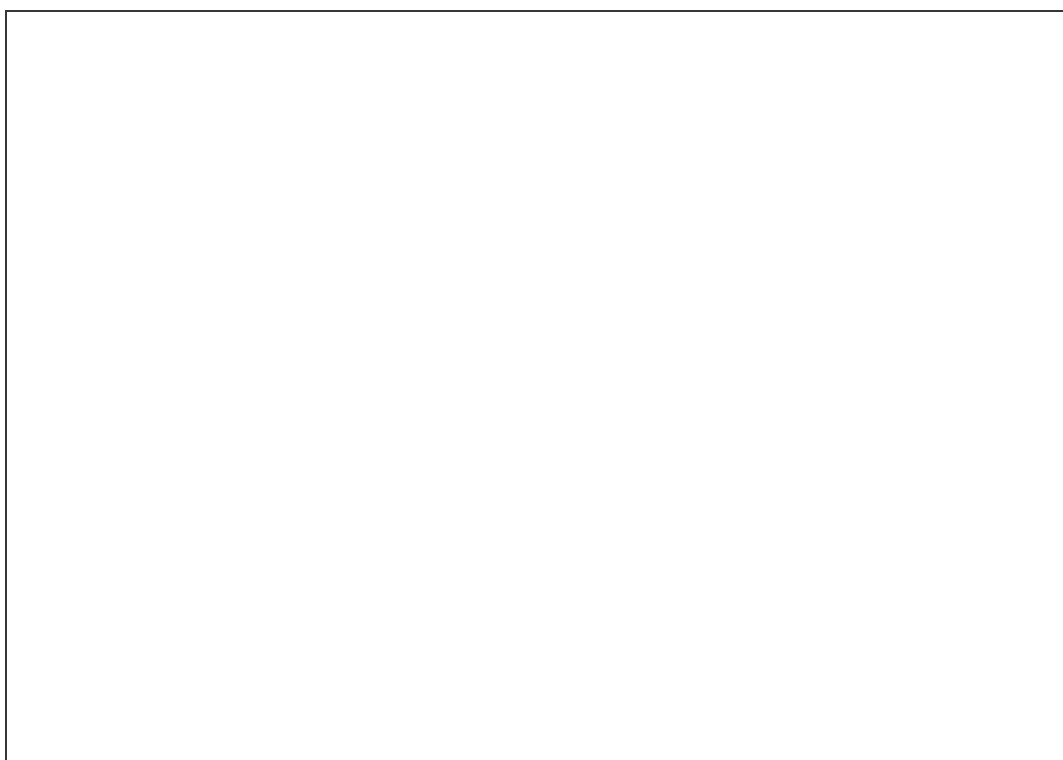
Comparaison entre HCN et CN

Il peut être intéressant de comparer les taux de production de HCN à ceux de CN mesurés pendant la même période par D.G. Schleicher et al. (communication privée). La valeur donnée dans la table 3.I.1.4 correspond à la moyenne sur les observations des 16.4, 23.4, 25.4 mai et 3.3 juin 1990. En effet, les observations de la comète de Halley ont montré qu'une partie des radicaux CN étaient produits par la poussière (A'Hearn et al. 1986), tandis que la photodissociation de HCN est une source de CN (Bockelée-Morvan et al. 1985). L'écart observé entre les taux de production CN et HCN dans la comète Austin est faible: de 15 à 50% dans les données journalières et 50% en moyenne. HCN est donc bien le parent principal de CN, bien qu'une source supplémentaire ne soit pas exclue; l'écart n'est pas assez significatif pour conclure.

I.2 Comète Levy

Caractéristiques principales

Désignation définitive:	C/1990 K1, 1990XX	Nom:	Levy
Date de découverte:	20 mai 1990	Magnitude Absolue:	+4.2
Périhélie :	0.9387 UA	Indice d'activité :	4.0
Excentricité :	1.0004	Diamètre :	<20 km
Aphélie (initiale):	10300 UA environ	Période de rotation :	18.9 h ou 37.8h
Période orbitale initiale :	0.4 10⁶ ans environ	Appartenance :	comète longue période
Inclinaison :	131.583°	Origine :	Nuage de Oort



(Comète Levy le 23-08-90 à 0h30 TU - T200mm x92 - champ 5' x 7')

La comète Levy, découverte en mai 1990, a été une des plus belles occasions d'observations en ondes millimétriques après la comète de Halley. Elle est passé au plus près de la terre à 0.43 Unités Astronomiques le 26 août 1990, et fut alors bien visible à l'oeil nu vers la magnitude 4. Plus spectaculaire que la comète de Halley pour les habitants de l'hémisphère nord, il a fallu attendre 1996 pour observer une comète plus brillante. Des observations ont été effectuées à l'IRAM du 26 au 31 août 1990. Les molécules HCN, H₂S (Crovisier et al. 1991), H₂CO (Colom et al. 1992) et CH₃OH (Bockelée-Morvan et al. 1994) ont été détectées. De plus des limites supérieures d'abondance intéressantes ont été obtenues sur d'autres molécules (Crovisier et al. 1993). En plus des observations effectuées à l'IRAM, nous avons également analysé les observation de HCN et H₂CO faites quasi simultanément au CSO par W. Ge et P. Schloerb (Schloerb and Ge 1992). Nous avons adopté la même démarche d'analyse que pour la comète Austin, l'objectif principal étant de déterminer les taux de production des molécules observées.

Les observations effectuées à l'IRAM ont été réexploitées afin d'estimer plus précisément les décalage de pointage dus aux éphémérides et aux erreurs de pointage de l'antenne, comme présenté dans l'annexe A-I. Les tables 3.I.2.1, 3.I.2.2 et 3.I.2.3 présentent les raies observées à l'IRAM et au CSO, et leurs caractéristiques.

Table 3.I.2.1: Comète C/1990 K1 (Levy): données d'observations obtenues à l'IRAM

Date	Integ. (min)	Raie	Rh (UA)	Delta (UA)	Lobe (")	offset et P.A. (") et (°)	Aire(Kkm/s)	ΔV km/s
28.87/08/90	219	HCN(1-0)	1.351	0.439	26.8	5.6 P.A.= 58	0.370 \pm 0.059	-0.25 \pm 0.14
29.87/08/90	217	HCN(1-0)	1.339	0.446	26.8	3.6 P.A.=266	0.383 \pm 0.062	-0.33 \pm 0.11
		HCN(3-2)			10.8	3.9 P.A.=237	4.47 \pm 0.36	+0.05 \pm 0.05
30.86/08/90	202	HCN(1-0)	1.329	0.456	26.8	4.5 P.A.=237	0.535 \pm 0.066	-0.39 \pm 0.21
30.79/08/90	85	HCN(3-2)			10.8	6 P.A.=160	3.96 \pm 0.74	+0.23 \pm 0.16
30.86/08/90	202	H ₂ S ₁₁₀₋₁₀₁	1.329	0.456	15.2	4 P.A.=219	0.684 \pm 0.053	-0.12 \pm 0.05
31.86/08/90	223	H ₂ S ₁₁₀₋₁₀₁	1.317	0.469	15.2	2.4 P.A.=225	0.756 \pm 0.049	-0.03 \pm 0.03
		H ₂ S ₂₂₀₋₂₁₁			12.9	2.7 P.A.=197	0.154 \pm 0.035	-0.04 \pm 0.11
26+27/ 8/90	315	CH ₃ OH ₃₀₁₋₂₀₁	1.368	0.432	17.3	5.8 P.A.= 73	0.244 \pm 0.019	-0.19 \pm 0.08
		CH ₃ OH ₃₁₄₋₂₁₄					0.169 \pm 0.019	-0.32 \pm 0.10
		CH ₃ OH ₃₀₃₋₂₀₃					0.172 \pm 0.019	
		CH ₃ OH ₃₁₃₋₂₁₃					0.092 \pm 0.031	
		CH ₃ OH _{32E-22E}					0.134 \pm 0.022	
		CH ₃ OH ₃₂₁₋₂₂₁					0.096 \pm 0.022	
26.85/08/90	80	CH ₃ OH ₃₀₁₋₂₀₁	1.376	0.430	17.3	13.1 P.A.= 49	0.220 \pm 0.042	
		CH ₃ OH ₃₁₄₋₂₁₄					0.128 \pm 0.042	
		CH ₃ OH ₃₀₃₋₂₀₃					0.040 \pm 0.042	
		CH ₃ OH ₃₁₃₋₂₁₃					0.122 \pm 0.062	
		CH ₃ OH _{32E-22E}					0.079 \pm 0.044	
27.86/08/90	220	CH ₃ OH ₂₀₁₋₁₀₁	1.362	0.433	24.7	4.7 P.A.= 69	0.100 \pm 0.017	-0.06 \pm 0.16
27.86/08/90	220	CH ₃ OH ₄₂₃₋₃₁₃	1.362	0.433	12.9	5.8 P.A.= 84	0.240 \pm 0.040	
29.87/08/90	217	CH ₃ OH ₁₁₃₋₁₀₃	1.339	0.446	15.5	3.7 P.A.=264	0.060 \pm 0.053	
		CH ₃ OH ₂₁₃₋₂₀₃					0.195 \pm 0.053	
		CH ₃ OH ₃₁₃₋₃₀₃					0.125 \pm 0.075	
		CH ₃ OH ₄₁₃₋₄₀₃					0.230 \pm 0.053	
		CH ₃ OH ₅₁₃₋₅₀₃					0.115 \pm 0.053	
26.85/08/90	115	H ₂ CO ₃₁₂₋₂₁₁	1.375	0.430	12.3	7.2 P.A.= 64 [0 à 8"]	0.301 \pm 0.068	
26.82/08/90	80	H ₂ CO ₃₁₂₋₂₁₁	1.376	0.430	12.3	13.1 P.A.= 53 [9 à 19"]	0.247 \pm 0.083	
30.89/08/90	75	H ₂ CO ₃₁₂₋₂₁₁	1.328	0.457	12.3	6.0 P.A.=211	0.320 \pm 0.055	
30.97/08/90	40	H ₂ CO ₃₁₂₋₂₁₁	1.327	0.457	12.3	3.2 P.A.=223	0.547 \pm 0.049	

Figures 3.1.2.a: Spectres de HCN(1-0) et HCN(3-2) dans la comète Levy les 28 et 29 août 1990.

Table 3.I.2.2: Comète Levy: données observationnelles permettant de contraindre la distribution du gaz

Date	Raie	Rh (UA)	Delta (UA)	Lobe (")	offset (")	Angle de Position moyen	Aire(Kkm/s)	ΔV km/s
29.87/08/90	HCN(3-2)	1.339	0.446	10.8	3.2	[0 à 3.6"] 244°	4.81 ±.52	+0.02 ±.07
					4.4	[3.6 à 6.3"] 200°	4.20 ±.49	+0.08 ±.06
					8.6	[6.3 à 13.5"] 30°	2.67 ±.46	-0.09 ±.10
30.90/08/90	H ₂ S ₁₁₀₋₁₀₁	1.328	0.457	15.2	5.7	[0 à 6"] 216°	0.750 ±.076	-0.22 ±.07
30.97/08/90		1.327	0.457		2.8	[0 à 3"] 235°	0.867 ±.117	-0.04 ±.08

Table 3.I.2.3: Comète Levy: Observations au CSO (Schloerb et al. 1992).

Date	Raie	Rh (UA)	Delta (UA)	Lobe (")	offset (")	Angle de Position	Aire(Kkm/s) (Beam_eff = 0.55)
29.3 /08/90	HCN(3-2)	1.345	0.441	28	11.4	49°	1.75 ±.05
30+31/8/90	HCN(4-3)	1.330	0.455	22	11.4	49°	2.36 ±.09
30.3 /08/90	H ₂ CO ₅₁₅₋₄₁₄	1.335	0.450	22	11.4	49°	0.44 ±.07
31.3 /08/90	H ₂ CO ₅₁₅₋₄₁₄	1.324	0.461	22	11.4	49°	0.46 ±.08

Conditions d'excitation

Toutes les molécules ont été observées par au moins 2 de leurs raies de rotation, ce qui devrait fournir des contraintes sévères sur les conditions d'excitation. Les raies J(1-0) et J(3-2) de HCN ont été observées le même jour avec le 30m l'IRAM et les raies J(3-2) et J(4-3) ont été détectées à un jour d'intervalle au CSO. Cependant ces observations sont affectées d'incertitudes sur les efficacités d'antenne: utiliser les mesures de 1996 (Beam_eff = 0.20 au lieu de 0.32 à 266 GHz à l'IRAM et 0.7 au lieu de 0.55 à 266 et 354 GHz au CSO) permettrait de mieux uniformiser les mesures de température de rotation présentées ci-dessous. Le formaldéhyde a été observé par ses raies 3₁₂-2₁₁ à l'IRAM et 5₁₅-4₁₄ au CSO. Deux raies de H₂S (1₁₀-1₀₁ à 168.8 GHz et 2₂₀-2₁₁ à 216.7 GHz) ont été observées simultanément à l'IRAM. Le méthanol a également été détecté à plusieurs reprises à travers plusieurs transitions.

Les températures de rotation de HCN sont les suivantes:

$$\begin{aligned}
 T_{\text{rot}}(\text{HCN } J=3/1: \text{IRAM}) &= 39 \pm 13 \text{ K} && \text{le 29.8 août} \\
 T_{\text{rot}}(\text{HCN } J=3/1: \text{IRAM}) &= 27 \pm 8 \text{ K} && \text{le 30.8 août} \\
 T_{\text{rot}}(\text{HCN } J=4/3: \text{CSO}) &= 50 \pm 5 \text{ K} && \text{le 30 août} \\
 T_{\text{rot}}(\text{HCN } J=3/1: \text{CSO/IRAM}) &= 54 \pm 14 \text{ K} && \text{le 29.3 août (lobes de tailles voisines)}
 \end{aligned}$$

Les températures de rotation à l'équilibre de fluorescence étant de 8 K, ces mesures suggèrent une température assez élevée pour le gaz, d'au moins 50 K.

Les températures de rotation des raies du méthanol sont les suivantes:

$$\begin{aligned}
 T_{\text{rot}}(\text{CH}_3\text{OH } 145 \text{ GHz IRAM}) &= 54 \pm 14 \text{ K} && \text{le 27.2 août (6 raies)} \\
 &= 30 \pm 14 \text{ K} && \text{le 26.8 août (6 raies à 13.1") } \\
 T_{\text{rot}}(\text{CH}_3\text{OH } 165 \text{ GHz IRAM}) &= 32 \pm 16 \text{ K} && \text{le 29.8 août (5 raies)}
 \end{aligned}$$

Les températures prédites à l'équilibre de fluorescence sont 12.2 et 29.8 K à 145 GHz et 165 GHz (Bockelée-Morvan et al. 1994). Les valeurs des températures cinétiques sont donc supérieures à 50 K.

Figure 3.I.1b: Diagramme permettant de contraindre les conditions d'excitation et les taux de productions (avec leurs incertitudes) à partir des mesures de température de rotation des raies HCN(3-2) et (1-0) dans la comète Levy le 29 août 1990. Il présente 3 modèles de collisions pour différentes température.

Figure 3.I.1c: Diagramme permettant de contraindre les conditions d'excitation et les taux de productions (avec leurs incertitudes) à partir des mesures de température de rotation de 6 raies du méthanol à 145 GHz dans la comète Levy les 26-27 août 1990. Il présente 3 modèles de collisions pour différentes température.

La température de rotation mesurée à l'IRAM sur les 2 raies de rotation de H₂S est:

$$T_{\text{rot}}(\text{H}_2\text{S } 2_{20}/1_{01}) = 44 \pm 8 \text{ K} \quad \text{le 31.8 août}$$

Comme H₂S a une durée de vie relativement courte, les observations sondent la zone thermique. De plus les 2 lobes à l'IRAM ne sont pas très différents; cette température est sans doute représentative de la température du gaz. Les 2 raies du formaldéhyde, observées au CSO et à l'IRAM, pourraient aussi donner une information sur la température, mais la distribution de densité est mal connue et les lobes sont assez différents. L'ensemble des observations est compatible avec une température du gaz de **50 ± 10K**.

Les figures 3.1.2b et c, montrent les températures de rotation prédites pour les raies observées de HCN et CH₃OH, en fonction de la température du gaz. Comme pour la comète Austin, nous considérons 3 modèles de collisions: les deux modèles où l'on a considéré que les collisions avec les neutres ne permettent pas de bien rendre compte des températures de rotation de HCN (à 50 K). Le recours aux collisions électroniques est encore plus nécessaire pour le méthanol, surtout si on exclut des températures de gaz élevées.

Par la suite nous adopterons le modèle suivant: **T = 50 K**, **x_{ne} = 1**, **X_{rc} = 0.5** et **Δ_{te} = 10000 K**. Les taux de production de l'eau utilisés (1.9 10²⁹ moléc./s jusqu'au 27 août, 2.0 10²⁹ moléc./s ensuite) sont déduits des observations simultanées de OH à Nançay (Bockelée-Morvan et al. 1992b). Pour la densité électronique, nous avons considéré le modèle par défaut exposé au chapitre précédent. Toutefois, réduire la distance de remontée de la température et de la densité électronique (X_{rc} = 0.5) permet de diminuer la dispersion entre le modèle et les différentes observations de HCN, sans modifier significativement les taux de productions de HCN et du méthanol.

Nous avons évalué la sensibilité des taux de production de HCN, aux conditions d'excitation:

Pour obtenir une variation de 10% de Q_{HCN}, il faudrait, par rapport au modèle ci-dessus:

- faire varier T de 20 K;
- faire varier x_{ne}, ou X_{rc} de plus d'un facteur 5;
- faire varier la section efficace de collision neutres-neutres de plus d'un facteur 5.

Comme pour les observations du méthanol, c'est principalement la dispersion de l'ensemble des raies observées par rapport au modèle, qui contribue à l'erreur sur le taux de production, comme on peut en partie le voir sur les diagrammes 3.1.2b et 3.1.2c.

Géométrie du dégazage

Les largeurs à mi hauteur des raies des différentes molécules sont en moyenne de 1.5 km/s, et les raies des 4 molécules s'étendent (à mi hauteur) de -0.9 (±0.1) km/s à +0.8 (±0.1) km/s; nous avons donc adopté une vitesse d'expansion de **0.8 km/s**. Pour interpréter la légère asymétrie des raies (Δv = -0.07 ±0.10 km/s en moyenne pondérée des principales raies bien détectées), nous avons utilisé un modèle de dégazage préférentiel en direction du soleil comme dans le cas de la comète Austin. Un jet de 120° (tel que défini dans l'annexe A-II) a été superposé à un modèle isotrope, avec des taux de dégazage identiques. Ceci revient à considérer que la densité du gaz est plus élevée de 40% dans un angle solide de 3π stéradians autour de la direction solaire. P. Schloerb et W. Ge (Schloerb and Ge 1992), ont d'ailleurs observé une asymétrie en direction du soleil, dans leur cartographie de HCN. Au moment des observations, l'angle de phase est passé de 27 à 41° et la Position Angulaire de la direction solaire était autour de 272°.

Le modèle utilisé est le même que pour la comète Austin (*figure 3.1.1c*), bien que l'angle de phase fût un peu plus faible. Le décalage Doppler des raies observées est assez bien représenté et ce modèle représente mieux les asymétries observées aux CSO qu'un modèle isotrope, puisqu'il permet de diminuer la dispersion entre les aires observées et celles calculées de 40%.

Dans la table 3.I.2.4, les taux de production sont donnés pour chaque observation journalière, ce qui permet éventuellement une étude des variations temporelles, et une comparaison au taux de production de CN. D. Schleicher a trouvé une périodicité significative de 19h environ (Schleicher et al. 1991) pour les taux de production de CN, et les valeurs données dans la table sont une interpolation de la courbe de variation temporelle qu'il a mesuré.

Comme dans le cas de la comète Austin, les quelques observations de H₂CO à des poses décalées permettent de contraindre la longueur d'échelle de la source étendue. La valeur de **L_p = 12000 km** (à 5000 km près) minimise l'écart entre valeurs observées et prédites par le modèle. C'est aussi à peu près la valeur qui conviendrait le mieux pour expliquer la distribution de la carte de la raie 5₁₅-4₁₄ observée au CSO (Schloerb and Ge 1992).

Table 3.I.2.4: Comète Levy: Taux de production moléculaires.

Date	Distance au soleil	Molécule	Taux de production	Remarque
26-27/08/1990	1.37 UA	H ₂ O	1.9 10 ²⁹ moléc./s	
28-31/08/1990	1.34 UA	H ₂ O	2.0 10 ²⁹ moléc./s	
28.9/08/1990	1.351	HCN (raie 1-0)	2.2 ± 0.4 10 ²⁶ moléc./s	Q _{CN} =3.6 10 ²⁶ s ⁻¹
29.3/08/1990	1.345	HCN (raie 3-2 au CSO)	2.3 ± 0.1 10 ²⁶ moléc./s	Q _{CN} =3.5 10 ²⁶ s ⁻¹
29.9/08/1990	1.339	HCN (raies 1-0, raie 3-2: 3 positions)	2.1 ± 0.2 10 ²⁶ moléc./s	Q _{CN} =3.1 10 ²⁶ s ⁻¹
30.8/08/1990	1.330	HCN (raie 4-3 au CSO)	2.5 ± 0.1 10 ²⁶ moléc./s	Q _{CN} =4.0 10 ²⁶ s ⁻¹
30.9/08/1990	1.329	HCN (raies 1-0 et 3-2)	2.4 ± 0.7 10 ²⁶ moléc./s	Q _{CN} =3.6 10 ²⁶ s ⁻¹
26.8/08/1990	1.376	CH₃OH : 145GHz à 13"	4.3 ± 0.8 10 ²⁷ moléc./s	(3 raies)
26+27/08/1990	1.368	CH ₃ OH: 145GHz à 6"	4.2 ± 1.1 10 ²⁷ moléc./s	(6 raies)
27.9/08/1990	1.362	CH ₃ OH: 97+218GHz	3.4 ± 0.8 10 ²⁷ moléc./s	(2 raies)
29.9/08/1990	1.339	CH ₃ OH: 165GHz à 4"	3.1 ± 1.2 10 ²⁷ moléc./s	(5 raies)
26.9/08/1990	1.375	H₂CO L _p = 0 km H ₂ CO L _p = 12000km:	2.9 ± 1.3 10 ²⁶ moléc./s 10.0 ± 3.0 10 ²⁶ moléc./s	(2 positions)
30.3/08/1990	1.335	H ₂ CO L _p = 0 km H ₂ CO L _p = 12000km:	4.4 ± 0.7 10 ²⁶ moléc./s 13.4 ± 2.1 10 ²⁶ moléc./s	raie 5 ₁₅ au CSO
30.9/08/1990	1.328	H ₂ CO L _p = 0 km H ₂ CO L _p = 12000km:	2.3 ± 0.6 10 ²⁶ moléc./s 10.6 ± 3.7 10 ²⁶ moléc./s	2 positions
31.3/08/1990	1.324	H ₂ CO L _p = 0 km H ₂ CO L _p = 12000km:	4.9 ± 0.8 10 ²⁶ moléc./s 14.5 ± 2.4 10 ²⁶ moléc./s	raie 5 ₁₅ au CSO
30.9/08/1990	1.328	H₂S (raie 1 ₁₀ -1 ₀₁)	8.4 ± 1.5 10 ²⁶ moléc./s	2 positions
31.9/08/1990	1.317	H ₂ S (raies 1 ₁₀ et 2 ₂₀)	9.2 ± 1.2 10 ²⁶ moléc./s	

On observe en particulier une baisse du taux de production de CH₃OH, mais cette variation n'est pas très significative, étant donné les barres d'erreur. Dans le cas de HCN, les observations ont été faites avec différents radiotélescopes, ce qui peut expliquer les variations; toutefois celles-ci semblent en partie corrélées avec celles de CN ($\rho = 0.89$). Dans le cas de H₂CO, le désaccord entre les observations au CSO et à l'IRAM peut être en partie lié à la distribution spatiale de la molécule, car la taille des lobes diffère d'un facteur 2. Cependant l'utilisation d'une source étendue réduit l'écart (de 3σ à 1.5σ) entre les taux de production calculés avec les données du CSO et ceux calculés à partir des observations à l'IRAM. Un tableau récapitulatif des taux de production moyens et abondances moléculaires est présenté dans la Table 3.I.2.5.

Table 3.I.2.5: Comète Levy: Taux de production et abondances pour la période du 26 au 31 août 1990

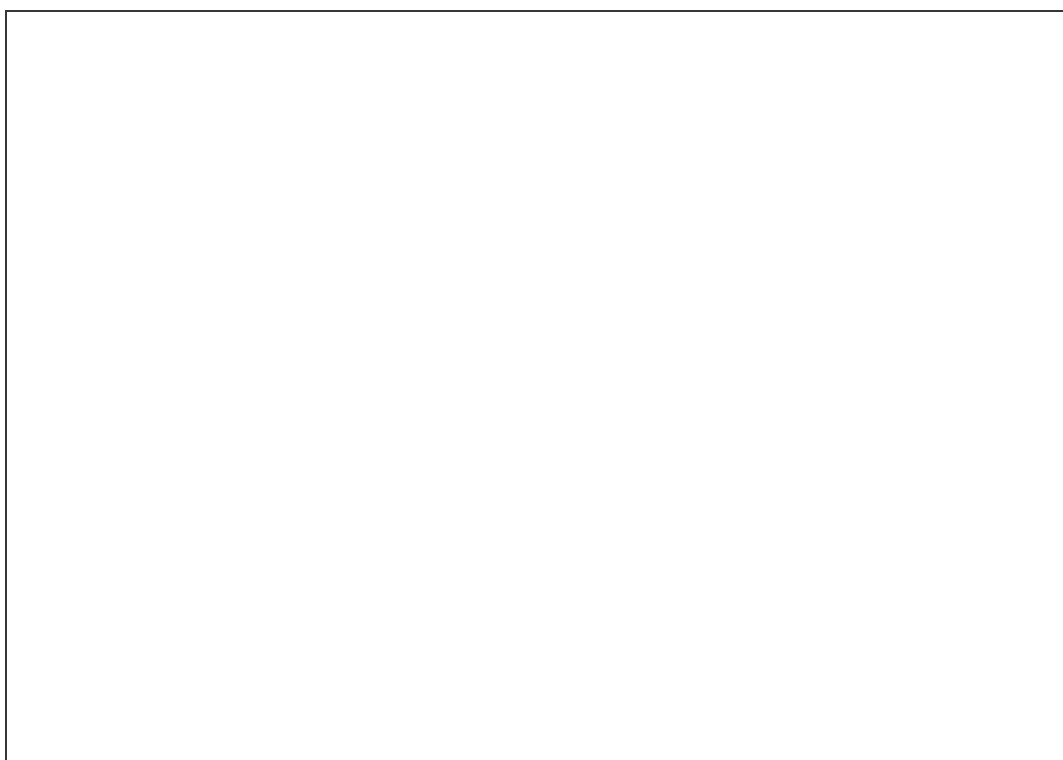
Molécule	Taux de production	Abondance / eau	Abondance Q / Q _{HCN}
H ₂ O	$20 \cdot 10^{28}$ moléc./s	<u>1.00</u>	
CH₃OH	$3.8 \pm 0.5 \cdot 10^{27}$ moléc./s	1.9 ± 0.3 %	16.5 ± 3.1
HCN	$2.3 \pm 0.3 \cdot 10^{26}$ moléc./s	0.12 ± 0.02 %	<u>1.0 ± 0.2</u>
CN	$3.6 \cdot 10^{26}$ moléc./s	0.18 %	1.6 ± 0.2
H₂S	$8.8 \pm 1.2 \cdot 10^{26}$ moléc./s	0.43 ± 0.06 %	3.8 ± 0.7
H ₂ CO L _p = 0 km	$3.0 \pm 1.2 \cdot 10^{26}$ moléc./s	0.15 ± 0.06 %	1.3 ± 0.5
H ₂ CO L _p = 12000km:	$11. \pm 3. \cdot 10^{26}$ moléc./s	0.57 ± 0.14 %	4.9 ± 1.4

Ces résultats seront interprétés plus longuement dans le chapitre 5. Un des résultats assez intéressant pour cette comète vient de la comparaison HCN à CN, car les 2 molécules ont été bien observées pendant la même période avec des taux de production relativement bien contraints pour HCN. CN est surabondant de 50% par rapport à HCN, comme dans le cas de la comète Austin.

I.3 Comète Szczepanski

Caractéristiques principales

Désignation définitive:	C/1996 B1	Nom:	Szczepanski
Date de découverte:	27 janvier 1996	Magnitude Absolue:	+8.5
Périhélie :	1.4488 UA	Indice d'activité :	4.0
Excentricité :	0.9908	Diamètre :	≤ 10 km
Aphélie (initiale):	312 UA	Période de rotation :	
Période orbitale initiale :	2000 ans environ	Appartenance :	comète longue période
Inclinaison :	51.988°	Origine :	Nuage de Oort ?



(Comète Szczepanski le 18-03-96 à 23h45 TU - T256mm x169 - champ 5' x 7')

Observations

La comète Szczepanski est une des plus faible qui ait été observée (magnitude 8.5 environ), un mois après sa découverte. Son observation a été programmée au JCMT, les 26 et 27 février 1996 à la place de la comète 45P/H.-M.-P., à la période la plus favorable, entre son passage au périhélie (6 février) et au périégée (2 mars 1996). Les éléments orbitaux utilisés pour ces observations (Communication personnelle de B. Marsden) étaient proche des "définitifs" et n'ont pas entraîné d'erreurs d'éphémérides notables. Les conditions météorologiques n'étaient pas très favorables et la comète n'a pu être observée que 3h sur les 2 jours. La raie HCN(4-3) a été détectée ainsi que les 2 raies à 304 et 307 GHz du méthanol. Nous disposons de très peu d'autres informations spectroscopiques sur cette comète: OH a été observé en ultraviolet par D. Schleicher le 9.5 février 1996, qui donne un taux de production $Q_{OH} = 1.4 \cdot 10^{28}$ moléc./s. Les conditions d'inversion du maser OH n'ont pas permis d'observer ses raies à 18cm de longueur d'onde à Nançay. La table 3.I.3.1 présente les données obtenues avec le radiotélescope du JCMT et les spectres correspondant aux transitions détectées sont sur la *figure 3.I.3.*

Figures 3.1.3: Spectres de CH₃OH et HCN(4-3) dans la comète Szczepanski au JCMT les 26-27 février 1996, et superposition d'un modèle de raie à la somme des 2 raies du méthanol.

Table 3.I.3.1: C/1996 B1 (Szczepanski): données observationnelles au JCMT

Date	Integ. (min)	Raie	Rh (UA)	Delta (UA)	Lobe (")	offset (")	Aire(Kkm/s) [-0.8 0km/s]	Aire(Kkm/s) [-0.8 0.8km]	ΔV km/s
26-27/02/96	107	HCN(4-3)	1.476	0.531	13.5	2	0.148 \pm 0.026	0.283 \pm 0.037	-0.08 \pm 0.06
26-27/02/96	107	H ₂ CO 5 ₁₅₋₄ 1 ₄	1.476	0.531	13.5	2	< 0.075	< 0.105	
27.48/02/96	56	CH ₃ OH ₂ 1 ₂₋₂₀ 1	1.477	0.530	15.8	2	0.163 \pm 0.019	0.222 \pm 0.028	-0.26 \pm 0.07
27.49/02/96	35	CH ₃ OH ₄ 1 ₂₋₄₀ 1	1.477	0.530	15.7	2	0.329 \pm 0.026	0.467 \pm 0.035	-0.22 \pm 0.04

Modèle d'interprétation des observations

La température de rotation des deux raies du méthanol observées simultanément est $T_{\text{rot}} = 461$ K, avec une limite inférieure à 1 sigma de 74 K. Cette valeur est donc peu précise car l'utilisation de ces 2 raies du méthanol n'est pas très adaptée pour mesurer des températures supérieures à 60 K (niveaux 4₁₂ et 2₁₂ du méthanol trop rapprochés). Nous retiendrons que cette mesure indique une température plutôt élevée, ce qui peut surprendre dans la mesure où des valeurs de 20 à 40K ont été mesurées dans les comètes Hyakutake et 22P/Kopff à des distances héliocentriques comparables. Une température bien plus élevée aurait dû d'avantage favoriser la détectabilité de HCN. Nous prendrons un compromis avec **T = 60K**, et un taux de dégazage total de l'ordre de $2 \cdot 10^{28}$ moléc./s. Il n'est pas utile d'envisager de prendre en compte les collisions avec les électrons, car avec ce taux de production et le modèle par défaut du chapitre 2, l'effet est négligeable sur le rapport et l'intensité prédite pour les raies du méthanol. Pour HCN, l'effet serait de réduire le taux de production de 15%.

Les raies sont plutôt étroites et significativement décalées vers le bleu, ce qui suggère un dégazage anisotrope: la moyenne des 2 raies du méthanol (rapport signal sur bruit de 15, ce qui permet une analyse de la forme de raie), montre un pic à -0.53km/s, pour une raie s'étendant de -0.66 à +0.44 km/s à la moitié du maximum. Cela implique en toute rigueur: $0.53(\pm 0.02) < v_{\text{exp}} < 0.66(\pm 0.06)$ km/s du côté de l'observateur, sauf s'il n'y a pas de dégazage vers l'observateur sur un angle assez large, ce qui est peu probable, vu que l'angle de phase n'était que de 19°. Nous adopterons donc une valeur de **0.6 km/s** pour la vitesse d'expansion, assez bien contrainte par le profil de raie (incertitude inférieure à 10%) car en tenant compte de l'élargissement thermique on doit avoir $v_{\text{exp}} \leq 0.60$ km/s. D'autre part l'intensité baisse plus rapidement côté "nuit", et les raies y sont moins étendues: nous préférons un modèle de jet à large ouverture plutôt qu'un modèle isotrope. Avec un angle de **demi-ouverture de 130°** environ, le modèle de jet reproduit très bien la forme observée pour les raies du méthanol: largeurs à mi-hauteur de -0.69 à +0.43km/s, pic à -0.49km/s, décalage Doppler moyen de la raie = -0.19km/s (profil superposés sur la *figure 3.I.3*). Une interprétation peut-être plus réaliste de la forme des raies serait une diminution progressive du taux de dégazage, et peut-être de la vitesse d'expansion, du terminateur vers le point anti-solaire. La table 3.I.3.2 présente les taux de production calculés avec le modèle de jet et un modèle isotrope: les écarts ne sont pas très significatifs.

Table 3.I.3.2: Comète Szczepanski: Taux de production moléculaires les 26 et 27 février 1996

Molécule	Transition(s)	Modèle: Isotrope Taux de production	Modèle: Jet 130 degrés Taux de production
CH₃OH	304 +307 GHz	9.1 ± 2.7 10 ²⁶ moléc./s	10.3 ± 3.0 10²⁶ moléc./s
HCN	4-3	1.2 ± 0.2 10 ²⁵ moléc./s	1.3 ± 0.2 10²⁵ moléc./s
H ₂ CO	352 GHz:Lp=0 :	< 3.2 10 ²⁵ moléc./s	< 3.4 10²⁵ moléc./s
	Lp=15000km :	< 2.0 10 ²⁶ moléc./s	< 2.3 10²⁶ moléc./s
	Lp=100000km* :	<11.7 10 ²⁶ moléc./s	<13.1 10 ²⁶ moléc./s

* : 100000km est la longueur d'échelle du méthanol à 1.48 UA: ces observations n'excluent donc pas que CH₃OH se dissocie entièrement en H₂CO. On notera aussi que la détection marginale de HCN le 26 février, seule, suggère un taux de production deux fois supérieur à la moyenne présentée dans cette table.

La Table 3.I.3.3 donne les abondances relatives, calculées à partir du taux de production de l'eau déduit des observations de D. Schleicher (communication personnelle), 18 jours plus tôt (la comète n'a pas manifesté de variations d'activité importantes entre temps).

Table 3.I.3.3: Comète Szczepanski: Abondances moléculaires

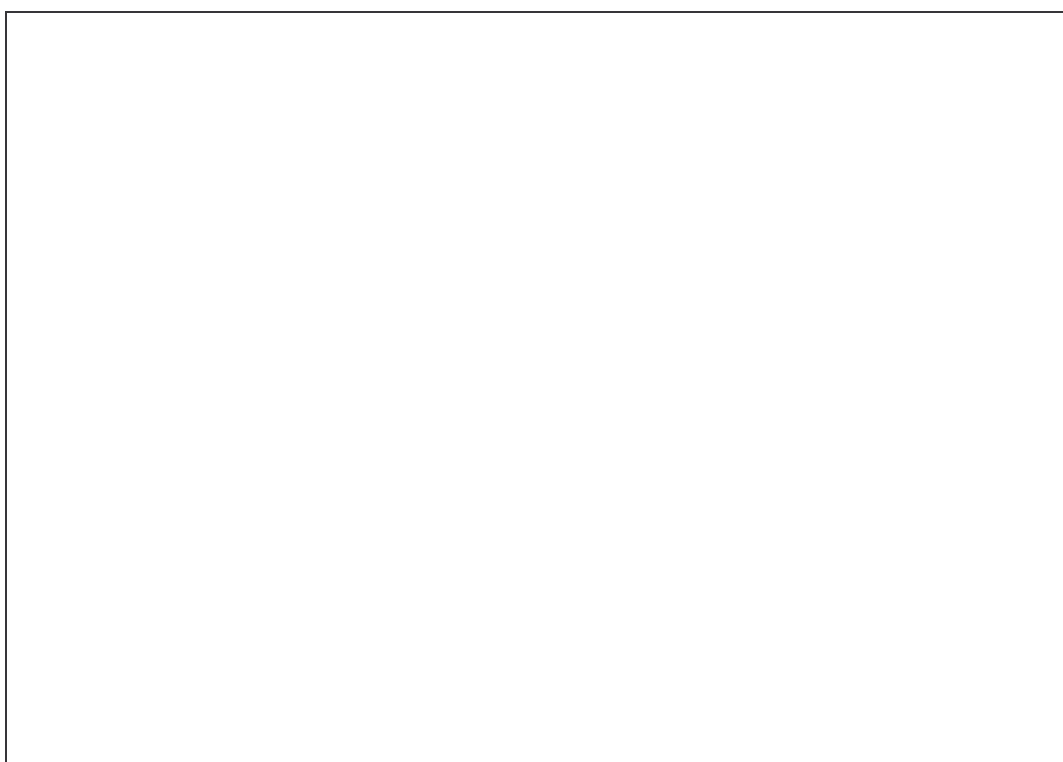
Molécule	Taux de production	Abondance / eau	Abondance Q / Q _{HCN}
H ₂ O	1.5 10 ²⁸ moléc./s	<u>1.00</u>	
CH₃OH	10.3 ± 3.0 10²⁶ moléc./s	6.9 ± 2.0 %	79. ±26.
HCN	1.3 ± 0.2 10²⁵ moléc./s	0.09 ± 0.01 %	<u>1.0</u> ± 0.2
H ₂ CO Lp = 0 km	< 3.4 10²⁵ moléc./s	< 0.23 %	< 2.6
H ₂ CO Lp = 15000km:	< 23. 10²⁵ moléc./s	< 1.53 %	< 17.

I.4 Comète Tabur

Caractéristiques principales

<i>Désignation définitive:</i>	C/1996 Q1	<i>Nom:</i>	Tabur
<i>Date de découverte:</i>	19 août 1996	<i>Magnitude Absolue:</i>	+7.5 (avant le 15/10)
<i>Périhélie :</i>	0.8400 UA	<i>Indice d'activité :</i>	4.0 (avant le 15/10)
<i>Excentricité :</i>	0.9959	<i>Diamètre :</i>	<< 10 km
<i>Aphélie (initiale):</i>	400 UA	<i>Période de rotation :</i>	
<i>Période orbitale initiale :</i>	2900 ans environ	<i>Appartenance :</i>	comète longue période
<i>Inclinaison :</i>	73.362°	<i>Origine :</i>	Nuage de Oort ?

Remarque: cette comète serait un morceau du même parent que la comète C/1988 A1 Liller.



(Comète Tabur le 6-10-96 à 2h20 TU - T256mm x169 - champ 5' x 7')

Observations

Détectée à peine plus de 2 mois avant son passage au périhélie, cette comète inattendue a cependant pu être observée au radiotélescope de 30m de l'IRAM en début de période d'observation de la comète Hale-Bopp, les 29 et 30 septembre 1996. D'autre part, elle a été programmée sur alerte au radiotélescope de Nançay en octobre 1996. Passée au périhélie le 7 octobre 1996 à 0.4 UA de la terre, peu avant son passage au périhélie, à la limite de visibilité à l'oeil nu, elle se présentait comme une cible relativement facile, et d'autant plus intéressante qu'elle serait un morceau d'une comète cassée au précédent passage au périhélie il y a 2900 ans (B.G. Marsden, circulaire UAI n°6464). Ainsi, bien que n'en étant pas à son premier passage au périhélie, peut-être observe-t-on la sublimation de glaces initialement dans des couches profondes du noyau et bien plus primordiales.

Les dernières observations visuelles après le 15 octobre montrent une chute d'activité très importante (3 magnitudes en 15 jours) et inattendue, qui pourraient être l'indice de l'évaporation totale et définitive du (petit?) morceau de noyau de cette comète. Si cela se confirme, c'est un argument supplémentaire pour dire que l'atmosphère de la comète doit avoir une composition chimique en éléments volatils proche de celle noyau, tout s'étant sublimé en quelques semaines. L'emploi du temps du radiotélescope de 30m n'ayant pas été particulièrement adapté à la visibilité de cette comète, la comète n'a été observée que moins de 3 heures à basse élévation. Cependant les raies de HCN et H₂S ont été bien détectées (*figure 3.I.4*), et une limite supérieure intéressante a été obtenue sur le méthanol. Le formaldéhyde présente un signal très marginal le 30 septembre, crédible mais pouvant aussi être lié aux problèmes de lignes de base en mode "Frequency switch". Un programme spécialement consacré à cette comète aurait permis d'obtenir des résultats très intéressants en quelques heures d'intégration.

Table 3.I.4.1: C/1996 Q1 (Tabur): observations obtenues à l'IRAM

Date	Integ. (min)	Raie	Rh (UA)	Delta (UA)	Lobe (")	offset (")	Aire(Kkm/s) [-1.0 0km/s]	Aire(Kkm/s) [-1.0 1.0km]	ΔV km/s
29-30/09/96	110	HCN(1-0)	1.053	0.458	26.4	3	0.133 \pm 0.013	0.205 \pm 0.018	-0.16 \pm 0.05
30.51/09/96	60	H₂S₁₁₀₋₁₀₁	1.047	0.452	14.0	3	0.236 \pm 0.036	0.405 \pm 0.051	-0.08 \pm 0.08
30.51/09/96	60	H ₂ CO ₃₁₂₋₂₁₁	1.047	0.452	10.6	3	< 0.090	0.120 \pm 0.040	-0.2 \pm 0.20
29.51/02/96	50	CH₃OH	1.058	0.465	15.0	3		< 0.242	
		(Somme des 4 raies 3 ₀₃₋₃ 14, 4 ₀₃₋₄ 14, 5 ₀₃₋₅ 14 et 6 ₀₃₋₆ 14 à 157 GHz)							
29.51/02/96	50	CO(2-1)	1.058	0.465	10.4	3		< 0.312	

Modèle d'interprétation des observations

Les observations, limitées à une raie par molécule, ne permettent pas de contraindre les conditions d'excitations, et notamment la température du gaz. Les observations d'autres comètes dans le même domaine de distances héliocentriques, et avec des taux de productions similaires, montrent qu'il est raisonnable de supposer une température comprise entre 20 et 60K. Par contre le profil des raies détectées est suffisant pour contraindre la vitesse d'expansion, pour la quelle une valeur de 0.8 km/s a été adoptée. Pour la géométrie du dégazage, malgré un léger soupçon de raie décalée vers le bleu (plus marqué le 30 septembre pour HCN), nous prendrons un modèle isotrope. L'angle de phase valait 70.3° le 29 et 71.6° le 30 septembre, comme dans le cas des observations de la comète Austin: si le dégazage se fait de manière prédominante vers le soleil, il est normal que les raies soient peu asymétriques, et, les effets d'anisotropie n'apparaîtraient que sur des poses décalées. A basse élévation, l'incertitude de pointage est plus importante, c'est pourquoi nous prendrons un offset d'environ 3"; de plus le jeu d'éléments orbitaux publié après ceux utilisés (circulaire MPC27882) donnerait une erreur d'éphémérides supérieure à 8". Cependant, ces données sont trop récentes et demandent un peu plus de recul dans le temps pour être précisées. La comète a été observée et facilement détectée en OH à Nançay à partir du 2 octobre, avec $Q_{OH} \approx 4 \cdot 10^{28}$ moléc./s. Nous avons adopté un taux de production de l'eau de $4.5 \cdot 10^{28}$ moléc./s.

Figure 3.I.4: Spectres de HCN(1-0) et H₂S(1₁₀-1₀₁) dans la comète Tabur les 29 et 30 septembre 1996.

Table 3.I.4.2: Comète Tabur: Taux de production et abondances entre le 29 et 30 Septembre 1996

Molécule	Transition(s)	Modèle Isotrope:	Incertitude due à la	Abondance	Abondance
		Taux de production	Température: $\pm 20\text{K}$:	$Q / Q_{\text{H}_2\text{O}}$	Q / Q_{HCN}
H₂O	(OH 18cm)	$Q_{\text{H}_2\text{O}} = 4.5 \cdot 10^{28} \text{ moléc./s}$		<u>1.00</u>	
HCN	1-0	$6.2 \pm 0.6 \cdot 10^{25} \text{ moléc./s}$	$\pm 1.4 \cdot 10^{25} \text{ moléc./s}$	$0.14 \pm 0.02 \%$	<u>1.0</u> ± 0.1
H₂S	1 ₁₀ -1 ₀₁	$4.0 \pm 0.5 \cdot 10^{26} \text{ moléc./s}$	$\pm 0.4 \cdot 10^{25} \text{ moléc./s}$	$0.9 \pm 0.1 \%$	6.5 ± 1.0
CH ₃ OH	4 raies à 157 GHz	$< 6.5 \cdot 10^{26} \text{ moléc./s}$	$\pm 1.5 \cdot 10^{25} \text{ moléc./s}$	$< 1.4 \%$	< 10
H₂CO	226	$\leq 4.5 \pm 1.5 \cdot 10^{25} \text{ moléc./s}$	$\pm 0.8 \cdot 10^{25} \text{ moléc./s}$	$\leq 0.10 \%$	$\leq 0.7 \pm 0.3$
	GHz:Lp=0	$\leq 2.1 \pm 0.7 \cdot 10^{26} \text{ moléc./s}$	$\pm 0.2 \cdot 10^{26} \text{ moléc./s}$	$\leq 0.48 \%$	$\leq 3.4 \pm 1.2$
	Lp=10000km: Lp= 60000km	$\leq 11. \pm 4. \cdot 10^{26} \text{ moléc./s}$	$\pm 1. \cdot 10^{26} \text{ moléc./s}$	$\leq 2.4 \%$	$\leq 18. \pm 6.$
CO	2-1	$< 11. \cdot 10^{27} \text{ moléc./s}$	$\pm 3. \cdot 10^{27} \text{ moléc./s}$	$< 24 \%$	< 180

La Table 3.I.4.2 présente les taux de production et les abondances moléculaires calculées avec le modèle précédemment exposé. Comme on le verra dans le chapitre 5, la détection marginale de H₂CO et la faible abondance en méthanol sont des données intéressantes. D'autre part la molécule H₂S est particulièrement abondante dans cette comète (Si l'erreur d'éphéméride se confirme, elle pourrait même être 2 fois plus abondante).

II. La grande comète de 1996: C/1996 B2 (Hyakutake)

Caractéristiques principales

<i>Désignation définitive:</i>	C/1996 B2	<i>Nom:</i>	Hyakutake
<i>Date de découverte:</i>	30 janvier 1996	<i>Magnitude Absolue:</i>	+5.4
<i>Périhélie :</i>	0.2302 UA	<i>Indice d'activité :</i>	3.2
<i>Excentricité :</i>	0.9998	<i>Diamètre :</i>	3 à 4 km
<i>Aphélie :</i>	800 UA environ	<i>Période de rotation :</i>	6.3 h
<i>Période orbitale initiale :</i>	75000 ans environ	<i>Appartenance :</i>	comète longue période
<i>Inclinaison :</i>	124.923°	<i>Origine :</i>	Nuage de Oort

(Comète Hyakutake le 17-04-96 à 20h55 TU - T256mm x42 - champ 1° x 1.5°)

II.1 Introduction

Historique et trajectoire

Au matin du 30 janvier 1996, un astronome amateur Japonais, Yuji Hyakutake, fait sa deuxième découverte cométaire en à peine plus d'un mois, à l'aide des plus puissantes jumelles (de 15cm d'ouverture) disponibles sur le marché. Mais cette découverte apparemment anodine d'une comète de magnitude 11 va le rendre célèbre dans le monde entier.

Intrinsèquement, cette comète fait partie des comètes relativement actives comme il en passe plus d'une par décennie (sa magnitude absolue indique qu'elle est légèrement moins active que les comètes 1P/Halley en 1986, Levy en 1990 et 109P/swift-Tuttle en 1992). Mais le 3 février, B.G. Marsden annonce dans la circulaire UAI n° 6304 que cette comète va passer très près de la Terre et à seulement 0.23 UA du Soleil le 1^{er} mai 1996. Le 25 mars 1996, la comète Hyakutake est passée à moins de 0.102 UA de la Terre, soit 15.3 millions de km ou 40 fois la distance Terre-Lune. Aucune comète n'était passée aussi près de la terre depuis C/1983 H1 (IRAS-Araki-Alcock) en 1983, bien moins active, mais pour trouver une occasion plus favorable, il faut remonter plus de 4 siècles dans le passé, en 1556.

Depuis le passage de la comète West il y a 20 ans, bien visible à l'oeil nu au printemps 1976, aucune comète n'avait vraiment été spectaculaire. La comète Hyakutake a atteint une magnitude totale proche de 0 autour du 25 mars 1996 (voir la courbe d'éclat sur la *figure 3.II.1a*). Elle était alors parfaitement visible à l'oeil nu, en pleine nuit, et sa queue s'est développée sur plus de 60°. De mémoire d'astronome, un spectacle aussi impressionnant ne s'était pas présenté depuis le passage des comètes de Halley et de la "grande comète de janvier" en 1910. Cela justifie bien le surnom de "comète du siècle" pour cette comète. La comète Hyakutake aurait même pu être à nouveau spectaculaire fin avril, car passant relativement près du soleil (à $R_h = 0.23$ UA), comme cela a été le cas de la comète West, si son éclat avait suivi une loi en R_h^{-4} jusqu'au périhélie.

Après plusieurs mois d'observation, son orbite s'est précisée, et montre qu'elle a du déjà passer près du soleil il y a quelques dizaines de milliers d'années, mais il ne s'agit pas d'une comète clairement périodique. Elle serait également soumise à des forces non-gravitationnelles importantes, du fait de son fort taux de dégazage pour un petit noyau, ce qui complique la détermination de sa trajectoire.

Observations et découvertes

La comète Hyakutake a fait l'objet d'une grande campagne d'observation, mobilisant de nombreux télescopes au sol et dans l'espace. Toutes les techniques modernes de l'observation astronomique ont pu être mises à profit, et la comète a été observée dans tous les domaines de longueur d'onde, des rayons X au domaine décimétrique. Désormais, nous connaissons la nature et l'origine de cette comète bien mieux que pour beaucoup d'autres, mais les observations ont fait surgir de nouvelles questions sans réponses.

En ce qui concerne le noyau de la comète Hyakutake, il n'a pas été mis en évidence par les images du télescope spatial, malgré une résolution de l'ordre de 7 km. Cependant, il a été détecté par écho radar par S. Ostro à Goldstone, qui annonce un diamètre de 1 à 3 km seulement: cela lui conférerait une petite taille, comparée à son activité, qui peut expliquer l'importance des accélérations non-gravitationnelles observées.

Les observations de la coma ont permis d'identifier de nouvelles espèces: HDO à 465 GHz (Lis et al. Circulaire UAI n°6362), HNC et CH₃CN (cf. paragraphe II.2), OCS à 146 GHz (Woodney et al. Circulaire UAI n°6344), NH₃ à 24 GHz (Wootten et al. Circulaire UAI n°6362), ainsi que CH₄, C₂H₆, OCS (Mumma et al. circulaire UAI n°6366) et l'acétylène C₂H₂ (Brooke et al. 1996) en infrarouge. S₂ a également été clairement identifié avec le télescope spatial (Weaver et al. 1996). Dans le domaine millimétrique à submillimétrique, la comète a été détectée par tous les radiotélescopes, y compris celui de 3m de diamètre de Gornergrat en suisse (KOSMA).

Figure 3.II.1.a: Evolution de la magnitude visuelle de la comète Hyakutake: référence: jour 0 = 1er mai 1996

Figure 3.II.1.b: Evolution du taux de production de OH en fonction de la distance au Soleil (Gérard et al. 1996).

Enfin, une des premières détection cométaire en rayons X, tout à fait inattendue (les atmosphères cométaires étant des milieux relativement froids et peu denses), a été faite les 26 - 28 mars avec le satellite ROSAT (Lisse et al. circulaire UAI n°6373). C/1996 B2 Hyakutake a également été détectée par ROSAT en Extrême-Ultraviolet (Pye et al. Circulaire UAI n°6394). Depuis, d'autres détections cométaires en rayons X ont été réalisées ou trouvées dans les données existantes (C/1990 K1 (Levy), C/1990 N1 (Tsuchiya-Kiuchi), 45P et C/1996 Q1 (Tabur) notamment).

II.2 Observations millimétriques à l'IRAM et au JCMT

La comète Hyakutake ayant été découverte seulement deux mois avant sa période d'observation la plus favorable, il a fallu effectuer des demandes de temps spéciales "Target of Opportunity". Des observations ont été effectuées avec l'antenne de 30m de l'IRAM entre le 10 avril et le 1^{er} Juin 1996. Pour la première fois, le réseau de 4 antennes de 15m de l'interféromètre de l'IRAM au plateau de Bure a également été utilisé, en mode interférométrique et antenne unique à la fin mars. Un programme spécial "Target Of Opportunity" a également été mis en place au JCMT, par la collaboration de plusieurs équipes, et a permis de suivre régulièrement la comète, environ toutes les semaines, du 9 mars au 23 juin 1996.

Ces observations millimétriques à submillimétriques comportaient une difficulté supplémentaire car le déplacement angulaire de la comète a atteint 18° par jour au périégée, soit $15''$ (la taille typique des lobes d'antennes des radiotélescope) en 20 seconde de temps. L'utilisation d'éléments orbitaux réactualisés presque quotidiennement a permis de limiter l'erreur de pointage due aux éphémérides (évaluée a posteriori), en général à moins de $2''$, sauf autour des 9-16 mars, 20-22 avril et 18-19 mai (4 à $6''$) et des 28-29 avril ($8-9''$). Cependant, l'astrométrie de la comète n'a pu être faite près du périhélie et cette erreur valait $20''$ les 5 et 6 mai et $40''$ le 12 mai: les détections ont alors été marginales ou inexistantes.

Toutes les molécules déjà observées en ondes millimétriques dans les comètes (HCN, CH₃OH, H₂CO, H₂S et CO) ont été facilement détectées dans la comète Hyakutake avec un très bon rapport signal sur bruit (souvent supérieur à 20), ce qui permet aussi une analyse fine de la forme de raies. Il est intéressant de noter que c'est la première comète dans laquelle CO est observé près du soleil, simultanément avec les 4 autres molécules "classiques". Nous ne donnerons pas le détail des observations, car la quantité est incomparable aux comètes précédemment observées: près du périégée, certaines raies étaient détectées avec un rapport signal sur bruit supérieur à 20 en 5min! Une sélection des raies observées est présentée dans les *figures 3.II.2a* (HCN), *3.II.2b et c* (CO, H₂S et CH₃OH) et *3.II.2d* (4 transitions de H₂CO). La table 3.II.2.1 résume l'étendue de la période pendant laquelle ces molécules ont été détectées.

Figures 3.II.2a: Spectres de HCN(1-0) et HCN(4-3) obtenus dans la comète Hyakutake à l'IRAM et au JCMT

Figures 3.II.2b: Spectres des raies de CO, H₂S et CH₃OH à 307 GHz observées au JCMT et à l'IRAM

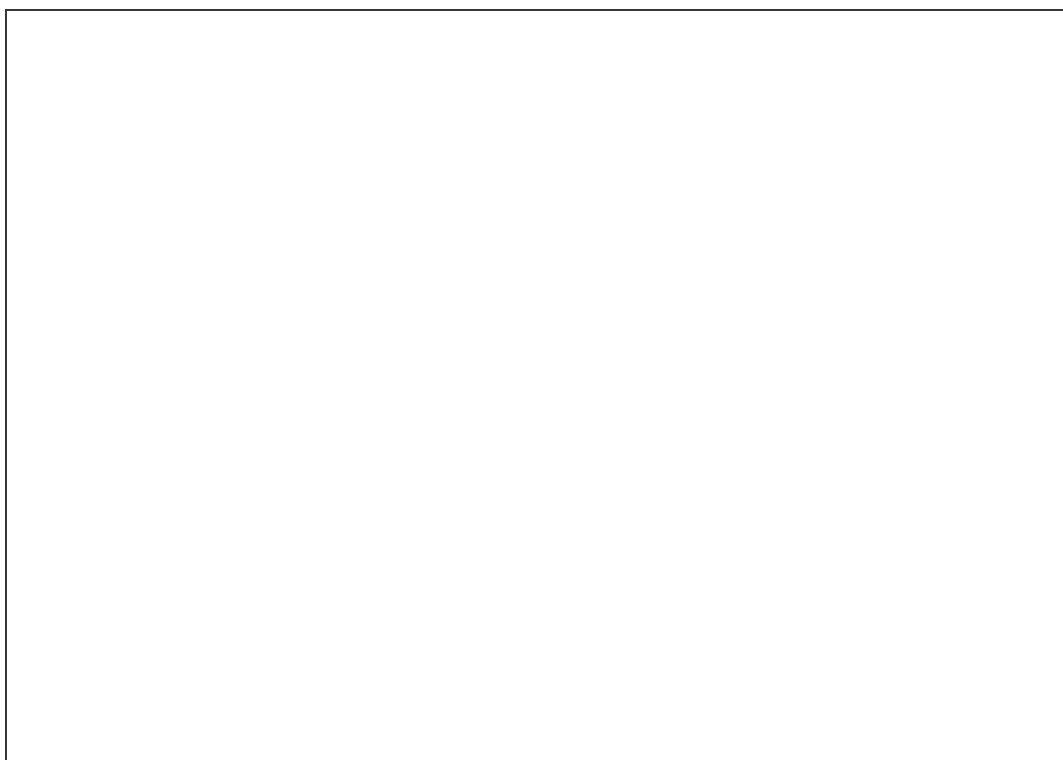
Figures 3.II.2c: Spectres de raies du méthanol observées au JCMT et à l'IRAM et permettant de contraindre la température

Figures 3.II.2d: Spectres de 4 raies différentes du formaldéhyde au JCMT et à l'IRAM-30m et Plateau de Bure.

Table 3.II.2.1: Comète C/1996 B2 (Hyakutake): Observations radio de HCN, CO, CH₃OH, H₂CO et H₂S

Molécule	Transitions détectées	Radio-télescopes	Période des observations	Distances couvertes	
				Rh	Δ
HCN	J 4-3	JCMT	10 février - 23 juin (23 j.)	1.852 - 0.247	1.467 - 0.194
	J3-2, J 1-0	IRAM	23 mars - 2 juin (9 j.)	1.090 - 0.480	1.125 - 0.127
CO	J 3-2	JCMT	1er mars - 27 mai (8j.)	1.506 - 0.245	1.238 - 0.247
	J 2-1	IRAM	29 mars - 31 mai (7j.)	0.950 - 0.252	1.168 - 0.174
	J 1-0	IRAM-PdB	24.0 mars	1.058	0.107
CH ₃ OH	304 et 307GHz,	JCMT	27 février - 27 mai (8j.)	1.556 - 0.591	1.190 - 0.194
	338/341GHz (10)	JCMT	15.1 avril	0.566	0.692
	145GHz(4),147GHz	IRAM	24 mars - 2 juin (5j.)	1.058 - 0.647	1.125 - 0.107
	157GHz(7),218GHz 242GHz(11)				
H ₂ CO	352, 362 et 365GHz	JCMT	9 mars - 9 juin (13j.)	1.357 - 0.413	1.196 - 0.194
	211 et 218GHz (2)	IRAM-PdB	23 mars et 26 mars	1.090 - 1.018	0.127 - 0.109
	226GHz	IRAM-30m	11 avril - 1er juin (3j)	0.912 - 0.553	1.122 - 0.575
H ₂ S	169GHz	IRAM-30m	10 avril	0.672	0.551

II.2.1 Cartographie



(Comète Hyakutake le 28-03-96 à 22h49 TU - T256mm x507 - champ 5' x 7')

Pour la première fois, le rapport signal sur bruit a permis la cartographie des principales raies moléculaires en ondes millimétriques à submillimétriques. Au JCMT, les molécules HCN, H₂CO, CO et CS ont été détectées jusqu'à plusieurs lobes (jusqu'à 30 à 50") de la direction présumée du noyau. Ces éléments de carte, constitués de 7 à 11 points régulièrement espacés selon les axes d'ascension droite et de déclinaison, mettent en évidence des anisotropies de dégazage (*figure 3.II.1c*). HCN a aussi été cartographié avec d'autres radiotélescopes (CSO, FCRAO) au moment du périhélie. D'autre part, pour la première fois en ondes millimétriques (Despois et al. 1996, circulaire UAI n°6388), une comète a été détectée en mode interférométrique, avec le réseau de 4 antennes de l'IRAM sur le plateau de Bure: il s'agit des raies HCN(1-0) et CO(2-1) entre les 22 et 29 mars 1996. H₂CO et CH₃OH ont aussi été observées à 1.2mm de longueur d'onde, mais non détectées autrement qu'en mode "Single Dish", c'est à dire sans corrélérer entre eux les signaux venant des 4 antennes. Ces résultats très récents sont préliminaires et encore en cours d'exploitation.

L'intérêt de ces observations est multiple: en dehors de la mise en évidence d'anisotropies de dégazage, qui nécessite une éphéméride très précise, ces données permettent de contraindre la distribution de densité des molécules dans l'atmosphère cométaire, ainsi que les conditions d'excitations. La distribution de densité des 3 molécules CO, CS et H₂CO est particulièrement intéressante à mesurer:

- Pour CO, il a été suggéré dans le cas de la comète de Halley (Eberhardt et al. 1987), que cette molécule provenait au moins en grande partie d'une source étendue dans la coma. Les cartes obtenues au JCMT, comme les détections des raies de CO au plateau de Bure s'interprètent sans mal avec une distribution de densité de Haser en $1/r^2$ à partir du noyau. Cependant les taux de production préliminaires, calculés à partir des observations infrarouges ou ultraviolettes, sont plus faibles que ceux des mesures radio, ce qui pourrait suggérer que CO provienne d'une source étendue. Les observations radio donnent un taux de production de l'ordre de 20% de celui de l'eau dans l'hypothèse d'une molécule mère: envisager une source significativement étendue de CO augmenterait cette abondance déjà élevée et ne ferait qu'aggraver le désaccord entre les différentes observations.

- CS(7-6) a été observée et donc cartographiée en même que CO(3-2) au JCMT. La nature de CS pose des questions: est-ce un radical, résultant de la photodissociation de CS₂, donc avec une distribution particulière, ou une molécule mère présente dans le noyau?

- Le **cas de H₂CO** est le plus intéressant, car avec une durée de vie d'environ 5000 s à 1 UA du soleil (Crovisier et al. 1987), il a fallu faire intervenir une source étendue (de l'ordre de 10000 km) pour interpréter les observations de cette molécule dans les comètes Austin, Levy (Colom et al. 1992) et 109P/Swift-Tuttle (Paragraphe III.1). La transition 3₁₃-2₁₂ à 211GHz n'a pas été détectée en mode interférométrique au plateau de Bure fin mars, ce qui ne serait pas si surprenant dans le cas d'une source étendue. Une analyse rapide des cartes obtenues à 351 GHz au JCMT, en même temps que pour HCN, **exclut la possibilité que H₂CO vienne uniquement du noyau**: le 16 mars H₂CO(5₁₅-4₁₄) est détectée jusqu'à 28" du noyau (6300 km, soit un peu plus que la longueur d'échelle du formaldéhyde à cette date), avec un signal valant 26%(±5%) de la pose centrale, au lieu de 5% prévu dans le cas d'une distribution de molécule mère. La carte du 30 mars montre de même Aire(40")/Aire(<2") = 0.29 ± 0.05 pour 0.03 attendus; 40" représentent 5600 km ce jour là, alors que L_{H₂CO} = 3700 km. Seules les observations du 31 mars paraissent plus compatibles avec une distribution de H₂CO venant du noyau: Aire(30")/Aire(<2") = 0.08 ± 0.03 pour 0.04 attendus. Une distribution du type Haser équivalent (cf.

Annexe A-II), avec une source étendue de longueur d'échelle $L_{\text{pH}_2\text{CO}} = 7000 R_h$, convient nettement mieux pour interpréter ces observations.

Figure 3.II.1.c: Carte de HCN(4-3) (20 poses décalées suivant les axes α et δ) obtenue le 30 mars 1996 au JCMT.

On pourrait invoquer des variations temporelles du taux de production pour conserver une distribution de molécule mère: du fait de la courte durée de vie du formaldéhyde les observations permettent certainement de les mettre en valeur des variations rapides. Il faudrait des variations importantes pour expliquer les distributions observées les 16 et 30 mars si H₂CO est une molécule mère. Si H₂CO provient directement du noyau, le 30 mars, 98% du signal de la pose centrale viendrait de molécules âgées de moins de 1h20 ($r < 4000$ km), alors qu'à 40" c'est l'inverse: les molécules contribuant au signal sont pour 98% "âgées" de plus de 1h20. Dans ce cas, il serait nécessaire que le taux de production soit passé de $3 \cdot 10^{27}$ à moins de $0.25 \cdot 10^{27}$ moléc./s en à peine plus d'une heure, or, 2 observations de la pose centrale à 1h d'intervalle montrent que le signal n'a diminué que d'un facteur 2 et non 10 comme il aurait fallu. C'est juste l'ordre de grandeur requis pour expliquer les écart observés avec le modèle de source étendue, ou de la petite contribution pouvant venir directement du noyau. Dans l'hypothèse d'une molécule venant directement du noyau, aucune des observations ne montre un signal suffisamment fort au centre pour expliquer une détection à 30" ou 40" du noyau 1h à 2h plus tard.

Le modèle de source étendue avec $L_p=7000 R_h$, réduit d'un facteur entre 1.5 et 3 la dispersion entre les mesures et les observations. Une analyse plus détaillée de l'ensemble des observations doit permettre de mieux contraindre la dépendance héliocentrique de la source étendue du formaldéhyde. Une étude préliminaire permet d'estimer la longueur d'échelle L_p à ≈ 8500 km le 16/3 à $R_h = 1.22$ UA; $L_p \approx 6500$ km le 30/3 à $R_h = 0.94$ UA; $L_p \approx 5000$ km le 31/3 à $R_h = 0.89$ UA. Ces valeurs sont évaluées à 1000 km près.

II.2.2 CS, HNC et CH₃CN

Table 3.II.2.2: Comète Hyakutake: observations des nouvelles molécules détectées: CS, HNC et CH₃CN

Molécule	Transitions détectées	Radio-télescopes	Période des observations	Distances couvertes	
				R _h	Δ
CS	J 7-6	JCMT	15 mars - 27 mai (7jours)	1.239-0.245	1.149-0.247
	J 5-4, J3-2, J2-1	IRAM-30m	10 avril - 1er juin (7jours)	0.912-0.252	1.168-0.551
HNC	J 4-3: A = 0.391 ± 0.057 Kkm/s	JCMT	16.63 mars	1.219	0.305
CH ₃ CN	J 5-4: 3 raies A _{5,0} = 0.030 ± 0.004 A _{5,1} = 0.036 ± 0.004 A _{5,2} = 0.004 ± 0.005 A _{5,3} = 0.029 ± 0.006	IRAM-PdB	26.4 mars	1.018	0.109

Le cas de CS est particulier: s'agit-il d'une molécule stable venant du noyau ou d'un radical ? Cette molécule a été détectée en ultraviolet dans de nombreuses comètes, avec une abondance de l'ordre de 0.1% par rapport à l'eau (Feldman et al. 1991). Les observations de la comète Hyakutake au JCMT ont permis sa première détection dans le domaine radio, à 342 GHz. D'autres transitions, CS(2-1), (3-2) et (5-4), ont par la suite été observées à l'IRAM. CS a été détecté sur un large domaine de distances héliocentriques, avec un rapport signal sur bruit dépassant parfois 20, et son observation a été particulièrement importante près du périhélie.

Figures 3.II.2.e: Spectres des raies de CS et HNC(4-3) obtenus dans la comète Hyakutake à l'IRAM et au JCMT

CS a été cartographié au JCMT le jour de sa première détection (15 mars 1996, transition J=7-6). Il est souvent admis qu'il s'agit d'un radical issu de la photodissociation de CS₂, molécule inobservable au sol et dont la durée de vie est très courte (environ 600 secondes à 1 UA du soleil). La distribution radiale mesurée au JCMT s'interprète bien avec une source étendue de 500 km, qui serait la valeur attendue à cette date là, mais ne permet pas d'exclure une source étendue de 1000km ou une production directe à partir du noyau. Pour exploiter les observations de CS nous avons donc supposé une longueur d'échelle du parent $L_p = 600 R_n^2 \cdot v_{exp}$, et une durée de vie de 10⁵s à 1 UA pour CS. Pour les observations de Hyakutake, les valeurs de L_p seront donc comprises entre 100 et 500 km, ce qui revient pratiquement à considérer que CS vient directement du noyau (la différence au niveau des taux de production est de moins de 15%). Cependant, un argument en faveur d'une source étendue de CS vient de la forme des raies: par exemple, la comparaison à CO le 15 mars montre une raie avec un creux plus marqué au centre (*figures 3.II.2a et 2c*), ce qui est attendu pour une molécule fille, dont la densité est moindre au centre de la coma. Par contre, les raies de CS sont à peine plus larges que celles des molécules mères (HCN, CO ou CH₃OH) observées simultanément (cf. spectres *figure 3.II.2a* et paragraphe II.3 sur les vitesses d'expansion), ce qui indique une distribution de vitesse proche: soit le radical CS est émis avec une faible vitesse d'éjection, lors de la photodissociation de son parent, soit cette photodissociation se fait très près du noyau, où la densité est suffisamment élevée pour que les collisions annulent toute mémoire de cette vitesse d'éjection.

Comme on le verra dans le paragraphe suivant, l'évolution de l'abondance de CS reste à expliquer. Le modèle de calcul de l'excitation de cette molécule est incomplet (un modèle quasiment thermique a été utilisé), car il faudrait y inclure le pompage ultraviolet. De plus la durée de vie est approximative. Cela expliquerait-il que CS soit encore bien détecté à 0.25 UA du soleil, alors que l'on pointait à 8" du noyau, soit 6600 km, les 2/3 de la longueur d'échelle supposée de CS?

L'acide isocyanhydrique, **HNC**, a été détecté la première fois dans une comète le 16.6 mars 1996, avec le radiotélescope du JCMT (cf. spectre *figure 3.II.2*), par sa transition J=4-3 à 362 GHz, et confirmé quelques jours après au CSO (Irvine et al. 1996). En utilisant les données spectrales les plus récentes (cf. annexe A-IV), son taux de production a été évalué à $Q_{HNC} = 9.3 \pm 1.4 \cdot 10^{24}$ moléc./s, soit $5.7 \pm 0.9\%$ de HCN (en tenant compte de l'opacité de l'ordre de 0.1 de la raie HCN(4-3) le 16.5 mars). Comme expliqué dans l'article publié dans Nature (Irvine et al. 1996), une abondance de 0.06 de cet isomère de l'acide cyanhydrique est assez inattendue et lourde de conséquences sur l'origine et la formation des comètes. Cet isomère peu stable est présent à l'état de traces (10⁻¹⁵) dans les échantillons de HCN de laboratoire, si bien que les caractéristiques de la molécule sont peu connues. Cependant, il est assez abondant dans les nuages interstellaires froids, où le rapport HNC/HCN peut atteindre plusieurs pour cents. Un des principaux problèmes est d'expliquer qu'une telle abondance puisse éventuellement être conservée dans les glaces cométaire jusqu'à leur sublimation à 1.2 UA du Soleil. Une autre hypothèse pourrait être que HNC soit le produit de photodissociation d'une autre molécule (CH₂NH, par exemple, qui n'a cependant pas été détecté dans Hyakutake). Les formes de raie ne permettent pas de conclure définitivement, elles ne sont cependant pas très différentes de celles observées pour les autres molécules mères.

Enfin, des observations en mode "Single Dish" avec les 4 antennes de l'IRAM du Plateau de Bure ont permis la première détection de **CH₃CN** dans une comète, avec une abondance assez faible, de l'ordre de 0.009% par rapport à l'eau pour un taux de production estimé à $1.8 \cdot 10^{25}$ moléc./s. Bien que CH₃CN soit une

autre source potentielle du radical CN (Bockelée-Morvan et al. 1985), son abondance (9% par rapport à HCN) ne suffit pas à expliquer l'écart entre les taux de production de CN et de HCN constatés dans les comètes.

II.3 Evolution en fonction de la distance héliocentrique

La comète Hyakutake a été suivie de 1.8 à 0.25 UA du soleil. Aucune comète n'avait été observée sur un tel domaine de distances au soleil (1P/Halley avait été au mieux suivie de 1.50 à 0.59 UA du Soleil en 1985-1986, dans le domaine millimétrique). Ces observations seront utilement complétées par celles de la comète Hale-Bopp de 6.7 à 0.9 UA du soleil.

Un modèle unique ne convient pas pour l'interprétation des observations: comme nous allons le voir, les conditions d'excitation et la vitesse d'expansion ont profondément évolué en fonction du temps et de la distance héliocentrique.

Mesures de température et conditions d'excitation

La température de l'atmosphère cométaire a pu être évaluée à plusieurs reprises, notamment grâce à l'observation simultanée de plusieurs raies du méthanol, de $R_h = 1.56$ à 0.57 UA. Les transitions $2_{12}-2_{01}$ à 304 GHz et $4_{12}-4_{01}$ à 307 GHz, fournissent une mesure de T_{rot} représentative de la température du gaz. La mesure n'est précise que pour des températures assez basses (inférieures à 50K), car les niveaux 4_{12} et 2_{12} sont proches en énergie (16K): les observations des 30/3 et 14/4 ne donnent pas de mesures cohérentes ($T \gg 100$ K). Près du périhélie, de nombreuses observations ont eu lieu et, comme la comète était très proche, la plupart sondaient un équilibre thermique: les intensités des raies de CH_3OH à 242 GHz (IRAM-PdB), 252 et 462 GHz (Lis et al. 1997), CO (6-5), (4-3) et (3-2) (Lis et al. 1997), et de NH_3 (Wooten et al. 1996) sont compatibles avec des températures entre 60 et 75K, avec 67K comme valeur moyenne. Plus près du périhélie l'incertitude est bien plus grande: du 10 au 15 avril les mesures des raies du méthanol à 157, 242 et 338 GHz, qui ne sont pas toutes à l'équilibre thermique, suggèrent des températures de 100 à 120 K. Au périhélie, les intensités relatives des raies $J=7-6$ et $J=3-2$ de CS, observées presque simultanément au JCMT et à l'IRAM, avec un champ de vue identique sont compatibles avec une température de rotation $T_{rot}(CS7/3) = 92 \pm 35$ K. L'interprétation en terme de température cinétique du gaz est peut-être biaisée par l'excitation ultraviolette de la molécule (16 fois plus forte qu'à 1 UA) d'autant plus que l'on pointait à environ 8" du noyau. Ces observations sont en fait espacées de plus de 13h ce qui représente 8 fois la durée de vie supposée pour CS à $R_h = 0.25$ UA. La *figure 3.II.3a* présente l'ensemble des mesures de température, que l'on peut relier par une loi linéaire pour la période observée sous la forme $T \approx 160-85.R_h$ (corrélation 0.80, incertitude ≈ 20 K). Cette loi de température, extrapolée à $T = 20$ K pour l'observation de HCN(4-3) du 10 février (Matthews et al. Circulaire UAI n°6318), sera utilisée par la suite. La Table 3.II.3.1 présente un résumé des températures mesurées.

Table 3.II.3.1: Températures cinétiques dans la comète Hyakutake.

27 février	$R_h = 1.55$ UA	$T = 20 \pm 7$ K
11-17 Mars	$R_h = 1.25$ UA	$T = 50 \pm 5$ K
24-30 Mars	$R_h = 1.00$ UA	$T = 67 \pm 5$ K
10-15 Avril, 19 mai	$R_h = 0.65$ UA	$T = 110 \pm 15$ K

Figure 3.II.3.a: Mesures de températures de rotation en fonction de la distance héliocentrique: symboles évidés: mesures post-périhéliques.

Figure 3.II.3.b: Mesures de demi-largeur de raie (\approx vitesse d'expansion) en fonction de la distance héliocentrique: symboles évidés: mesures post-périhéliques.

L'évaluation des taux de collisions est moins immédiate: pour les collisions avec les molécules d'eau, nous avons pris les taux de production déduits des observations de OH à Nançay, à partir d'un modèle avec rayon de quenching constant (Gérard et al. 1996). Quand Q_{OH} n'était pas connu, nous avons estimé son ordre de grandeur à partir des taux de production des autres molécules, en supposant une abondance à peu près constante. Le taux de collisions n'est de toute manière pas connu à un facteur deux près étant donné les incertitudes sur les sections efficaces de collision. Pour modéliser les collisions électroniques, nous avons supposé $x_{ne} = 0.5$, $X_{rc} = 1$, à partir de l'augmentation nette de température mesurée par CH₃OH ($R_h < 1.25$ UA) avec $\Delta t_e = 10^3$ puis 10^4 K à moins de 1 UA du soleil. Ces paramètres devront être précisés ultérieurement, mais les températures de rotation mesurées à partir des raies à 242 et 338 GHz du méthanol, sont plus proches d'une distribution thermique que de l'équilibre de fluorescence, comme dans le cas des raies à 145 GHz observées le 21 novembre 1992 dans 109P/Swift-Tuttle, qui ont été interprétées avec un taux de collision électronique important. L'introduction de collisions électroniques réduit la dispersion entre modèle et observations sans beaucoup changer les taux de production.

Profils de raies: vitesse d'expansion

L'évolution de la vitesse d'expansion avec la distance héliocentrique peut être mesurée à partir des profils de raies (cf. Chapitre 1). Les demi-largeurs varient avec la distance héliocentrique suivant une loi de puissance en $R_h^{-0.65}$. La Table 3.II.3.2 présente les lois de variation déterminées sur chacune des molécules. Les écarts constatés d'une molécule à l'autre ne sont pas très significatifs et sans doute biaisés par l'échantillonnage temporel. Comme exposé dans le chapitre 1, la demi-largeur des raies surestime la vitesse d'expansion, mais l'analyse des profils qui présentent une structure à double pic (*figures 3.II.2a et 3.II.2b*) suggère qu'elle la surestime d'environ 15%. Une étude plus approfondie des profils des raies permettra d'affiner les mesures. Nous supposons en première approximation que la dépendance héliocentrique est bien représentée par la loi $v_{exp} = 0.80 R_h^{-0.65}$ km/s.

Table 3.II.3.2: Comète Hyakutake: Ajustements de loi de puissance sur les demi-largeurs de raies

Molécule	Pondération en $1/\sigma^2$	Coefficient de corrélation	Pondération constante	Coefficient de corrélation
HCN	$949(\pm 28) R_h^{-[0.62\pm 0.01]}$ m/s	0.950	$892(\pm 92) R_h^{-[0.62\pm 0.01]}$ m/s	0.932
CH ₃ OH	$939(\pm 152) R_h^{-[0.77\pm 0.01]}$ m/s	0.925	$891(\pm 155) R_h^{-[0.73\pm 0.01]}$ m/s	0.946
CO	$810(\pm 105) R_h^{-[0.84\pm 0.01]}$ m/s	0.945	$791(\pm 152) R_h^{-[0.93\pm 0.02]}$ m/s	0.955
CS	$948(\pm 81) R_h^{-[0.56\pm 0.01]}$ m/s	0.960	$994(\pm 126) R_h^{-[0.51\pm 0.02]}$ m/s	0.941
Toutes	$935(\pm 23) R_h^{-[0.65\pm 0.00]}$ m/s	0.946	$884(\pm 66) R_h^{-[0.65\pm 0.01]}$ m/s	0.930

Taux de production et abondances

Pour convertir les intensités mesurées en taux de production, nous utilisons un modèle de dégazage isotrope: la plupart des raies sont bien, voire presque parfaitement symétriques, mais l'angle de phase a souvent été proche de 90°, et le noyau tourne assez vite sur lui-même (en un peu plus de 6h). Cependant les cartes montrent des asymétries, qui persistent après correction des erreurs de pointage. Il est probable qu'il faudra introduire une asymétrie de dégazage jour/nuit pour exploiter plus à fond ces observations.

L'évolution des taux de production de chaque molécule en fonction de la distance héliocentrique est tracée sur les figures 3.II.3c,d,e,f,g et h. Les taux de production de OH mesurés à Nançay, (Gérard et al. 1996), et représentés sur la figure 3.II.1b ont été utilisés pour déterminer les abondances relatives par rapport à l'eau. Comme cela est montré dans Gérard et al. (1996), les taux de production de OH mesurés en avril 1996 à faible distance héliocentrique sont fortement tributaires du modèle de collision adopté. Nous avons considéré les déterminations faites dans l'hypothèse d'une taille de la zone de collision (rayon de quenching) constante. Ce modèle conduit à des abondances pour les espèces minoritaires beaucoup plus réalistes. La table 3.II.3.3 présente les abondances relatives à l'eau pour les mesures quasi simultanées. La table 3.II.3.4 donne les abondances relatives à HCN, ce qui permet de mieux couvrir l'étendue des observations.

Table 3.II.3.3: Comète Hyakutake: mesures et évolution des abondances relatives en fonction du temps

Dates	Rh UA	v _{exp} [km/s]	T	Q _{H₂O} [10 ²⁹ s ⁻¹]	Abondances relatives par rapport à l'eau						
					HCN	CO	CH ₃ OH	H ₂ S	CS	H ₂ CO	H ₂ CO _(f)
27/04- 01/03	1.53	0.60	25 K	2.0	0.054% ±0.011	10.9 % ±0.7	0.69 % ±0.16				
09/03- 11/03	1.33	0.65	40 K	1.6	0.120 % ±0.001		0.75 % ±0.06			<i>0.12 %</i> ±0.01	<i>0.37 %</i> ±0.04
15/03- 16/03	1.23	0.70	50 K	1.6	0.101 % ±0.001	19.6 % ±0.8	1.34 % ±0.11		0.046% ±0.006	0.16 % ±0.11	0.49 % ±0.14
23/03- 24/03	1.08	0.75	65 K	2.2	0.111 % ±0.002	22.3 % ±1.0	1.40 % ±0.14			<i>0.16 %</i> ±0.01	<i>0.95 %</i> ±0.03
30/03	0.94	0.85	70 K	2.8	0.082 % ±0.004	18.6 % ±1.8	1.40 % ±0.35			0.23 % ±0.24	0.61 % ±0.16
31/03 -	0.91	0.85	70 K	3.2	0.106 % ±0.006					0.25 % ±0.10	0.61 % ±0.20
01/04	0.89	0.85	70 K	3.2		14.4 % ±1.2			0.057% ±0.007	0.15 % ±0.02	0.53 % ±0.16
09/03 01/04	Abondances Moyennes:				0.105 % ±0.012	19.0 % ±2.8	1.2 % ±0.3		0.05 % ±0.01	0.18 % ±0.04	0.66 % ±0.22
17/04- 22/04	0.45	1.20 à 1.35	100 à 110 K	≈ 5.0	0.146 % ±0.006	18.2 % ±3.6	< 1.0 %	< 0.63 %	0.175% ±0.026	0.90 % ±0.14	1.15 % ±0.18
18/05- 22/05	0.64	1.10 à 1.00	90 à 80 K	≈ 3	0.146% ±0.005	19.8 % ±1.7	2.42 % ±0.27		0.103% ±0.008	0.39 % ±0.12	0.48 % ±0.15

Note: Les mesures en italique correspondent à une seule raie, dans le cas du méthanol, ou une seule position sur le ciel, dans le cas du formaldéhyde: les barres d'erreur n'incluent alors pas la dispersion entre les mesures. Pour le formaldéhyde, H₂CO désigne le cas d'une molécule mère, et l'indice _(f) celui d'une molécule fille avec la longueur d'échelle proposée dans le paragraphe II.2.

Figure 3.II.3.c: Taux de production de CO en fonction de la distance héliocentrique: symboles évidés: mesures post-périhéliques.

Figure 3.II.3.d: Taux de production de HCN en fonction de la distance héliocentrique: symboles évidés: mesures post-périhéliques (limites supérieures à 3 sigmas pour les non détections).

Figure 3.II.3.e: Taux de production de CH₃OH en fonction de la distance héliocentrique: symboles évidés: mesures post-périhéliques.

Figure 3.II.3.f: Taux de production de CS en fonction de la distance héliocentrique: symboles évidés: mesures post-périhéliques.

Figure 3.II.3.g: Taux de production de H₂CO en fonction de la distance héliocentrique (hypothèse molécule fille): symboles évidés: mesures post-périhéliques.

Figure 3.II.3.h: Taux de production de H₂CO en fonction de la distance héliocentrique (hypothèse molécule mère): symboles évidés: mesures post-périhéliques.

Table 3.II.3.4: Comète Hyakutake: Abondances relatives à HCN (*mesures non simultanées en italique*)

Dates	R _h	CH ₃ OH/HCN N	H ₂ S/HCN	CO/HCN	CS/HCN	H ₂ CO/HCN	H ₂ CO _(f) /HCN
27/4-1/3	1.53	12.8 ± 3.9		<i>202 ± 43</i>			
09-11/3	1.33	<i>6.3 ± 0.5</i>				1.0 ± 0.1	3.1 ± 0.3
15-16/3	1.23	13.3 ± 1.1		193 ± 8	0.46 ± 0.06	1.7 ± 1.0	6.0 ± 1.5
23-24/3	1.08	12.6 ± 1.3				1.5 ± 0.1	8.6 ± 0.5
30-32/3	0.91	17.1 ± 4.3		227 ± 25	0.54 ± 0.07	2.3 ± 1.0	6.2 ± 1.3
10-11/4	0.66	11.7 ± 1.8	5.9 ± 0.4	167 ± 10	1.42 ± 0.11	2.6 ± 0.1	6.5 ± 0.4
13-15/4	0.59	9.8 ± 1.9		168 ± 25	1.22 ± 0.17	3.8 ± 0.2	6.3 ± 1.5
15.4/4*	0.56	12.0 ± 2.4		87 ± 9		2.9 ± 1.5	4.5 ± 1.1
17-22/4	0.45		<4.3	117 ± 25	1.20 ± 0.15	6.2 ± 1.0	7.9 ± 1.3
27-29/4	0.25			<i>98 ± 26</i>	≈ 2		
5-6/5	0.27			155 ± 33			
18-22/5	0.64	16.6 ± 1.9		<i>136 ± 12</i>	0.71 ± 0.06	2.7 ± 0.8	3.3 ± 1.0
26-27/5	0.77	17.1 ± 4.1		151 ± 13	1.10 ± 0.10	4.0 ± 0.8	5.7 ± 1.0
0-03/6	0.92	21.6 ± 3.2		260 ± 40	0.98 ± 0.15	3.1 ± 0.6	6.0 ± 1.1
Moyenne:		13.3 ± 3.0	5.9 ± 0.4	160 ± 45	0.85 ± 0.33	2.4 ± 1.2	5.6 ± 1.7

Aux incertitudes près, les fluctuations d'abondances relatives peuvent être significatives dans les cas suivants:

- Le rapport CH₃OH/HCN semble plus élevé après le périhélie. Il est possible que cet effet vienne d'une plus grande incertitude sur les conditions d'excitations et soit marginal car les barres d'erreurs sont plus grandes.

- le rapport CO/HCN est plus faible près du soleil (130 ± 30 pour R_h < 0.7 contre 200±30 pour R_h > 0.7). Les observations proches du soleil sont cependant à interpréter avec précaution car la durée de vie des molécules y est beaucoup plus courte et les écarts de pointage étaient assez importants. Plusieurs facteurs (incertitudes sur les durées de vie, anisotropies de dégazage, erreurs supplémentaires de pointage, fluctuation temporelle des taux de production), peuvent facilement beaucoup changer ces rapports d'abondance.

- le rapport CS/HCN varie de 0.5 à 1.4: avant d'interpréter cette tendance, il faudra ré-interpréter ces observations avec un modèle prenant en compte le pompage ultraviolet du rayonnement solaire.

- L'abondance de H₂CO par rapport à HCN est bien plus constante avec le modèle de source étendue.

Le sursaut du 15 avril

Du 13 avril à 22h TU au 15 avril à 17h TU la comète a été assez régulièrement suivie au JCMT et au 30m de l'IRAM (dans des conditions météo malheureusement pas très favorables à l'IRAM). Les observations du radical OH ont pour la plupart été interrompues quelques jours avant (du 9.6 au 18.5 à Nançay, et en U.V., l'élongation étant inférieure à 40° à partir du 10 avril, aucune observation n'a été rapportée). Seule une observation de l'hydrogène atomique H, autre produit de la photodissociation de l'eau, a été faite en Lyman α par l'expérience SWAN à bord de SOHO (Bertaux et al. 1996).

Les observations du JCMT entre 22h et 6h TU les 13/14 avril avaient en partie pour objectif d'étudier les variations d'activité à court terme de la comète, sur une période de rotation évaluée à 6.3h (Schleicher et al. circulaire UAI n°6372). Le taux de production de HCN a été mesuré à 5 reprises sur une période et montre une variation régulière et significative (+/- 20%) qui pourrait bien être liée à la rotation du noyau. La couverture temporelle reste cependant insuffisante pour pouvoir définitivement conclure. La *figure 3.II.3.5* montre les variations des taux de production de HCN, CO et CH₃OH entre le 13.19 et le 15.6 avril (ce qui représente 9 rotations de 6.3h).

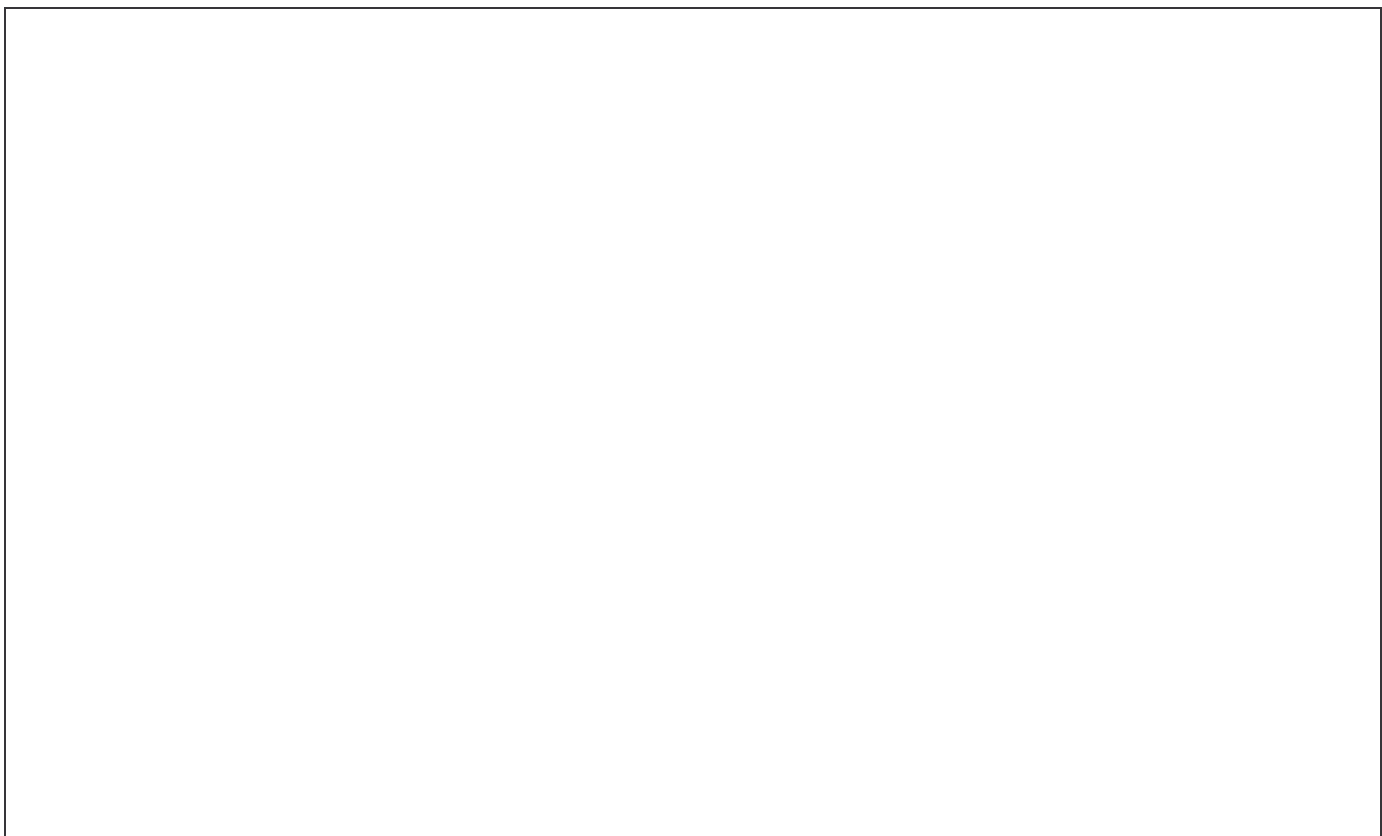


Figure 3.II.3.5: Variation à court terme des taux de production des molécules HCN, CO et CH₃OH dans la comète Hyakutake. On a normalisé ces taux de production à $Q_{\text{HCN}} = 11 \cdot 10^{26}$ moléc./s, $Q_{\text{CO}} = 20 \cdot 10^{28}$ moléc./s et $Q_{\text{CH}_3\text{OH}} = 12 \cdot 10^{27}$ moléc./s.

A partir du 15.0 avril, on constate une augmentation rapide des taux de production des différentes molécules (H₂CO y compris). Cette augmentation dépasse les fluctuations de la veille puisqu'elle atteint +44% pour CO, +200 à 300% pour HCN, +100 à +200% pour H₂CO et +90% pour CH₃OH. Cette montée est très rapide: le taux de production de HCN a doublé en 5h. Il s'agit d'un sursaut réel, car même si les conditions d'excitation des molécules sont sans doute particulières dans ce régime non stationnaire, l'augmentation est vue pour toutes les molécules observées à des fréquences différentes. Pour HCN(4-3) observée au JCMT, 90% du signal vient de molécules âgées de moins de 2.5h: cela signifie que la rapidité des variations observées est réellement liée à une augmentation du taux de dégazage, qui de plus s'est étalée dans le temps. Un sursaut de brillance a été observé dans le visible pendant la même période: il a été signalé par les observations au Pic-du-midi le 15, et les estimations de la magnitude totale m_1 de la comète montrent peut-être aussi une remontée autour de cette date. Les photographies à grand champ montrent aussi une queue de plasma particulièrement développée du 16 au 18 avril, qui résulte sans doute de ce sursaut gazeux. L'observation de SOHO montre également un taux de production de H plus fort autour de ces dates.

La comète n'a ensuite été ré-observée en ondes radio que le 17 avec des taux de production revenus à des valeurs mêmes légèrement inférieures à la période du 13-14 avril.

C'est donc sans doute dans cette période que la comète a atteint son maximum d'activité, avec un taux de production gazeux total excédant sans doute 10^{30} moléc./s. Il y a en effet peu de raisons pour que de l'eau n'ait pas suivi la même tendance (Malheureusement les observations de OH à Nançay étaient interrompues pendant cette période). D'un autre côté les observations de molécules à longue durée de vie comme CO ou réalisées avec des ouvertures ou lobes assez grands sont sensibles à un plus grand nombre de molécules et ne permettent pas d'avoir une très grande résolution temporelle. Dans ce cas, ces observations (CO ou H avec SOHO) peuvent montrer un sursaut moins marqué si sa durée n'a pas été très longue.

II.4 Composition chimique de la comète Hyakutake

Le passage très favorable de cette comète a permis d'observer et de découvrir de nombreuses molécules, particulièrement en ondes radio et en infrarouge. La table 3.II.4.1 fait un bilan provisoire et peut-être non exhaustif des résultats. De plus, de nombreuses molécules ont été cherchées, sans succès, mais donneront des limites supérieures sans doute intéressantes (HC_3N , DCN , $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$, SiO ,...), une fois les données exploitées.

Table 3.II.4.1: Comète Hyakutake: bilan des molécules détectées et des abondances relatives

Molécules	Raies observées	Abondance / H_2O	Abondance / HCN	Référence
CO	5 (Radio), I.R., U.V	19 ± 3 %	160 ± 45	*#
CO_2	(CO U.V.)	2%		Weaver et al. ACM96
CH_3OH	52 (Radio), I.R.	1.2 ± 0.3 %	13.3 ± 3.0	*#
H_2CO	7 (Radio)	0.18 à 0.4 % 0.66 ± 0.22 % (f.)	2.4 ± 1.2 5.6 ± 1.7 (fille)	*#
HDO	1 (Radio), I.R.	0.045 % #	0.4 #	Lis et al. IAUC6362
HCN	4 (Radio), I.R.	0.11 ± 0.01 %	1 (référence)	*#
CH_3CN	3 (Radio)	0.009%	0.09	#
HNC	1 (Radio)	0.0058 ± 0.001 %	0.057 ± 0.009	*# et Irvine et al. 1996
NH_3	2+(Radio)	0.45 % #	4.0 #	Wootten et al. ACM96
H_2S	1 (Radio)	0.65 ± 0.03 %	5.9 ± 0.4	*#
OCS	1 (Radio), I.R.	0.13 ± 0.03 %*#	1.0 ± 0.3 #	Woodney et al. ACM96 *
CS	4 (Radio), U.V.	0.05 % (à 0.2%)	0.85 ± 0.33	*#
S_2	UltraViolet	0.005 %	0.03 #	Weaver et al. ACM96
CH_4	InfraRouge	0.7 %		Mumma et al. ACM96
C_2H_2	InfraRouge	0.3 % #	1.3	Brooke et al. 1996
C_2H_6	InfraRouge	0.4 - 1.2 %		Mumma et al. ACM 96
<i>DCN</i>	<i>DCN(5-4) le 15.0/4</i>	< 0.006%	<0.06	*#

Notes: *: Abondances calculées avec les modèles exposés ici, ou (#) avec les taux de production de HCN ou de l'eau exposés ici et déduits de Gérard et al. 1996 (pour l'eau).

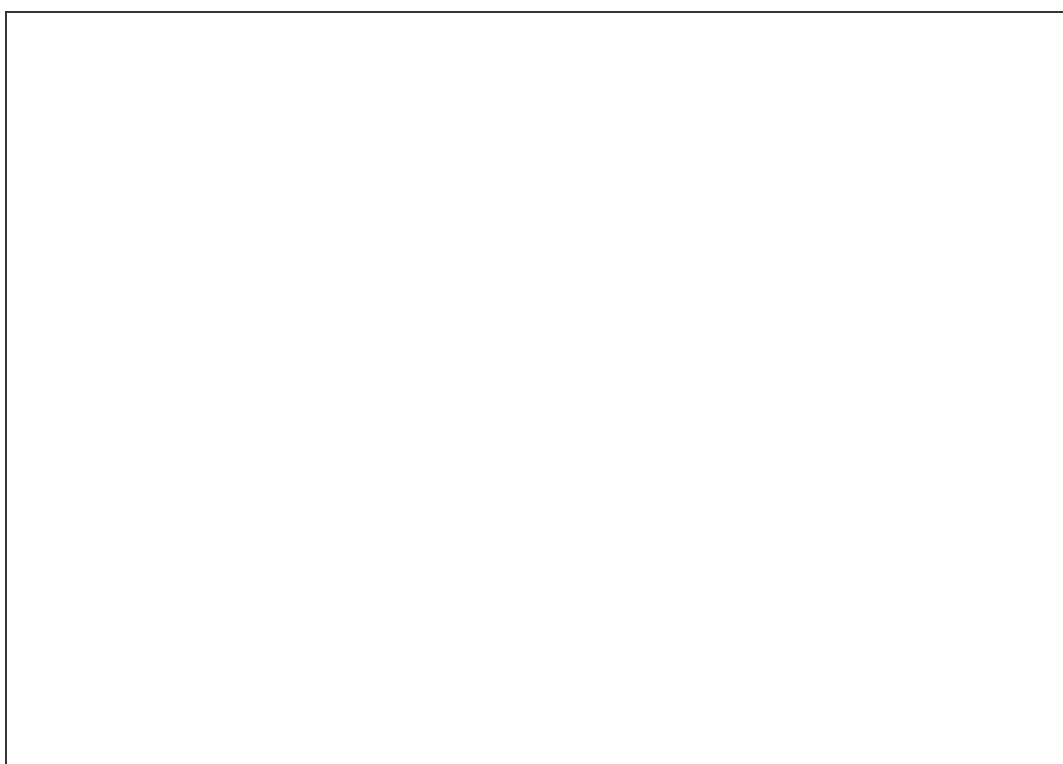
Une analyse plus complète des résultats sera faite dans le chapitre 5. Cependant cette comète montre des abondances similaires à celles des autres comètes observées, tout en étant plutôt pauvre en méthanol. Cette comète apporte aussi un grand nombre d'informations uniques et nouvelles. De nouvelles molécules mères ont été détectées, et nous avons pu suivre l'évolution des conditions physiques régnant dans l'atmosphère d'une comète en fonction de la distance au soleil. Les rapports des abondances des différentes molécules bien suivies n'évoluent cependant pas très significativement: les valeurs extrêmes sont à prendre avec précaution en raison des problèmes d'excitation et des variations d'activité de la comète. Des variations très significatives des taux de production ont été observées, puisque l'écart entre le maximum, atteint vraisemblablement au cours du sursaut du 15 avril, et le minimum est supérieur à 10 pour toutes les molécules. Une partie de ces résultats est encore préliminaire et nécessitera une analyse plus détaillée à la lumière d'une première itération sur les résultats obtenus dans les différents domaines (Observations de OH, cartographie,...).

III. Comètes du type de 1P/Halley

III.1 La comète 109P/Swift-Tuttle

Caractéristiques principales

<i>Désignation définitive:</i>	109P/1862 O1, 1992 S2	<i>Nom:</i>	Swift-Tuttle
<i>Date de découverte:</i>	16/07/1862, 26/09/1992	<i>Magnitude Absolue:</i>	+4.5
<i>Périhélie :</i>	0.9582 UA	<i>Indice d'activité :</i>	6.0
<i>Excentricité :</i>	0.9636	<i>Diamètre :</i>	23 km
<i>Aphélie :</i>	51.7 UA	<i>Période de rotation :</i>	67 h
<i>Période orbitale initiale :</i>	130 ans	<i>Appartenance :</i>	Famille de Halley
<i>Inclinaison :</i>	113.4265°	<i>Origine :</i>	Nuage de Oort?



(Comète Swift-Tuttle le 1-12-92 à 18h25 TU - T245mm x218 - champ 5' x 7')

Introduction

Après la comète de Halley, 109P/Swift-Tuttle, est la comète dont on possède des rapports d'observations les plus anciens: elle aurait été observée dès l'an 68 avant J.C. Il s'agit d'une des comètes périodiques les plus actives et qui a la particularité d'avoir aussi une orbite passant très près de la terre (à moins de 0.02 UA). Ses passages entre les années +188 et 1737 ne furent cependant pas très favorables (Marsden et al. 1992). Sa dénomination date du passage de 1862, à 0.34 UA de la Terre, où elle a atteint la magnitude +2 avec une queue de quelques dizaines de degrés [l'Astronomie vol. 107, mai 1993]. Elle a alors été bien observée, notamment par Bond, Schmidt et Winnecke dont les dessins des jets ont permis à Z. Sekanina de faire une première évaluation de la période de rotation du noyau, autour de 2.8 jours, confirmée par les observations récentes (Jorda et al. 1994).

Cependant ce passage seul n'a pas permis de prévoir son retour de 1992 avec suffisamment de précision, et la comète n'a été retrouvée, par un astronome amateur japonais, T. Kiuchi, que deux mois et demi avant son passage au périhélie du 12 décembre. Le passage de 1992 n'était pas l'un des plus défavorables, car elle n'est passée qu'à 1.17 UA de la terre. Les 2 prochains, en 2126 et 2261, se feront à 0.15 UA (Marsden et al. 1992). Elle a cependant atteint la limite de visibilité à l'oeil nu ($m_1 = 5$). Son taux de dégazage mesuré par les observations de OH à Nançay a atteint $6 \cdot 10^{29}$ molécules d'eau par seconde à 0.96 UA du soleil, soit celui de la comète de Halley à la même distance.

La comète Swift-Tuttle est aussi célèbre pour être parente de l'essaim météoritique le plus connu, les perséides, dont le maximum d'activité est chaque année autour du 12 août. Le Taux Horaire Zénithal, de l'ordre de 60 météores (visibles à l'oeil nu) en moyenne, a atteint des records de 300 ces dernières années, liés au passage de la comète près de son périhélie.

Observations radio

La comète a été bien détectée à plusieurs reprises en ondes millimétriques à l'IRAM (Despois et al. 1996), au JCMT (Bockelée-Morvan et al. 1994b), au NRAO (Wootten et al. 1994) et au CSO (Schloerb et al. 1993). Ces données sont très intéressantes car elles couvrent une période de près de 2 mois autour du périhélie; d'autre part les raies moléculaires présentent toutes une asymétrie très marquée, qui est sans doute la contrepartie des jets observés en optique (Jorda et al. 1994). Les données exploitées ici sont rassemblées dans la table 3.III.1.1. La redécouverte de la comète ayant été tardive, les premières observations radio pointaient légèrement à côté de la position réelle du noyau. Pour les données venant de l'IRAM, les offsets de pointage par rapport au noyau de la comète et leur position angulaire dans le plan du ciel ont été précisément évalués en tenant compte des erreurs d'éphémérides et des erreurs de pointage, comme exposé dans l'annexe A-I.

Table 3.III.1.1: Comète 109P/Swift-Tuttle: observations radio millimétriques

Date	Télescope et Integ. (min.)	Raie	Rh (UA)	Delta (UA)	Lobe (")	offset et P.A. (") et (°)	Aire(Kkm/s)	ΔV km/s
11.69/11/92	IRAM 256	HCN(1-0)	1.091	1.173	26.8	15.2 P.A.=342	0.296 \pm .031	-0.45 \pm .07
12.69/11/92	IRAM 265	HCN(1-0)	1.083	1.177	26.8	13.8 P.A.=345	0.383 \pm .062	-0.38 \pm .06
12.1 /11/92	CSO	HCN(3-2)	1.087	1.175	28	15? P.A.=350	1.40 \pm .05	
14.59/11/92	IRAM 183	HCN(1-0)	1.069	1.187	26.8	15.8 P.A.=348	0.214 \pm .026	-0.48 \pm .13
12.67/11/92	IRAM 265	H ₂ S ₁₁₀₋₁₀₁	1.083	1.177	15.2	13.4 P.A.=350	< 0.134	
11.69/11/92	IRAM 256	H ₂ CO ₃₁₂₋₂₁₁	1.091	1.173	12.3	14.6 P.A.=343	0.190 \pm .055	-0.85 \pm .40
12.69/11/92	IRAM 265	H ₂ CO ₃₁₂₋₂₁₁	1.083	1.177	12.3	13.2 P.A.=347	0.210 \pm .037	-0.12 \pm .16
14.59/11/92	IRAM 183	H ₂ CO ₃₁₂₋₂₁₁	1.069	1.187	12.3	15.2 P.A.=351	0.175 \pm .030	-0.52 \pm .20
11.67/11/92	IRAM 256	CH ₃ OH ₃₀₁₋₂₀₁ CH ₃ OH ₃₁₄₋₂₁₄ CH ₃ OH ₃₀₃₋₂₀₃ CH ₃ OH ₃₁₃₋₂₁₃ CH ₃ OH _{32E-22E}	1.091	1.173	17.3	14.4 P.A.=345	0.178 \pm .024 0.063 \pm .024 0.012 \pm .023 0.072 \pm .023 0.074 \pm .022] -0.37 \pm .07]]]
14.60/11/92	IRAM 196	CH ₃ OH ₁₁₃₋₁₀₃ CH ₃ OH ₂₁₃₋₂₀₃ CH ₃ OH ₃₁₃₋₃₀₃ CH ₃ OH ₄₁₃₋₄₀₃ CH ₃ OH ₅₁₃₋₅₀₃	1.069	1.187	15.5	15.5 P.A.=352	0.166 \pm .036 0.080 \pm .020 0.090 \pm .033 0.140 \pm .031 0.210 \pm .036] -0.69 \pm .13]]

$T_{\text{rot}}(\text{CH}_3\text{OH } 145\text{GHz IRAM}) = 29 \pm 8 \text{ K}$	le 11/11 (5 raies)	$T_{\text{fluorescence}} = 15 \text{ K}$
$T_{\text{rot}}(\text{CH}_3\text{OH } 145\text{GHz IRAM}) = 51 \pm 20 \text{ K}$	le 14/11 (5 raies)	$T_{\text{fluorescence}} = 42 \text{ K}$
$T_{\text{rot}}(\text{CH}_3\text{OH } 145\text{GHz IRAM}) = 79 \pm 26 \text{ K}$	le 21/11 (7 raies)	$T_{\text{fluorescence}} = 15.3 \text{ K}$
$T_{\text{rot}}(\text{CH}_3\text{OH } 165\text{GHz IRAM}) = 71 \pm 31 \text{ K}$	le 21/11 (5 raies)	$T_{\text{fluorescence}} = 42.6 \text{ K}$
$T_{\text{rot}}(\text{HCN } J=4/1: \text{JCMT/IRAM}) = 48 \pm 3 \text{ K}$	les 21/11- 8/12*	$T_{\text{fluorescence}} = 9.9 \text{ K}$
<i>(*: Ces observations n'étant pas simultanées, on suppose une abondance constante par rapport à l'eau, le rapport avec l'observation du 6 janvier donnerait 52 K)</i>		
$T_{\text{rot}}(\text{CH}_3\text{OH } 338\text{GHz JCMT}) = 45 \pm 6 \text{ K}$	le 7/12 (10 raies)	$T_{\text{fluorescence}} = 15 \text{ K}$
$T_{\text{rot}}(\text{CH}_3\text{OH } 145\text{GHz IRAM}) = 53 \pm 17 \text{ K}$	le 7/01 (6 raies)	$T_{\text{fluorescence}} = 15 \text{ K}$

Dans tous les cas, y compris pour HCN, la Température de rotation mesurée est bien supérieure à la température de rotation prédite à l'équilibre de fluorescence ($T_{\text{fluorescence}}$). Puisque les modèles prédisent une décroissance avec la distance au noyau dans l'atmosphère cométaire, la température cinétique doit donc être supérieure ou égale aux valeurs mesurées. Les observations du 21 novembre sont les plus sensibles à la région interne de la coma (décalage de pointage faible et distance à la terre inférieure aux observations suivantes). Nous avons donc exploré un domaine de température autour de **T = 80 K**, valeur qui sera retenue par la suite.

Choix de la température

Comme on peut le constater sur la *figure 3.III.1c*, les **raies à 165 GHz du méthanol**, sont un assez bon "thermomètre", lorsque la température du gaz n'est pas trop élevée (< 100 à 150 K), car la température de rotation des différents modèles est très proche de la température cinétique utilisée. La température de rotation des raies à 165 GHz sera d'autant plus proche de la température du gaz que le taux de collisions sera élevé. Les observations sont compatible avec **$40 \text{ K} < T < 100 \text{ K}$** . Pour les raies à 145 GHz comme à 338 GHz, il est impossible d'obtenir $T_{\text{rot}}(\text{modèles}) > T$, donc **$T \geq 60 \text{ K}$** environ.

Les autres mesures de température de rotation permettent de contraindre le taux de collisions. Les *figures 3.III.1a*, pour HCN, et *3.III.1b* pour le méthanol à 145 GHz montrent que, à partir de 60 K environ, la température de rotation du modèle évolue peu avec la température du gaz; c'est seulement l'augmentation du taux de collisions (augmentation de la section efficace σ_c de collisions neutres-neutres, et introduction des collisions électroniques) qui permet de faire coïncider modèles et observations. Nous utiliserons donc $T = 80 \text{ K}$ et évaluerons l'effet d'une variation de 20 K de la température du gaz.

Page précédente:

Figure 3.III.1a: Diagramme de contrainte des conditions d'excitation (température pour 3 modèles de collisions) et des taux de productions et incertitudes résultantes, à partir des mesures de température de rotation des raies HCN(4-3) et (1-0) observées dans la comète 109P/Swift-Tuttle les 8 décembre au JCMT (ramené à la même abondance pour le 21 novembre) et 21 novembre 1992 à l'IRAM.

Figure 3.III.1b: Schéma de contrainte des conditions d'excitation (température pour 3 modèles de collisions) et des taux de productions et incertitudes résultantes, à partir des mesures de température de rotation des 7 raies du méthanol à 145 GHz dans la comète 109P/Swift-Tuttle le 21 novembre 1992, observées à l'IRAM.

Ci-dessus:

Figure 3.III.1c: Schéma de contrainte des conditions d'excitation (température pour 3 modèles de collisions) et des taux de productions et incertitudes résultantes, à partir des mesures de température de rotation des 5 raies du méthanol à 165 GHz observées à l'IRAM dans la comète 109P/Swift-Tuttle le 21 novembre 1992.

Taux de collision

Une meilleure contrainte sur la température va être difficile à découpler de la détermination du taux de collision, et éventuellement de la géométrie du dégazage, supposée ici à symétrie sphérique. Pour les collisions avec le gaz neutre, nous avons considéré les taux de production de l'eau de la table 3.III.1.2 ci-après, déterminés à partir des taux de productions de OH mesurés à Nançay (Bockelée-Morvan et al. 1994c). Si on ne prend pas en considération les collisions électroniques, les observations de HCN requièrent une section efficace d'au moins $50 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$, pour être compatibles avec la valeur de T, et les raies à 145 GHz et 338 GHz du méthanol, exigent aussi une valeur supérieure à $10 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$. Mais les observations de ces molécules dans les autres comètes, ne requièrent pas une section efficace supérieure à $\sigma_c = 5 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$. Il faudrait donc pouvoir augmenter la densité d'un ordre de grandeur, mais l'incertitude sur les taux de production de OH serait plutôt de l'ordre de 20%. Il est donc nécessaire de chercher un autre processus d'excitation collisionnelle, tel que les collisions avec les électrons.

Si le modèle de collisions électroniques avec les paramètres par défaut $x_{ne} = 1$ et $X_{rc} = 1$, permet de mieux rendre compte des observations, il reste insuffisant pour expliquer les températures de rotation élevées des raies à 145 GHz et 338 GHz. Une bien meilleure reproduction des observations est obtenue en doublant la densité électronique ($x_{ne} = 2$) et en augmentant la température T_e des électrons au-delà de la distance $2R_{cs}$, jusqu'à 20000 K au lieu de 10000 K (modèle 3 des figures 3.III.1a à c). De même, les observations des raies à 145 GHz du 7 janvier (dont le maximum de sensibilité est à 15000 km du noyau) et du 11 novembre (également sensibles à une zone éloignée de la coma, environ 20000km, en raison du décalage) exigent autant de collisions électroniques ($x_{ne} \geq 2$).

Il serait peut-être possible d'utiliser une température bien plus élevée (100 à 150 K) pour expliquer ces températures de rotation, sans recours aux collisions avec des électrons, mais deux raisons qui viennent en faveur de ces collisions électroniques:

- Des températures supérieures à 110 K sont incompatibles avec les observations des raies à 165 GHz: l'avantage des collisions électroniques "chaudes", par rapport à un taux de collisions neutres-neutres surévalué, est de faire monter la température des raies à 145 GHz et 338 GHz (éventuellement de manière ciblée si on fait varier la zone de remontée de la densité électronique (X_{rc})), tout en maintenant la température de rotation des raies à 165 GHz, voire en la diminuant légèrement (cf. figure 3.III.1c). A l'opposé, les collisions avec les neutres ont tendance à faire un peu remonter la température de rotation des raies à 165 GHz au-delà de $T = 80 \text{ K}$.

- La seconde raison peut être discutable pour des observations non simultanées. Il s'agit d'obtenir une contrainte à partir des taux de production que l'on déduit pour le méthanol: les collisions électroniques permettent d'augmenter la température de rotation sans faire beaucoup varier la population totale des niveaux de rotation observés, et donc sans beaucoup faire varier le taux de production correspondant. Sur la figure 3.III.1b, la comparaison entre les modèles 2 et 3 montre qu'il faut utiliser une température du gaz beaucoup plus élevée en l'absence de collisions électronique pour obtenir la même température de rotation. Mais ceci impliquerait un taux de production du méthanol bien plus élevé (courbes supérieures).

De plus, les raies observées le 7 décembre à 338 GHz sont globalement peu sensibles aux conditions d'excitation, (c'est la dispersion entre les valeurs observées et le modèle qui permet de le contraindre): avec un modèle isotrope le taux de production doit être compris entre 1.92 à $2.32 \cdot 10^{28}$ moléc./s. Si on suppose que l'abondance du méthanol a peu varié en deux semaines, le taux de production devrait être autour de $1.5 \cdot 10^{28}$ moléc./s le 21 novembre, ce qui exclut donc des températures élevées pour le gaz et donc requière des collisions électroniques.

Nous avons donc adopté le modèle avec les paramètres suivants: $T = 80$ K, $x_{ne} = 2.0$, $X_{rc} = 1.0$ et $\Delta t_e = 20000$ K. C'est un compromis, mais la prise en compte de l'anisotropie du dégazage dans un deuxième temps rapprochera les contraintes obtenues à partir de l'observation des raies à 145 GHz de celles venant des raies à 165 GHz du méthanol.

Modèle de dégazage anisotrope

La comète 109P/Swift-Tuttle est l'exemple type et incontestable de dégazage anisotrope: d'une part par la mise en évidence des jets en optique (Jorda et al. 1994), et d'autre part par la forme très asymétrique de toutes les raies observées en ondes radio (OH (Bockelée-Morvan et al. 1994c) et raies des molécules mères présentées ici). La table 3.III.1.2 présente le taux de dégazage, les conditions géométriques d'observation de la comète et l'orientation du jet principal au cours des différentes observations. La synthèse de l'ensemble des raies observées du 11 novembre au 7 janvier, montre des caractéristiques similaires (HCN, CH₃OH et H₂CO): la raie s'étend, à mi-hauteur, de **+0.9 (±0.15) km/s** à **-1.35 (±0.10) km/s**, avec un pic de **-0.7 à -1.1 km/s** selon les raies et la date. Le décalage Doppler est en moyenne **-0.40 (±0.05) km/s** (moment d'ordre 1 de la raie), ce qui est le plus fort jamais observé dans une comète: les spectres des figures 3.III.1d et 3.III.1e montrent bien cette asymétrie. Il est intéressant de quantifier l'asymétrie des raies par le rapport des aires d'une composante purement asymétrique (à $v < 0$) sur une composante symétrique déduite de la partie décalée vers le rouge: si on mesure l'aire A_+ , pour $v > 0$, et A_- pour $v < 0$, ce rapport vaut $(A_+ - A_-)/(2 A_-) \approx 70\%$ en moyenne en novembre - décembre 1992. Sans faire intervenir un modèle complet de dégazage, on pourrait interpréter ce rapport par 41% du gaz venant d'un jet vers le télescope, le reste, 59%, étant dégazé de manière isotrope. Dans les modèles, nous supposons, pour une première évaluation, des rapports 4/9 et 5/9 pour les taux de dégazage dans un jet étroit, et isotrope.

L'analyse des raies montre que $1.1 \leq v_{exp} < 1.35$ km/s côté télescope, et $v_{exp} < 0.9$ km/s côté opposé. A 80K, la contribution due à l'élargissement thermique est de l'ordre de 0.15 km/s. Ceci suggère une vitesse d'expansion dans le jet de $v_{exp1} = 1.1$ km/s (avec une éventuelle accélération dans la coma, suggérée par la largeur plus importante des raies comme HCN(1-0), favorisées par l'équilibre de fluorescence) et une vitesse moindre, $v_{exp2} = 0.8$ km/s, dans la partie isotrope. Comme dans la plupart des cas nous sommes confrontés aux deux hypothèses suivantes:

- Le dégazage s'effectue sur un angle très large (supérieur à 90°) à $v_{exp} = v_{exp1}$, autour d'une direction donnée (point sub-solaire ou départ du jet,...), et la vitesse d'expansion apparente plus faible côté opposé s'interprète par l'absence de dégazage sur 40° autour de la direction de la ligne de visée. Or l'angle de phase valait 50° en novembre: ceci impliquerait qu'il existe une zone de 10° de large de l'atmosphère sans dégazage, bien qu'orientée côté soleil. Donc l'hypothèse d'un dégazage symétrique, sur plus de 90° autour de la direction solaire, semble exclue;

- Le dégazage s'effectue en 2 parties: un jet étroit (nous prendrons une demi-ouverture de 30°), proche de la direction de l'observateur à $v_{\text{exp}1}$, plus une partie complètement isotrope à $v_{\text{exp}2}$.

Figures 3.III.1d: Spectres des raies de HCN J=1-0 et J=4-3 du 11 Novembre 1992 au 7 janvier 1993

Figures 3.III.1e: Spectres des raies du méthanol (sommés des 3 principales raies) et du formaldéhyde en novembre 1992, observées à l'IRAM dans la comète 109P/Swift-Tuttle.

Table 3.III.1.2: Comète Swift-Tuttle: taux de production de l'eau et autres paramètres observationnels

Dates	Rh [UA]	Q_{H_2O}	Δ [UA]	Angle de phase	Direction solaire (P.A.)	Position du jet: Phase et P.A.	
11.7/11/92	1.091	$2.8 \cdot 10^{29}$ moléc./s	1.173	51.7°	223.7°	42°	250°
12.7/11/92	1.083	$2.9 \cdot 10^{29}$ moléc./s	1.177	51.7°	224.3°	26°	300°
14.6/11/92	1.069	$3.1 \cdot 10^{29}$ moléc./s	1.187	51.7°	225.5°	40°	250°
21.6/11/92	1.022	$4.0 \cdot 10^{29}$ moléc./s	1.250	50.3°	229.1°	7°	$\approx 230^\circ$
2.0/12/92	0.975	$5.3 \cdot 10^{29}$ moléc./s	1.396	44.9°	234.0°	19°	250°
3.0/12/92	0.972	$5.4 \cdot 10^{29}$ moléc./s	1.412	44.2°	234.5°	32°	160°
7.2/12/92	0.962	$6.0 \cdot 10^{29}$ moléc./s	1.482	41.0°	236.5°	42°	220°
8.2/12/92	0.961	$6.0 \cdot 10^{29}$ moléc./s	1.498	40.2°	237.0°	20°	180°
32.2/12/92	1.017	$4.1 \cdot 10^{29}$ moléc./s	1.891	18.7°	259.2°	43°	195°
6.6/01/93	1.051	$3.5 \cdot 10^{29}$ moléc./s	1.962	14.8°	270.8°	57°	190°
7.6/01/93	1.058	$3.4 \cdot 10^{29}$ moléc./s	1.974	14.2°	273.5°	44°	160°

Note: Positions du départ du jet principal d'après le modèle de Laurent Jorda (Jorda et al. 1994 et communication privée). La Position Angulaire du jet dans le plan du ciel est arrondie, surtout le 21/11 où elle varie très vite. L'angle de phase du jet, est l'angle Terre-Comète-Jet, et vaut 0° pour un jet dirigé vers la terre.

Modèles permettant de simuler la forme des raies

Nous avons envisagé ces différentes hypothèses, pour interpréter les formes des raies. Les figures 3.III.1f1 à 8 illustrent des simulations de forme de raie pour l'observation de HCN(1-0) le 21 novembre. Comme dans le cas d'autres comètes observées près du soleil, la dispersion thermique à 80K ne suffit pas pour expliquer l'absence de pics (et creux au centre) marqués dans les raies observées. Il faudrait utiliser pour cela une température cinétique, caractérisant la distribution maxwellienne des vitesses, bien supérieure à 400 K, ou faire varier la vitesse dans la coma: en faisant augmenter celle-ci continûment, (d'environ +15% dans le domaine de l'atmosphère auquel les observations sont les plus sensibles) il est plus aisé de réduire le contraste bord - centre des raies simulées. L'augmentation de la vitesse d'expansion avec la distance au noyau est certainement réelle et d'ailleurs prévue par les modèles hydrodynamiques (Bockelée-Morvan et al. 1987): le 21 novembre (figures 3.III.1d et e) les raies observées avec les lobes les plus grands et qui sont favorisées par l'équilibre de fluorescence, (HCN(1-0) et raies à 145 GHz) sont plus larges que les autres (raies à 165 GHz du méthanol et H₂CO), qui sont représentatives des régions plus internes de l'atmosphère cométaire.

Pour tenter de retrouver les 3 caractéristiques retenues pour la forme des raies ($\Delta v = -0.40 \pm 0.05$ km/s, pic à -0.9 km/s et rapport Aire(Jet)/Aire(symétrique) = 70%), nous avons retenu 3 types de géométries de dégazage réalistes possibles, avec plusieurs orientations (dégazage prédominant vers la Terre ou le Soleil): un jet étroit de 30° (avec 4 orientations), ou 60° (2 orientations) de demi-ouverture, superposé à un dégazage isotrope, ou un seul jet large équivalent à 120 à 135° d'ouverture. Nous nous intéressons ici à la raie J=1-0 de HCN observée le 21 novembre, en prenant un décalage de pointage en moyenne orienté à 90° par rapport au jet. L'analyse des autres raies conduirait aux mêmes contraintes. La dispersion thermique utilisée (200K) n'a que pour effet de donner un profil plus réaliste, sans significativement modifier les 3 caractéristiques des raies étudiés. L'utilisation d'une vitesse variable diminuerait l'importance du jet: elle réduirait de 10% les décalages Doppler des raies et de 20% l'intensité relative de la partie "jet". Les figures 3.III.1f1 à 8 présentent aussi un schéma de la géométrie du dégazage, la définition des jets étant plus détaillée dans l'Annexe A.II. Les

caractéristiques de ces modèles de dégazage et des profils de raies obtenus sont regroupées dans la table 3.III.1.3.

Figures 3.III.1f2:

*Modèle Jet 1 et profil de raie résultant
(Jet étroit de 30° + composante isotrope)*

Figures 3.III.1f1:

*Modèle Jet 0 et profil de raie résultant
(Jet étroit de 30° + composante isotrope)*

Figures 3.III.1f4:

*Modèle Jet 3 et profil de raie résultant
(Jet étroit de 30° + composante isotrope)*

Figures 3.III.1f3:

*Modèle Jet 2 et profil de raie résultant
(Jet étroit de 30° + composante isotrope)*

Figures 3.III.1f6:

*Modèle Jet 2 25% et profil de raie résultant
(Jet de 60° + composante isotrope)*

Figures 3.III.1f5:

*Modèle Jet 0 25% et profil de raie résultant
(Jet de 60° + composante isotrope)*

Figures 3.III.1f8:

*Modèle Jet large et profil de raie résultant
(Jet large de 135° vers le télescope)*

Figures 3.III.1f7:

*Modèle Jet large et profil de raie résultant
(Jet large équivalent à 120° vers le soleil)*

Table 3.III.1.3: Comète Swift-Tuttle: caractéristiques des modèles, présentés sur les *figures 3.III.1f*

Modèle et direction du jet	Terre← Jet d'ouverture 6.7% de 4π st. → Sol.				Ter.← Jet 25% →Sol.		Ter.←Jet large→ Sol.	
	I+J0[30°]	I+J1[30°]	I+J2[30°]	I+J3[30°]	I+J0[60°]	I+J2[60°]	Jet 85%	Jet 75%
Jet à 1.1km/s	44.4%	44.4%	44.4%	44.4%	44.4%	44.4%	100%	100%
$\langle\phi\rangle$ (phase jet)	0°	≈15°	≈36°	≈49°	0°	≈45°	0°	≈70°
Angles ϕ_1 et ϕ_2	0 → 30°	0 → 40°	0 → 60°	15 → 75°	0 → 60°	0 → 90°	0 → 135°	0 → 150°
angle θ_{\max}	180°	103.077°	48.231°	34.104°	180°	90°	180°	144.693°
Δv jet [km/s]	-1.04	-0.99	-0.88	-0.73	-0.88	-0.80	-0.345	-0.218
Partie à 0.8km/s	55.5%	55.5%	55.5%	55.5%	55.5%	55.5%	non	non
=> Δv [km/s]	-0.536	-0.457	-0.339	-0.234	-0.340	-0.218	-0.345	-0.218
=> Jet/Iso =	105%	83%	60%	43%	61%	37%	54%	26%
=> pic [km/s]	-1.00	-0.94	-0.77	-0.71	-0.77	-0.65	-0.88	-0.88

La comparaison entre les observations et les résultats des simulations, sur les 3 dernières lignes du tableau 3.III.1.3, permet de choisir les modèles les mieux adaptés. Les 3 modèles qui privilégient un dégazage vers le soleil (colonnes 5, 7 et 9, l'angle de phase valant 40 à 50° en novembre - décembre) ne conviennent pas car les raies ne seraient pas suffisamment décalées: pour ceux des colonnes 5 et 7 on pourrait y remédier en doublant le taux de dégazage dans le jet, mais le pic ne serait toujours pas suffisamment décalé vers le bleu (de -0.65 à -0.71 pour -0.9±0.15km/s observés).

Les autres modèles conviennent mieux, mais nous privilégierons le jet le plus étroit (colonnes 2, 3 et 4), car il ne nécessite pas un dégazage exactement vers la Terre (modèles J0, J1, J2, pour des phases de 0 à 36° pour le jet, environ). La géométrie du dégazage pourrait être mieux contrainte à partir d'une carte. Les *figures 3.III.1g* simulent la contribution de la partie jet des modèles (colonnes 2 à 5): avec un décalage de l'ordre de 15" (comme dans le cas du 11 au 14 novembre) elle peut varier d'un facteur bien supérieur à 3, suivant la position. Cette étude rapide permet de mettre en évidence que le **dégazage se fait préférentiellement dans un jet étroit qui n'est pas orienté vers le soleil, mais plus proche de la direction de la Terre** (en novembre-décembre).

Ces caractéristiques sont à rapprocher des caractéristiques du modèle de jet de poussières déterminées par Laurent Jorda (1994). Pendant la période concernée, le vecteur d'éjection des poussières serait en moyenne plus proche de la direction de la terre que de celle du soleil: en novembre - décembre cet angle varie entre 5° et 45° sur une période de 2.8 jours, alors que la phase vaut entre 40° et 52° (Table 3.III.1.2). En janvier, ce serait plutôt la situation inverse: l'angle de phase vaut 14° et le jet de poussières est incliné de 35 à 75° sur la ligne de visée. Le rapport signal sur bruit des raies observées ne permet pas une analyse très fine, mais il semble que l'asymétrie des raies soit moins marquée: une fois de plus le dégazage ne se ferait pas préférentiellement vers le soleil mais dans une direction similaire à celle du jet de poussières.

Figures 3.III.1g2:

*Cartes de baisse du signal (raie HCN(1-0)) en fonction de la position visée (isophotes tous les 5 et 10%)
Dans le cas du Jet étroit n°1 seul*

Figures 3.III.1g1:

Dans le cas du Jet étroit n°0 seul

Figures 3.III.1g4:

*Cartes de baisse du signal (raie HCN(1-0)) en fonction de la position visée (isophotes tous les 5 et 10%)
Dans le cas du Jet étroit n°3 seul*

Figures 3.III.1g3:

Dans le cas du Jet étroit n°2 seul

Figures 3.III.1g6:

Cartes de baisse du signal en fonction de la position visée (isophotes tous les 5 et 10%)

Raies à 145GHz dans le cas du Jet n°2 (figure g3)

Carte de température de rotation (mêmes conditions) (Isothermes 2.5K)

Figures 3.III.1g5:

Raie de HCN(1-0): cas du Jet étroit n°4 seul

Nous retenons donc le modèle à deux composantes, l'une isotrope, avec une vitesse d'expansion $v_{\text{exp}2}$, et l'autre étant constituée d'un jet étroit (d'ouverture 30° soit 6.7% de 4π stéradians, modèles J0 à J3) à la vitesse d'expansion $v_{\text{exp}1}$. Même si cela n'est sans doute pas parfaitement représentatif de la réalité, c'est une approximation satisfaisante, qui de plus va dans le bon sens pour les conditions d'excitations. En supposant que 40% du gaz est dans le jet, cela signifie que la densité, et donc les taux de collisions, sont multipliés par un facteur 6 dans le jet, par rapport au modèle isotrope. Dans la partie isotrope restante, même si le taux de dégazage est réduit à 60%, la vitesse d'expansion est aussi plus faible, et cela ne change pas beaucoup les taux de collisions. Les observations de CN par H. Boehnhardt (Boehnhardt et al 1994) montreraient 3 jets: un plus grand nombre de jets permettrait d'augmenter le taux de collision et éventuellement de modéliser des variations de la composante isotrope des raies, mais nous limiterons à un modèle plus simple.

Table 3.III.1.4: Comète Swift-Tuttle: Taux de productions moléculaires

Date(s)	Molécule	Modèle du Jet		Taux de production (calculés indépendamment)		
		$\langle\phi\rangle$	PA.rel	Partie Jet	Partie Isotrope	Total
11-14/11/92	HCN(1-0)	15-25°	30-60°	$3.1 \pm 0.4 10^{26}$	$3.7 \pm 0.6 10^{26}$	$6.6 \pm 0.4 10^{26}$ moléc./s
12 /11/92	HCN(3-2) CSO	25°	90°			$7.2 \pm 0.3 10^{26}$ moléc./s
21 /11/92	HCN(1-0)	15°	(90°)	$4.4 \pm 0.6 10^{26}$	$6.1 \pm 2.2 10^{26}$	$10.4 \pm 0.5 10^{26}$ moléc./s
2- 3/12/92	HCN(1-0)NRAO	35°	30-150			$13. \pm 3. 10^{26}$ moléc./s
8 /12/92	HCN(4-3) JCMT	25-35°	-	$6.5 \pm 0.3 10^{26}$	$8.0 \pm 1.3 10^{26}$	$14.5 \pm 0.3 10^{26}$ moléc./s
32/12/92	HCN(1-0)NRAO	50°	(90°)			$7. \pm 3. 10^{26}$ moléc./s
6- 7/01/93	HCN(1-0)	25-50°	30-120	$4.3 \pm 0.4 10^{26}$	$3.5 \pm 0.7 10^{26}$	$7.0 \pm 1.3 10^{26}$ moléc./s
11/11/92	CH₃OH 145GHz	25°	60°	$0.4 \pm 0.2 10^{28}$	$0.9 \pm 0.2 10^{28}$	$1.3 \pm 0.3 10^{28}$ moléc./s
14/11/92	CH ₃ OH 165GHz	15-25°	60-90°	$0.8 \pm 0.3 10^{28}$	$0.5 \pm 0.2 10^{28}$	$1.3 \pm 0.4 10^{28}$ moléc./s
21/11/92	CH ₃ OH 145GHz	15-25°	30°	$0.6 \pm 0.1 10^{28}$	$1.7 \pm 0.2 10^{28}$	$2.3 \pm 0.3 10^{28}$ moléc./s
21/11/92	CH ₃ OH 165GHz	15-25°	90°	$0.5 \pm 0.2 10^{28}$	$1.2 \pm 0.2 10^{28}$	$1.7 \pm 0.2 10^{28}$ moléc./s
7 /12/92	CH ₃ OH 338GHz	35-50°	-	$1.3 \pm 0.2 10^{28}$	$1.0 \pm 0.3 10^{28}$	$2.2 \pm 0.2 10^{28}$ moléc./s
7 /01/93	CH ₃ OH 145GHz	50°	90-120	$0.4 \pm 0.2 10^{28}$	$0.9 \pm 0.3 10^{28}$	$1.3 \pm 0.3 10^{28}$ moléc./s
11-14/11/92	H₂CO 3₁₂-2₁₁ : <i>Lp = 10000 km:</i>	15-25°	60-90°	$3.8 \pm 1.2 10^{27}$ $2.2 \pm 0.6 10^{27}$	$4.0 \pm 1.2 10^{27}$ $2.3 \pm 0.6 10^{27}$	$7.8 \pm 1.2 10^{27}$ moléc./s $4.5 \pm 0.6 10^{27}$ moléc./s
21/11/92	H ₂ CO 3 ₁₂ -2 ₁₁ : <i>Lp = 10000 km:</i>	25°	(0 90°)	$1.8 \pm 0.1 10^{27}$ $2.5 \pm 0.2 10^{27}$	$1.7 \pm 0.2 10^{27}$ $3.3 \pm 0.2 10^{27}$	$3.5 \pm 0.2 10^{27}$ moléc./s $5.8 \pm 0.2 10^{27}$ moléc./s
8 /12/92	H ₂ CO 5 ₁₅ -4 ₁₄ : <i>Lp = 10000 km:</i>	35°	-	$3.1 \pm 0.5 10^{27}$ $3.9 \pm 0.5 10^{27}$	$2.8 \pm 0.4 10^{27}$ $5.1 \pm 0.5 10^{27}$	$5.9 \pm 0.4 10^{27}$ moléc./s $8.9 \pm 0.5 10^{27}$ moléc./s
6 /01/93	H ₂ CO 3 ₁₂ -2 ₁₁ : <i>Lp = 10000 km:</i>	35°	30-60°	$1.8 \pm 0.5 10^{27}$ $1.8 \pm 0.5 10^{27}$	$0.7 \pm 0.4 10^{27}$ $0.9 \pm 0.5 10^{27}$	$2.4 \pm 0.4 10^{27}$ moléc./s $2.8 \pm 0.5 10^{27}$ moléc./s
12 /11/92	H₂S 1₁₀-1₀₁	15-35°	0-120°			$< 5.0 10^{27}$ moléc./s
21 /11/92	H₂S 1₁₀-1₀₁	25°	(0 120)	$1.1 \pm 0.3 10^{27}$	$1.3 \pm 0.2 10^{27}$	$2.4 \pm 0.4 10^{27}$ moléc./s

Note: PA.rel. donne la position relative entre les observations et la direction du jet modélisé, entre parenthèses lorsque ce paramètre est peu important (pour un décalage faible)

Lors de l'exploitation en terme de taux de production, nous avons aussi tenté de contraindre l'orientation du jet à partir de données sur la forme des raies observées. La position du maximum donne une idée de l'inclinaison sur la ligne de visée, et le décalage moyen de la raie renseigne sur le taux de production dans le jet. Les observations du 11 au 15 novembre, décalées de 15", sont plus sensibles à la position angulaire relative entre la direction visée et celle du jet, comme le montrent les simulations des *figures 3.III.1g*. Une valeur de $60^\circ \pm 30^\circ$ (qui est proche de la moyenne $PA(\text{visé}) - PA(\text{départ du jet de poussières})$), donne un rapport jet/isotrope proche des 4/5 supposés et observés en moyenne. La table 3.III.1.4 donne les taux de production et les paramètres du modèle de jet utilisé (inclinaison moyenne $\langle \phi \rangle$ sur la ligne de visée (compromis éventuel entre J0, J1 J2 et J3), et Position Angulaire relative). Dans certains cas, il a été possible de subdiviser les observations en plusieurs groupes à des positions différentes, permettant de contraindre approximativement l'orientation du jet dans le plan du ciel: par exemple, le 21 novembre, le signal de la raie HCN(1-0) est significativement plus fort (de 4σ) vers P.A. = 20° que vers P.A. = 180° .

Origine du formaldéhyde

La détection du formaldéhyde à 15" du noyau les 11, 12 et 14 novembre est très intéressante mais aussi peu évidente à modéliser. Si on ne s'intéresse qu'à la partie symétrique de la raie, interprétée avec le modèle isotrope, elle permet de contraindre un peu la longueur d'échelle de la source étendue, si on suppose que l'abondance n'a pas beaucoup varié jusqu'au 21 novembre. A abondance constante, avec un modèle isotrope, on attend une augmentation du signal entre les 11-14 et 21 novembre, d'un facteur 12.1 pour une molécule mère, 4.8, 3.4 et 2.9 pour une source étendue de longueur d'échelle 5000, 10000 et 15000 km respectivement. La valeur observée étant 3 environ pour les parties symétriques des raies (rapport 3.9 ± 0.5 pour la raie entière), il est clair que H_2CO vient au moins en grande partie d'une source étendue, car une baisse d'abondance d'un facteur 3 en moins de 10 jours est difficilement acceptable, d'autant plus que les autres molécules observées n'ont pas de comportement similaire. Nous utiliserons donc une longueur d'échelle de **10000 km** (qui conviendrait à 3000 km près, si on la contraint par toutes les observations de H_2CO) pour calculer les taux de production dans l'hypothèse d'une source étendue.

Mais d'un autre côté, les observations du 11 au 14 novembre sont très sensibles à l'orientation du jet: la *figure 3.III.1g6*, relative au méthanol, montre l'effet pour un lobe de 17.3". Pour un lobe 40% plus étroit (à 226 GHz), l'effet est amplifié, et le signal attendu dans la direction opposée à celle du jet est quasiment nul (moins du 20° , de ce qui est "vu" à 30° du jet). Les fluctuations plus ou moins significatives sur les 3 jours (signal et Δv) montrent que les observations ont sans doute été sensibles aux variations de l'orientation du jet, mais le rapport signal sur bruit ne permet pas de la contraindre. Il est toutefois difficile d'arriver à conserver l'hypothèse d'une molécule mère directement issue du noyau par une géométrie de dégazage particulière: il faudrait invoquer un jet étroit et dirigé exactement en direction de la région pointée, à moins de 30° près, qui puisse à la fois expliquer la composante symétrique et décalée vers le bleu des raies. Il faudrait, plus précisément, par exemple, 2 jets étroits avec les mêmes P.A. les 3 jours (sachant que la comète a une période de rotation de 2.8 jours, donc une phase différente le 12 du 11), dont un dans le plan du ciel, et l'autre à peine incliné sur la ligne de visée (30° environ).

Sensibilité aux modèles

Ces modèles peuvent paraître complexes et comportant trop de paramètres, cependant nous avons préféré un modèle qui essaye de mieux représenter la réalité, en examinant ses inconvénients ou avantages.

- sensibilité aux conditions d'excitation:

Nous avons évalué pour chaque molécule l'influence d'une variation de 20K de la température du modèle: une diminution de 20K de la température entraînerait une baisse de 15 à 20% de tous les taux de production (à part ceux déduits des observations de CH₃OH à 338 GHz et de H₂S);

- cas d'une vitesse d'expansion variable:

Une vitesse d'expansion constante a été utilisée pour le calcul des taux de production, mais comme le suggèrent certains profils de raie, nous les avons aussi évalués en la faisant augmenter avec la distance radiale. L'effet serait d'augmenter de 15% les taux de production des molécules, sauf pour H₂S qui y serait moins sensible (augmentation inférieure à 10%).

- sensibilité à la géométrie du dégazage:

Dans le cas particulier de HCN, l'utilisation d'un modèle à dégazage entièrement isotrope, avec une vitesse d'expansion de 1 km/s, donne des résultats assez similaires, ne s'écartant pas de plus de 20% des taux de production donnés ci-dessus. Cependant, l'utilisation d'un jet étroit, d'orientation variable dans le temps, permet de mieux représenter les valeurs observées (dispersion plus faible des abondances "dans le jet") et de proposer une première solution à certains désaccords apparents (voir Despois et al. 1996) sur les abondances avant périhélie et après périhélie. Il reste cependant quelques variations inexplicables, comme notamment les taux de production déduits des observations du méthanol à 145 GHz et 165 GHz le 21 novembre, qui diffèrent significativement d'un facteur 1.4. Ce désaccord peut être imputé à la calibration (20%) et au changement d'orientation du jet: la *figure 3.III.1g6*, montre qu'à 3" du noyau, la contribution d'un jet peut pratiquement varier d'un facteur 2. Le découpage des observations en plusieurs tranches horaires, montre des variations significatives mais pas forcément évidentes à interpréter, puisqu'en 0.2 jours environ 50% des molécules "vues" par le radiotélescope sont renouvelées, ce qui signifie aussi que le signal ne peut pas avoir baissé de plus d'un facteur 2. Un modèle basé sur un plus grand nombre de jets étroits permettrait d'effacer les variations d'abondance inexplicables tout en augmentant les taux de production moyens de 15% à 40% pour janvier, pour les molécules HCN, CH₃OH et H₂CO. La molécule H₂S, du fait de sa durée de vie courte, est bien moins sensible à la géométrie du dégazage, car la majeure partie des molécules est dans le lobe.

La table 3.III.1.5 donne les abondances moyennes pour la comète Swift-Tuttle, calculées par une moyenne pondérée, inversement proportionnellement aux erreurs. Les barres d'erreur incluent aussi, par une somme quadratique, la dispersion des mesures. On notera tout de même une baisse relative d'abondance en janvier, si le taux de dégazage de l'eau n'est pas lui-même surévalué.

La table 3.III.1.5 présente aussi les abondances mesurées dans le jet. La dispersion relative est plus faible au cours du temps, notamment pour HCN et H₂CO. On peut maintenant recalculer le rapport moyen Q_{jet}/Q_{total} : il vaut 46 (± 5) % pour HCN, 47 (± 15) % pour H₂S, 40 (± 12) % pour CH₃OH et 47 (± 11) % pour le formaldéhyde, ce qui justifie le rapport 4/9 pour les modèles de forme de raie ou le fait de supposer environ 40% de l'eau dégazée dans le jet pour les modèles de collisions.

Table 3.III.1.5: Comète 109P/Swift-Tuttle: abondances moléculaires

Période: Rh =	11-14/11/92	21/11/92	2-3/12/92	7-8/12/92	6-7/ 1/93	Abondance moyennes	
	1.080 UA	1.022 UA	0.973 UA	0.961 UA	1.055 UA	Q / Q _{H₂O}	Q / Q _{HCN}
HCN	0.23±0.02%	0.26±0.01%	0.25±0.06%	0.24±0.01%	0.20±0.04%	0.24 ± 0.02 %	1.0 ± 0.07
<i>jet seul:</i>	0.11±0.01%	0.11±0.01%		0.11±0.01%	0.12±0.01%	0.11 ± 0.01 %	1.0 ± 0.05
H ₂ S	< 1.7 %	0.60±0.10%				0.6 ± 0.1 %	2.5 ± 0.5
<i>jet seul:</i>		0.28±0.08%				0.28 ± 0.08 %	2.5 ± 0.7
CH ₃ OH	4.4 ±0.8 %	4.9 ±0.8 %		3.7 ±0.3 %	3.7 ±0.9 %	4.2 ± 0.7 %	17.5 ± 3.3
<i>jet seul:</i>	1.9 ±0.7 %	1.5 ±0.3 %		2.2 ±0.3 %	1.2 ±0.6 %	1.7 ± 0.4 %	17.0 ± 4.2
H ₂ CO	2.7 ±0.4 %	0.88±0.05%		0.98±0.07%	0.69±0.11%	1.0 ± 0.4 %	4.2 ± 1.8
<i>jet seul:</i>	1.3 ±0.4 %	0.45±0.03%		0.52±0.08%	0.51±0.14%	0.5 ± 0.2 %	4.5 ± 1.9
H ₂ CO _{fil}	1.6 ±0.2 %	1.45±0.05%		1.48±0.08%	0.80±0.14%	1.37 ± 0.25 %	5.7 ± 1.1
L _p =10000	0.8 ±0.2 %	0.63±0.05%		0.65±0.08%	0.51±0.14%	0.64 ± 0.09 %	5.8 ± 1.0

On retiendra que le dégazage de cette comète est fortement anisotrope, puisque environ **45% du gaz est émis dans un jet assez étroit** (ouverture inférieure à 10% de 4π stéradians), dans une direction proche de celle de la terre, vu du noyau. Il est également possible que le reste du dégazage se fasse dans d'autres jets assez collimatés, plus inclinés sur la ligne de visée. Ceci expliquerait des taux de collisions élevés et les variations apparentes d'abondances à plus ou moins long terme, que l'on observerait à partir de l'interprétation avec un modèle isotrope (Despois et al. 1996). Quant aux abondances relatives des différentes molécules, on verra dans la comparaison du chapitre 5 qu'elles sont toutes assez élevées par rapport à l'eau, mais elles ne dépendent pas tant du modèle, si on s'intéresse à la moyenne sur les deux mois d'observation.

III.2 Autres comètes observées

23P/Brorsen-Metcalf

Caractéristiques principales

<i>Désignation définitive:</i>	23P/1919 Q1, 1989X	<i>Nom:</i>	Brorsen-Metcalf
<i>Date de découverte:</i>	20/07/1847+21/08/1919	<i>Magnitude Absolue:</i>	+8.0
<i>Périhélie :</i>	0.4787 UA	<i>Indice d'activité :</i>	4.0
<i>Excentricité :</i>	0.9720	<i>Diamètre :</i>	
<i>Aphélie :</i>	33.7 UA	<i>Période de rotation :</i>	
<i>Période orbitale initiale :</i>	70 ans	<i>Appartenance :</i>	Famille de Halley
<i>Inclinaison :</i>	19.3357°	<i>Origine :</i>	Nuage de Oort?

(Comète Brorsen-Metcalf le 2-09-89 à 3h40 TU - T200mm x60 - champ 1° x 1.5°)

La comète 23P/Brorsen-Metcalf a été la première comète détectée au radiotélescope de 30m de l'IRAM après la comète de Halley en 1985-1986. Malgré une météo peu favorable, ces observations ont permis d'obtenir une des premières détections du formaldéhyde dans une comète (Colom et al. 1992). Ces observations ont eu lieu du 2 au 7 septembre 1989 et n'ont été que partiellement publiées; elles sont reprises ici (Table 3.III.2.1) pour être analysées avec un modèle si possible mieux adapté. De faible qualité, elles ne permettent pas de contraindre de manière satisfaisante les conditions d'excitation.

Table 3.III.2.1: Comète 23P/Brorsen-Metcalf: observations à l'IRAM

Date	Integ. (min)	Raie	Rh (UA)	Delta (UA)	Lobe (")	offset (")	Aire(Kkm/s) [-1.5 1.5km]	ΔV km/s	Largeur km/s
2-4.6/09/89	453	HCN(1-0)	0.517	0.960	26.8	< 3	0.177 \pm 0.035	-0.30 \pm 0.25	2.01 \pm 0.49
2-3.6/09/89	383	HCN(3-2)	0.526	0.939	10.8	6 PA \approx 240°	1.03 \pm 0.19	+0.40 \pm 0.26	1.72 \pm 0.43
4-7.6/09/95	175	H ₂ CO ₃₁₂₋₂₁₁	0.506	0.996	12.3	< 3	0.16 \pm 0.04	-0.38 \pm 0.12	1.4 \pm 0.5

Note: Pour le formaldéhyde, les données viennent de Colom et al. (1992), sauf pour la largeur de la raie à mi-hauteur. Pour HCN(3-2), l'aire de la raie correspond à 100% de la raie: elle a été corrigée, à partir du rapport des poids statistiques, pour tenir compte des composantes hyperfines en dehors de la fenêtre d'intégration.

Conditions d'excitation

La largeur des raies est compatible avec une vitesse d'expansion de **0.8 km/s**. La seule contrainte sur les conditions d'excitation vient du rapport des aires des raies **HCN(3-2) / HCN(1-0)**, qui vaut **5.8 \pm 1.6**, ce qui donne une température de rotation de 16 K, même en tenant compte du décentrage du récepteur à 1.3mm pour HCN(3-2). Pour cette molécule, nous avons adopté un taux de photodissociation de $2.66 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ à 1 UA, évalué pour cette période de soleil actif à partir de mesures radio (communication de J. Crovisier). Le problème principal est que dans les conditions d'observations de la comète (Taux de dégazage $Q_{\text{H}_2\text{O}} = 2 \cdot 10^{29} \text{ moléc./s}$, mesuré à Nançay, et distance héliocentrique faible) on s'attendrait à des conditions plus "chaudes", impliquant un rapport de raies trois fois supérieur. A cette distance du soleil, la température de rotation déterminée à partir des populations des niveaux J=3 et J=1 vaut 28 K à l'équilibre de fluorescence. Comme la durée de vie des molécules de HCN est en moyenne de 3h, on observe une population plutôt à l'équilibre thermique. Pour interpréter les observations telles qu'elles, il faudrait un modèle avec T = 20K maximum, et éventuellement y inclure d'autres collisions, telle que celles d'électrons thermalisés. Voici cependant quelques autres explications possibles:

- Du côté des observations: la raie HCN(3-2) est un peu en limite des possibilités du récepteur 1.3mm de l'IRAM, pour lequel l'efficacité est peut-être surestimée (valeur utilisée pour le "Beam efficiency": 0.36, alors qu'elle était plutôt inférieure à 0.20 en avril 1996). D'autre part, avec un lobe d'à peine plus de 10", le pointage est très critique: avec déjà un décalage de 5" ou 6", un écart supplémentaire de 2" peut entraîner une diminution de 40% du signal. La météo n'ayant pas été particulièrement favorable, il ne serait pas surprenant que l'offset de pointage ait été sous-estimé;

- D'autre part, la position angulaire du décalage du récepteur, projetée dans le plan du ciel, a été estimée à 240°. Or la comète se présentait avec un angle de phase de 79 à 83° et une direction solaire à la position P.A.=125°. Nous utiliserons un modèle anisotrope supposant un dégazage prédominant vers le soleil ("Jet" de 120° (3π stéradians) faisant un angle moyen de 82° sur la ligne de visée, tel que défini dans l'annexe A-II): la baisse de signal supplémentaire, du fait d'un pointage plutôt côté "nuit", peut atteindre 20 à 30%;

- Enfin, bien que modifier la durée de vie de HCN soit presque sans effet sur le rapport HCN(3-2)/HCN(1-0), à cette distance, une durée de vie de 3h des molécules implique une très grande sensibilité aux variations du taux de production de HCN. Or, HCN(1-0) a essentiellement été détectée le 4 septembre, c'est à dire après les observations HCN(3-2): nous n'avons donc pas observé les mêmes molécules.

Nous avons adopté un modèle relativement "froid", à **T=30K**, sans collisions électroniques, qui sont peu déterminantes, et avec asymétrie de dégazage. Les taux de production résultants sont $3.0 \pm 0.6 \cdot 10^{26}$ (HCN(1-0)) et $2.3 \pm 0.4 \cdot 10^{26}$ moléc./s (HCN(3-2)). Ces taux de production sont donc compatibles dans les barres d'erreur. L'hypothèse d'une température cinétique plus élevée augmenterait le désaccord. Le taux de production présenté dans la table 3.III.2.2 accorde plus de poids à la raie J=1-0, moins sensible aux modèles et à la précision du pointage du radiotélescope. Les taux de production du formaldéhyde présentés dans la table 3.III.2.2 ont été déterminés avec le même modèle. L'hypothèse d'une source étendue de 5000 km n'est envisagée que pour comparaison avec les observations des autres comètes.

Table 3.III.2.2: Comète 23P/B.-M.: Taux de production et abondances pour la période du 2 au 7 sept.

1989

Molécule	Transition(s)	Modèle Isotrope: Taux de production	Abondance Q / Q _{H₂O}	Abondance Q / Q _{HCN}
H₂O	(OH 18cm)	$Q_{H_2O} = 2 \cdot 10^{29}$ moléc./s	<u>1.00</u>	
HCN	1-0 et 3-2	$3.0 \pm 1.0 \cdot 10^{26}$ moléc./s	0.15 ± 0.05 %	<u>1.0</u> ± 0.3
H₂CO	226	$7. \pm 2. \cdot 10^{26}$ moléc./s	0.35 ± 0.10 %	2.3 ± 1.0
	GHz:Lp=0 Lp= 5000km:	$13. \pm 4. \cdot 10^{26}$ moléc./s	0.7 ± 0.2 %	4.4 ± 2.0

Comète 122P/de Vico:

Caractéristiques principales

Désignation définitive:	122P/1995 S1	Nom:	de Vico
Date de découverte:	20/02/1846	Magnitude Absolue:	+7.6
Périhélie :	0.6589 UA	Indice d'activité :	5.0
Excentricité :	0.9627	Diamètre :	≈ 3 km
Aphélie :	34.7 UA	Période de rotation :	
Période orbitale initiale :	74.4 ans	Appartenance :	Famille de Halley
Inclinaison :	85.3898°	Origine :	Nuage de Oort?

(Comète de Vico le 28-09-95 à 4h30 TU - T203mm x67 - champ 1° x 1.5°)

Cette autre comète typique de la famille de "Halley" avait été considérée comme perdue après son passage de 1846. En effet elle aurait dû être ré-observée à son passage suivant d'avril 1922, mais ce ne fut pas le cas. Il semble que la raison principale est qu'elle est passée inaperçue en raison de mauvaises éphémérides, plutôt que de penser qu'elle n'était pas active à ce passage (I.C.Q. n°97). Elle a été redécouverte par des astronomes amateurs le 17 septembre 1995. Nous avons eu l'occasion de l'observer rapidement avec l'antenne de 30m de l'IRAM, à l'occasion de programmes d'observation d'autres comètes déjà planifiés, et à Nançay. Malheureusement, moins d'un mois après sa (re-)découverte, les éléments orbitaux n'étaient pas encore suffisamment précis, et les éphémérides utilisées ont mené à des erreurs de pointage de 9.8" les 27+28 septembre 1996 et 8.8" les 21+22 octobre 1995, périodes où nous l'avons observée en ondes millimétrique, son périhélie ayant eu lieu le 6 octobre.

Ce passage n'était pas spécialement favorable, la distance à la terre n'étant guère descendue en dessous de 1.0 UA, mais la comète était suffisamment active (pratiquement visible à l'oeil nu à la magnitude 5.4 à cette époque), pour être détectée à Nançay avec un taux de dégazage dépassant $2 \cdot 10^{29}$ molécules d'eau par seconde (du 1^{er} au 20 octobre 1995). Les observations à l'IRAM n'ont malheureusement pas été couronnées de succès, bien que des signaux marginaux aient été obtenus pour HCN et CH₃OH. Ces signaux, présentés dans la table 3.III.2.3, ne sont pas suffisants pour être qualifiés de détections, mais permettent de fournir des informations sur la composition chimique de cette comète.

Table 3.III.2.3: Comète 122P/de Vico: observations à l'IRAM

Date	Integ. (min)	Raie	Rh (UA)	Delta (UA)	Lobe (")	offset (")	Aire(Kkm/s) [-1.6 1.6km]	ΔV km/s
27-52/09/95	165	HCN(1-0)	0.71	1.03	26.4	10.5	0.125 \pm 0.031	-0.2 \pm 0.3
22.53/10/95	100	CH ₃ OH	0.74	1.02	16.2	11	0.120 \pm 0.038	
		Somme des 3 raies: $3_{01}-2_{01} + 3_{14}-2_{14} + 3_{03}-2_{03}$						
27-51/09/95	65	H ₂ CO ₂₁₂₋₁₁₁	0.70	1.03	16.8	8.5	< 0.110	
27-51/09/95	65	CO(2-1)	0.70	1.03	10.4	7	< 0.130	

Pour les paramètres du modèle, nous nous sommes basés sur les observations de C/1996 B2 Hyakutake qui ont montré que dans des conditions similaires de distance héliocentrique et taux de production $v_{exp} = 1$ km/s et $T = 60$ K, sont des valeurs tout à fait réalistes. Les raies très marginales semblent d'ailleurs assez larges. Un modèle isotrope est utilisé pour le calcul des taux de production et abondances (ou limites supérieures), qui sont donnés dans la table 3.III.2.4.

Table 3.III.2.4: Comète de Vico: limites en taux de production et abondances (27 sep. - 22 oct. 1995)

Molécule	Transition(s)	Modèle Isotrope: Taux de production	Abondance Q / Q_{H_2O}	Abondance Q / Q_{HCN}
H ₂ O	(OH 18cm)	$Q_{H_2O} = 2 \cdot 10^{29}$ moléc./s	<u>1.00</u>	
HCN	1-0	$\leq 2.2 \pm 0.6 \cdot 10^{26}$ moléc./s	$\leq 0.11 \pm 0.03$ %	(<u>1.0</u> \pm 0.3)
CH ₃ OH	3 raies à 145 GHz	$\leq 3.9 \pm 1.2 \cdot 10^{27}$ moléc./s	$\leq 2.0 \pm 0.6$ %	(18 \pm 7)
H ₂ CO	141 GHz:Lp=0	< $27 \cdot 10^{26}$ moléc./s	< 1.4 %	
	Lp=10000km:	< $4.2 \cdot 10^{27}$ moléc./s	< 2.1 %	
CO	2-1	< $3.0 \cdot 10^{28}$ moléc./s	< 15 %	(< 130)

Avec les conditions d'excitation ci-dessus, les signaux marginaux de HCN et CH₃OH semblent réalistes puisque les abondances déterminées correspondent à la valeur basse de la moyenne des comètes détectées. Cependant des conditions d'excitation plus "chaudes" ($T = 80$ K, avec collisions électroniques par exemple) auraient tendance à remonter ces valeurs. La limite sur le formaldéhyde n'est pas significative, vu les abondances trouvées dans les autres comètes. Les résultats sur CO et CH₃OH montrent au moins que cette comète ne fait pas partie des comètes abondantes en ces éléments (20 à 30 % en CO ou 5 à 7% de méthanol par rapport à l'eau).

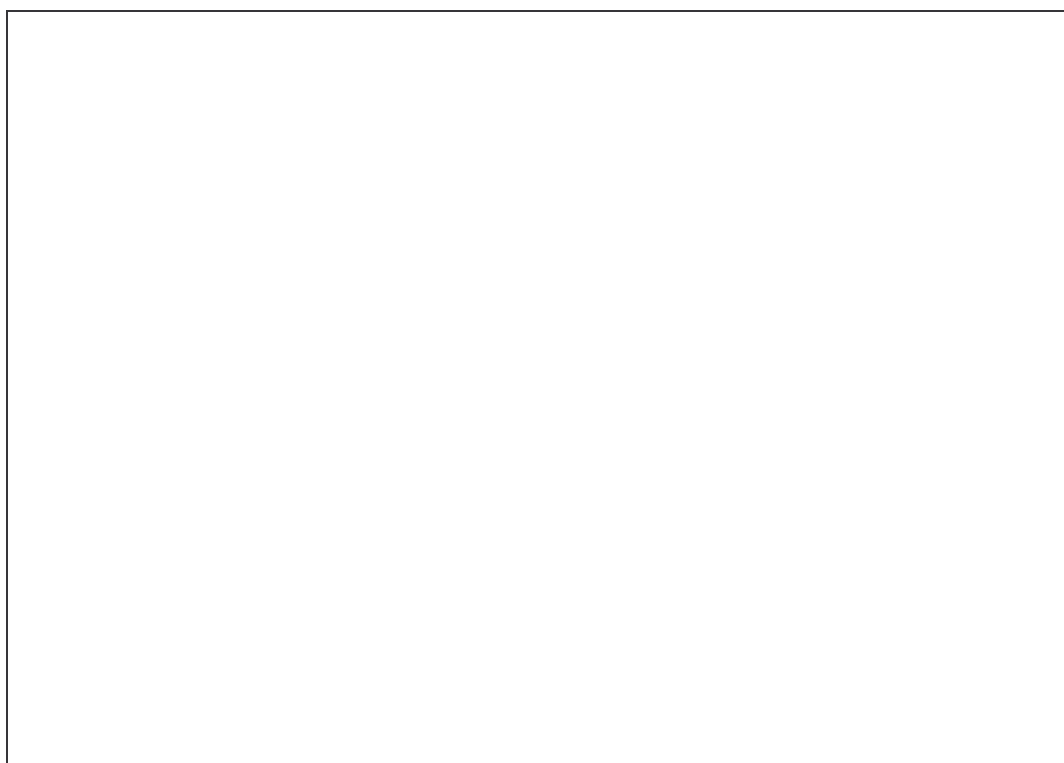
IV. Comètes de la famille de Jupiter

IV.1 19P/Borrelly

Caractéristiques principales

<i>Désignation définitive:</i>	19P/1911 S1, 1994XXX	<i>Nom:</i>	Borrelly
<i>Date de découverte:</i>	28 décembre 1904	<i>Magnitude Absolue:</i>	+8.6
<i>Périhélie :</i>	1.3651 UA	<i>Indice d'activité :</i>	4.0
<i>Excentricité :</i>	0.6228	<i>Diamètre :</i>	8.2x3.2 km
<i>Aphélie :</i>	5.873UA	<i>Période de rotation :</i>	24.7 h
<i>Période orbitale initiale :</i>	6.88 ans	<i>Appartenance :</i>	Famille de Jupiter
<i>Inclinaison :</i>	30.2706°	<i>Origine :</i>	Ceinture de Kuiper?

Note: Caractéristiques du noyau par P. Lamy et al. (Circulaire UAI n°6204)



(Comète Borrelly le 10-11-94 à 5h10 TU - T203mm x133 - champ 5' x 7')

Introduction

La comète Borrelly, découverte à l'observatoire de Marseille au début du siècle, appartient au groupe de comètes de la "famille de Jupiter". L'apparition de 1994 s'annonçait comme assez favorable avec un passage au plus près de la terre début décembre, à peine plus d'un mois après le périhélie. Elle a fait l'objet d'une campagne coordonnée d'observations avec plusieurs instruments: le télescope spatial (P.Lamy et al.), qui a permis de caractériser le noyau (dimension et période de rotation), grâce à une résolution de l'ordre de 25 km au niveau de la comète, le Pic-du-midi, le JCMT, l'IRAM et Nançay. Les observations du radical OH à Nançay ont permis de suivre le taux de dégazage de l'eau. Nous analyserons ici plus précisément les données obtenues simultanément à l'IRAM et au JCMT entre le 8 et le 10 novembre 1994 et présentées dans la table 3.IV.1.1.

Figure 3.IV.1a: Spectres de HCN(1-0) et (4-3), 3 raies de CH₃OH à et H₂CO dans 19P/Borrelly en novembre 94

Table 3.IV.1.1: Comète 19P/Borrelly: données observationnelles

Date	Integ. (min)	Raie	Rh (UA)	Delta (UA)	Lobe (")	offset (")	Aire(Kkm/s) [-1.5 0km/s]	Aire(Kkm/s) [-1.5 1.0km]	ΔV km/s
9.67/11/94	165	HCN(4-3)	1.368	0.681	13.5	3.5	0.220 \pm 0.022	0.410 \pm 0.032	-0.19 \pm 0.07
8-10/11/94	550	HCN(1-0)	1.368	0.683	26.4	4.0	0.064 \pm 0.010	0.103 \pm 0.014	-0.29 \pm 0.09
8-10/11/94	454	CH ₃ OH ₃₀₁₋₂₀₁ CH ₃ OH ₃₁₄₋₂₁₄ CH ₃ OH ₃₀₃₋₂₀₃ CH ₃ OH ₃₁₃₋₂₁₃ CH ₃ OH _{32E-22E}	1.368	0.685	16.2	4.5] 3 raies:]0.094 \pm 0.013 (somme)	0.038 \pm 0.009 0.028 \pm 0.009 0.029 \pm 0.009 < 0.029 0.032 \pm 0.010] 3 raies:]-0.28 \pm 0.12]
9.08/11/94	96	CH ₃ OH _{157GHz} (103+203+303+403)	1.368	0.683	15.0	5	0.193 \pm 0.046	0.220 \pm 0.066	-0.47 \pm 0.20
8-10/11/94	550	H ₂ CO ₃₁₂₋₂₁₁	1.368	0.683	10.6	3.5		0.064 \pm 0.018	

La réduction complète des observations millimétriques a servi à mesurer l'offset et la position angulaire ($70^\circ \pm 20^\circ$ dans tous les cas) des écarts de pointage, tel que décrit dans l'annexe A-I. En raison d'un problème technique survenu sur le secondaire du radiotélescope (désaxé d'environ 40" en élévation), l'efficacité du lobe (Beam_eff) a été réévaluée précisément sur les sources de pointage utilisées ainsi que la calibration en intensité à partir de l'observation des sources de référence W3OH et ORI IRC2. Les valeurs de la table 3.IV.1.1 sont entièrement corrigées de ces effets: l'incertitude résiduelle (écart type sur les différentes mesures) est évaluée à $\pm 5\%$ à 3mm, $\pm 10\%$ à 2mm et $\pm 20\%$ à 1mm de longueur d'onde. Les spectres sont présentés en *figure 3.IV.1a*: la détection du formaldéhyde reste marginale (rapport signal sur bruit à peine supérieur à 3), et doit autant être considérée comme une limite supérieure.

Taux de production de l'eau

La comète a été observée à Nançay du 5 septembre au 11 octobre 1994, avant le périhélie, et 15 jours en janvier 1995 après le périhélie. Cette dernière période était moins favorable car l'inversion du maser OH était plus faible, et aussi parce que la comète était à haute déclinaison ($+65^\circ$), où le rendement en lobe du radiotélescope de Nançay est faible: la comète n'a pas été détectée. Le radical OH a été, par contre, bien détecté pendant la première période. La table 3.IV.1.2 donne les taux de production mesurés avec le modèle classique Haser équivalent (Bockelée-Morvan et al. 1994), ou extrapolés à partir d'une relation taux de production - magnitude héliocentrique déterminée par Jorda et al. (1996): $\log(Q_{OH}) = 30.9 - 0.26 m_H$ (les magnitudes m_H sont tirées des mesures publiées dans [I.C.Q.]).

Table 3.IV.1.2: Comète Borrelly: Evaluation de Q_{H_2O} à partir des observations de OH à Nançay et des magnitudes.

Période	Distance au soleil moyenne	Taux de production mesuré [moléc./s]	magnitude héliocentrique	Taux de production de l'eau [moléc./s]
5/09 - 22/09/1994:	<Rh> = 1.48 UA	$Q_{OH} = 1.8 \pm 0.3 \cdot 10^{28}$	< m_H > = 10.2	$Q_{H_2O} = 2.0 \pm 0.3 \cdot 10^{28}$
23/09 - 11/10/1994:	<Rh> = 1.41 UA	$Q_{OH} = 2.4 \pm 0.2 \cdot 10^{28}$	< m_H > = 9.7	$Q_{H_2O} = 2.7 \pm 0.2 \cdot 10^{28}$

8 - 10/11/1994:	$\langle \text{Rh} \rangle = 1.37 \text{ UA}$		$\langle m_H \rangle = 9.3$	$\Rightarrow Q_{\text{H}_2\text{O}} = 3.5 \cdot 10^{28}$
-----------------	---	--	-----------------------------	--

Modèle de jet et problèmes d'excitation

Après la comète Swift-Tuttle, chronologiquement, c'est la deuxième comète observée en ondes radio et en visible qui montre une anisotropie de dégazage très marquée. Les images obtenues au Pic-du-midi par L. Jorda ont montré la présence d'au moins un jet de poussières bien visible. Toutes les raies radio millimétriques présentent un décalage significatif (en moyenne, sur toutes les raies, $\Delta V = -0.28 \pm 0.10 \text{ km/s}$ avec un pic à -0.6 km/s (+/- 0.1km/s)), à la même période. Un modèle de dégazage anisotrope s'imposait alors.

Durant la période étudiée (8 au 11 novembre 1994), l'angle de phase valait 43° et la Position Angulaire de la direction solaire était de 102° alors que le jet principal observé en optique était à P.A. = $90^\circ \pm 15^\circ$, (avec un deuxième jet possible à P.A. = $30^\circ \pm 10^\circ$). Les données radio ne fournissent pas d'informations sur la géométrie de dégazage dans le plan du ciel. Nous privilégierons un modèle de dégazage anisotrope se faisant préférentiellement dans la direction du soleil, conformément aux observations visibles. La forme moyenne des raies radio, dont les demi-largeurs moyennes à mi-maximum sont -0.95 et $+0.75 \text{ km/s}$ s'expliquerait bien par un modèle avec un jet étroit (ouverture inférieure à 90°) avec une vitesse d'expansion de 0.9 km/s superposé à une composante isotrope à $v_{\text{exp}} = 0.7 \text{ km/s}$. En résumé, les paramètres qui permettent de modéliser le dégazage de 19P/Borrelly en novembre 1994 et de rendre compte de la forme des raies sont les suivants:

- Jet 1: $v_{\text{exp}} = 0.9 \text{ km/s}$ $\varphi = 15^\circ$ à 75° , $\theta = \pm 34.104^\circ$ $Q_{\text{gaz}} = 0.8 \cdot 10^{28} \text{ moléc./s}$ dans le jet;
- composante isotrope: $v_{\text{exp}} = 0.7 \text{ km/s}$ $Q_{\text{gaz}} = 2.7 \cdot 10^{28} \text{ moléc./s}$ (environ 3/4)

Cette géométrie est présentée sur la *figure 3.IV.1b*. Une autre alternative est de supposer que le dégazage ne se fait presque que du côté éclairé du noyau, mais dans un angle solide plus grand, dépassant 2π , pour expliquer le signal aux vitesses positives (*figure 3.IV.1c*):

- Jet n°2: $v_{\text{exp}} = 0.9 \text{ km/s}$ $\varphi = 0^\circ$ à 140° , $\theta = \pm 152.884^\circ$ $Q_{\text{gaz}} = 3.5 \cdot 10^{28} \text{ moléc./s}$ dans le jet
(équivalent à un cône de 120° incliné sur la ligne de visée)

Conditions d'excitation

Les températures de rotation mesurées sont: $T_{\text{rot}}(\text{HCN } 4/1) = 19 \pm 2 \text{ K}$

$$T_{\text{rot}}(\text{CH}_3\text{OH}(145\text{GHz})) = 87 \pm 124 \text{ K (4 raies)}$$

Nous avons d'abord considéré un modèle sans collisions électroniques. La température cinétique nécessaire pour rendre compte des températures de rotation mesurées est de $T = 49 \pm 11 \text{ K}$ pour HCN (L'équilibre de fluorescence est froid: $T_{\text{rot}}(\text{HCN}) = 8 \text{ K}$), et au-delà de 100 K pour le méthanol; dans ce cas nous adopterons une température de 60 K pour le gaz. Les collisions électroniques ont pour effet de repousser à des distances plus grandes la zone où est atteint l'équilibre de fluorescence et donc de "réchauffer" les populations dans la zone sondée par les observations. Elles permettent ainsi de réconcilier les observations des 2 molécules. Dans ce cas, la température de rotation des raies de HCN indique que la température du gaz doit être inférieure à 50 K .

Table 3.IV.1.2: Comète Borrelly: Contraintes sur le modèle de densité électronique

	Xrc = 0.5		Xrc = 1.0		Xrc = 2.0	
molécule:	HCN	Méthanol	HCN	Méthanol	HCN	Méthanol
T = 30 K	0.2 <xne< 1.0	=> Qfit < 3.4	0.1 <xne< 0.6	=> Qfit < 3.3	0.1 <xne< 0.3	=> Qfit < 3.2

T = 40 K	xne < 0.6	=> Qfit < 3.2	xne < 0.4	=> Qfit < 3.2	xne < 0.2	=> Qfit < 3.1
T = 50 K	xne < 0.4	=> Qfit < 3.2	xne < 0.2	=> Qfit < 3.1	xne < 0.1	=> Qfit < 3.0

Figure 3.IV.1b: Géométrie de dégazage avec Jet étroit (30° d'ouverture) à 0.9 km/s et partie isotrope à 0.7km/s

Figure 3.IV.1c: Géométrie de dégazage avec Jet large (120° d'ouverture équivalente) à 0.9 km/s, uniquement.

La table 3.IV.1.2 présente les contraintes que l'on peut obtenir sur les paramètres du modèle de collisions électroniques, qui permet d'interpréter conjointement les observations de HCN et CH₃OH. Le modèle de température électronique par défaut (cf. Chapitre 2) a été utilisé: elle influe peu sur les résultats. Le paramètre "Qfit" permet d'estimer l'adéquation du modèle aux observations du méthanol. Ce paramètre est inversement proportionnel à l'écart quadratique moyen entre les prévisions du modèle et les observations, obtenu avec les 4 raies détectées, et normalisé au taux de production. Il sera d'autant plus élevé que les observations sont bien reproduites: en général, il croît avec le paramètre xne, (maximum possible autour de 5), mais les observations de HCN contraignent ce paramètre à rester dans le domaine précisé dans les colonnes 2, 4 et 6. Comme compromis, nous prendrons xne = 0.5 et Xrc = 0.5, avec T = 40 K. Ces paramètres sont physiquement acceptables, mais les autres modèles basés sur des paramètres T, Xrc, et la valeur xne maximum autorisée dans cette table, donneraient des taux de production différant de moins de 15%. La table 3.IV.1.3 donne les taux de production calculés à partir des différents modèles d'excitation et de dégazage.

Table 3.IV.1.3: Comète Borrelly: Taux de production (en molécules/s) obtenus avec les différents modèles

Molécule	Transition(s)	Modèle Isotrope ($V_{exp}=0.8\text{km/s}$)		Modèle Isotrope + Jet1 (30°)		Jet2 (120°)
		T = 60 K	T= 40 K + e-	T = 60 K	T= 40 K + e-	T = 40 K + e-
<i>Conditions d'excitation:</i>						
CH₃OH	145 GHz	$6.4 \pm 2.2 \cdot 10^{26}$	$5.3 \pm 1.7 \cdot 10^{26}$	$5.2 \pm 1.8 \cdot 10^{26}$	$4.2 \pm 1.4 \cdot 10^{26}$	$5.9 \pm 1.8 \cdot 10^{26}$
HCN	1-0 et 4-3	$3.6 \pm 0.4 \cdot 10^{25}$	$3.7 \pm 0.6 \cdot 10^{25}$	$3.1 \pm 0.4 \cdot 10^{25}$	$3.2 \pm 0.6 \cdot 10^{25}$	$4.2 \pm 0.8 \cdot 10^{25}$
H₂CO	225	$4.2 \pm 1.2 \cdot 10^{25}$	$3.4 \pm 1.0 \cdot 10^{25}$	$3.6 \pm 1.0 \cdot 10^{25}$	$3.0 \pm 0.8 \cdot 10^{25}$	$3.7 \pm 1.1 \cdot 10^{25}$
	GHz:Lp=0	$1.8 \pm 0.5 \cdot 10^{26}$	$1.6 \pm 0.4 \cdot 10^{26}$	$1.4 \pm 0.4 \cdot 10^{25}$	$1.3 \pm 0.4 \cdot 10^{26}$	$1.8 \pm 0.5 \cdot 10^{26}$
	Lp=15000km:					

La qualité des données obtenues sur cette comète ne permet de contraindre précisément les conditions d'excitation. Nous préférons le modèle plus froid avec électrons, sachant qu'un modèle plus chaud augmenterait le taux de production du méthanol essentiellement. Pour le modèle de dégazage, une solution moyenne entre les 2 géométries de dégazage anisotrope serait plus réaliste. La moyenne des deux modèles donne des décalages Doppler de: -0.15 km/s pour HCN(4-3); -0.22 km/s pour HCN(1-0) et -0.25 km/s pour les 3 principales raies du méthanol, ce qui est bien comparable aux valeurs observées, et des taux de production très similaire à ceux du modèle isotrope. La table 3.IV.1.4 donne les taux de production retenus et les abondances correspondantes.

Si on fait l'hypothèse que CH₃OH est la molécule mère de H₂CO (longueur d'échelle = 110000km), alors $Q_{H_2CO} / Q_{CH_3OH} = 1.8 \pm 0.8$, ce qui signifie que H₂CO ne pourrait pas être que le produit de photodissociation du méthanol. La faiblesse du rapport signal sur bruit ainsi que d'éventuelles variations temporelles ne permettent pas de conclure davantage.

Table 3.IV.1.4: Comète 19P/Borrelly: Taux de production et abondances

Molécule	Taux de production	Abondance / eau	Abondance Q / Q _{HCN}
H₂O	$3.5 \cdot 10^{28}$ moléc./s	<u>1.00</u>	950 ± 150
CH₃OH	$5.3 \pm 1.7 \cdot 10^{26}$ moléc./s	1.5 ± 0.5 %	14.3 ± 5.1
HCN	$3.7 \pm 0.6 \cdot 10^{25}$ moléc./s	0.11 ± 0.02 %	<u>1.0</u> ± 0.2

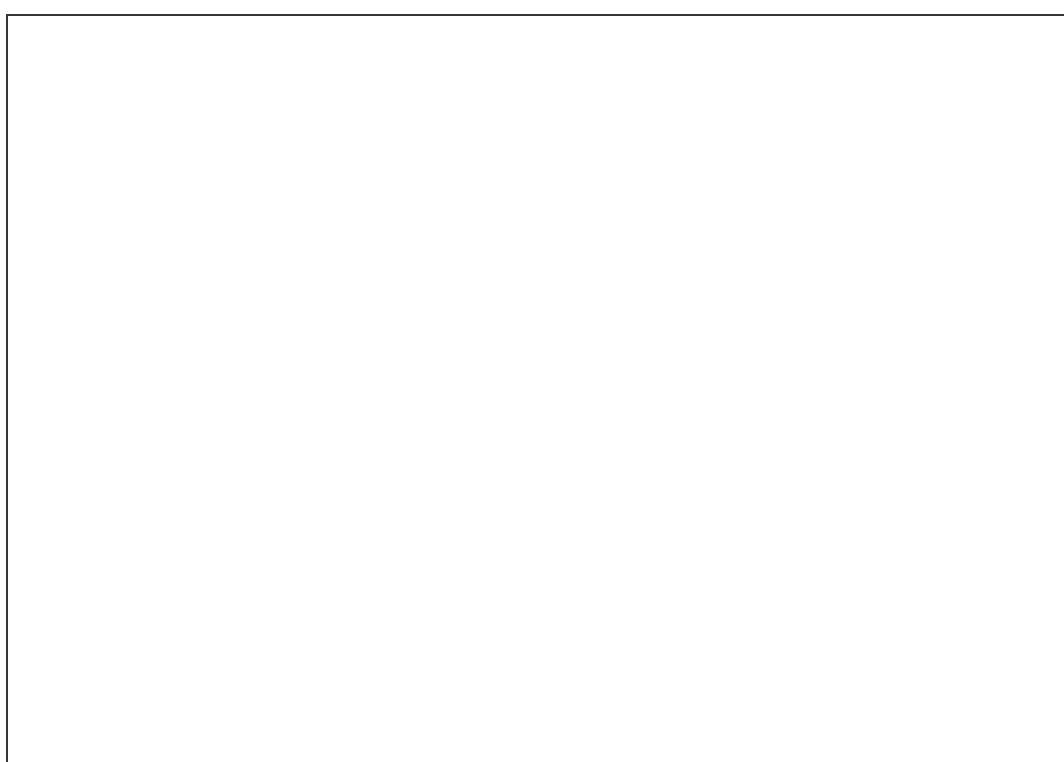
H₂CO Lp = 0 km	3.4 ± 1.0 10²⁵ moléc./s	0.10 ± 0.03 %	0.9 ± 0.3
H ₂ CO Lp = 15000km:	1.6 ± 0.4 10²⁶ moléc./s	0.46 ± 0.13 %	4.3 ± 1.4

Note: Pour HCN et CH₃OH, les barres d'erreurs tiennent aussi compte de la dispersion par rapport au modèle.

IV.2 22P/Kopff

Caractéristiques principales

<i>Désignation définitive:</i>	22P/1919 O1	<i>Nom:</i>	Kopff
<i>Date de découverte:</i>	22 août 1906	<i>Magnitude Absolue:</i>	+7.0
<i>Périhélie :</i>	1.5796 UA	<i>Indice d'activité :</i>	6.0
<i>Excentricité :</i>	0.5441	<i>Diamètre :</i>	≈ 4 km
<i>Aphélie :</i>	5.349 UA	<i>Période de rotation :</i>	≈ 10 h
<i>Période orbitale initiale :</i>	6.45 ans	<i>Appartenance :</i>	Famille de Jupiter
<i>Inclinaison :</i>	4.7208°	<i>Origine :</i>	Ceinture de Kuiper



(Comète Kopff le 15-06-96 à 2h00 TU - T256mm x133 - champ 5' x 7')

Introduction

Cette comète à courte période, découverte au début du siècle, a été observée lors de la plupart de ses retours et elle manifeste une activité assez régulière d'un passage au périhélie à l'autre. Ses taux de production de OH et de CN ont été mesurés lors du précédent passage favorable de 1983. Le passage au périhélie de 1996 s'annonçait comme le plus favorable possible, ayant lieu le 2 juillet, 10 jours avant l'opposition, et 6 jours avant le périhélie à 0.565 UA la Terre. La comète s'est révélée cependant de 1 à 1.5 magnitude plus faible que les prévisions basées sur les passages précédents. Ce passage très favorable d'une comète bien connue en avait fait une des principales cibles cométaires du satellite infrarouge ISO qui l'a observée dès février 1996.

Observations Radio

Parallèlement aux observations ISO, il était important de suivre son activité gazeuse en ondes radio, d'autant plus que c'était une des rares comètes à courte période a priori assez facilement détectable. La comète a été observée à l'IRAM du 14 au 17 juin 1996. Elle a également été observée à Nançay entre le 9 avril et le 23 mai 1996, quand l'inversion du maser OH était favorable. La proximité du centre galactique (continuum plus fort) a favorisé sa détection. Elle a été détectée sans ambiguïté et son taux de production de OH est évalué à $3.0 \pm 0.5 \cdot 10^{28}$ moléc./s pour la période du 16 au 23 mai 1996. Le taux de production de l'eau a été extrapolé à $Q_{H_2O} = 4 \cdot 10^{28}$ moléc./s pour la période des observations à l'IRAM, à partir de la loi de corrélation $Q_{OH} - m_H$ de Jorda et al. 1996. La table 3.IV.2.1 présente le bilan des raies observées à l'IRAM.

Table 3.IV.2.1: Comète 22P/Kopff: observations à l'IRAM

Date	Integ. (min)	Raie	Rh (UA)	Delta (UA)	Lobe (")	offset (")	Aire(Kkm/s) [-1.1 0km/s]	Aire(Kkm/s) [-1.1 0.9km]	ΔV km/s
15-17/06/96	120	HCN(1-0)	1.588	0.606	26.4	2	0.114 ± 0.020	0.156 ± 0.026	-0.32 ± 0.10
14.1 /06/96	75	H ₂ S ₁₁₀₋₁₀₁	1.590	0.613	14.0	2	0.146 ± 0.024	0.250 ± 0.033	-0.08 ± 0.08
15.1 /06/96	75	CH ₃ OH ₃₀₁₋₂₀₁ CH ₃ OH ₃₁₄₋₂₁₄ CH ₃ OH ₃₀₃₋₂₀₃ CH ₃ OH ₃₁₃₋₂₁₃ CH ₃ OH _{32E-22E}	1.589	0.609	16.2	2	0.074 ± 0.016 0.045 ± 0.018 0.043 ± 0.017 < 0.048 < 0.048	0.118 ± 0.021 0.065 ± 0.023 0.080 ± 0.022 0.051 ± 0.020 0.031 ± 0.019	-0.29 ± 0.12 -0.30 ± 0.23 -0.25 ± 0.17
17.1 /06/96	45	CH ₃ OH _{157GHz}	1.587	0.602	15.0	2	0.224 ± 0.083	0.514 ± 0.117	$+0.08 \pm 0.12$
		Raies 2 ₀₃₋₂₁₄ + 3 ₀₃₋₃₁₄ + 4 ₀₃₋₄₁₄ + 5 ₀₃₋₅₁₄ à 157 GHz							
13-17/06/96	195	CO(2-1)	1.589	0.609	10.4	2		< 0.059	
14.1 /06/96	75	HC ₃ N(12-11)	1.590	0.613	21.6	2		< 0.032	
14.1 /06/96	75	OCS(9-8)	1.590	0.613	21.6	2		< 0.034	
16.1 /06/96	20	CS(3-2)	1.588	0.605	16.1	2		< 0.136	
16.1 /06/96	20	H ₂ CO ₃₁₂₋₂₁₁	1.588	0.605	10.6	2		< 0.315	
16.1 /06/96	20	HNC(1-0)	1.588	0.605	25.8	2		< 0.143	

Note: Les spectres de HCN(1-0), H₂S et CH₃OH à 145 GHz sont présentés sur la figure 3.IV.2

Modèles et taux de production

Les détections marginales de 3 ou 4 raies du méthanol à 145 GHz, de HCN et de H₂S ne contraignent pas très bien les modèles. La température de rotation du méthanol est estimée à 27 ± 12 K. Etant donné que la température de rotation est de 9 K à l'équilibre de fluorescence, vers 9K, la valeur observée est assez bien représentée avec une température du gaz de 40K et des collisions électroniques, avec pour paramètre $x_{ne} = 0.5$. L'introduction des collisions électroniques a pour effet de diminuer la dispersion des aires mesurées des raies du méthanol par rapport au modèle (de plus de 30% pour les raies à 145 GHz seules, à plus de 70% si on prend en compte la détection à 157 GHz). En ce qui concerne les taux de production, seul Q_{HCN} est augmenté significativement de environ 30%, (moins de 10% pour les autres molécules, globalement), en introduisant ces collisions électroniques. La table 3.IV.2.2 donne les taux de production calculés avec une vitesse d'expansion de 0.8 km/s (compatible avec la forme des raies) et différents modèles de dégazage.

Table 3.IV.2.2: Comète Kopff: Taux de production pour la période du 14 au 17 juin 1996

Molécule	Transition(s)	Modèle: Isotrope Taux de production	Modèle: Jet 120 degrés Taux de production	Jet 60 degrés + isotrope Taux de production
CH₃OH	145 +157 GHz	12.1 ± 2.2 10²⁶ moléc./s	13.4 ± 2.0 10 ²⁶ moléc./s	7.8 ± 1.5 10 ²⁶ moléc./s
HCN	1-0	5.9 ± 1.0 10²⁵ moléc./s	6.9 ± 1.2 10 ²⁵ moléc./s	3.9 ± 0.6 10 ²⁵ moléc./s
H₂S	169 GHz	2.4 ± 0.3 10²⁶ moléc./s	2.6 ± 0.3 10 ²⁶ moléc./s	2.0 ± 0.3 10 ²⁶ moléc./s
CO	2-1	< 2.4 10²⁷ moléc./s	< 2.5 10 ²⁷ moléc./s	
CS	3-2	< 6.1 10²⁵ moléc./s	< 6.7 10 ²⁵ moléc./s	
OCS	9-8	< 4.5 10²⁶ moléc./s	< 4.7 10 ²⁶ moléc./s	
H ₂ CO	225	< 6.5 10²⁵ moléc./s	< 7.7 10 ²⁵ moléc./s	
	GHz:Lp=0 Lp=15000km:	< 1.2 10²⁶ moléc./s	< 1.3 10 ²⁶ moléc./s	
HC₃N	12-11	< 1.6 10²⁵ moléc./s	< 1.7 10 ²⁵ moléc./s	
HNC	1-0	< 64. 10²⁴ moléc./s	< 71. 10 ²⁴ moléc./s	

Comme on peut le remarquer dans la table 3.IV.2.2, les deux modèles de dégazage considérés pour tenir compte de l'asymétrie des raies, conduisent à des abondances relatives similaires mais à des taux de production sensiblement différents. Nous avons adopté comme taux de production celui résultant de la moyenne de ces deux modèles, qui est certainement plus représentative de la réalité, et dont les valeurs sont proches du modèle isotrope de base. Ces taux de production et les abondances moléculaires résultantes sont présentés dans la table 3.IV.2.3.

Table 3.IV.2.3: Comète 22P/Kopff: taux de production et abondances moléculaires

Molécule	Taux de production	Abondance / eau	Abondance Q / Q _{H₂O}
H₂O	4.0 10²⁸ moléc./s	<u>1.00</u>	800 ± 130
CH₃OH	9.9 ± 1.8 10²⁶ moléc./s	2.5 ± 0.5 %	19.8 ± 4.8
HCN	5.0 ± 0.8 10²⁵ moléc./s	0.13 ± 0.02 %	<u>1.0</u> ± 0.2
H₂S	2.3 ± 0.3 10²⁶ moléc./s	0.58 ± 0.08 %	4.6 ± 0.9
CO	< 2.4 10²⁷ moléc./s	< 6.0 %	< 48
CS	< 6.1 10²⁵ moléc./s	< 0.15 %	< 1.2
OCS	< 4.5 10²⁶ moléc./s	< 1.1 %	< 9.0
H ₂ CO Lp = 0 km	< 6.5 10²⁵ moléc./s	< 0.16 %	< 1.3
H ₂ CO Lp = 15000km:	< 12. 10²⁵ moléc./s	< 0.3 %	< 3.0
HC₃N	< 1.6 10²⁵ moléc./s	< 0.04 %	< 0.3
HNC	< 64. 10²⁴ moléc./s	< 0.16 %	< 1.3

Cette comète semble donc présenter de nombreuses analogies à 19P/Borrelly (raies asymétriques et abondances moléculaires "classiques"), tout en ayant un jet non, ou peu, rapporté en optique. Les comparaisons seront discutées dans le dernier chapitre.

Figure 3.IV.2: Spectres de HCN(1-0), H₂S et CH₃OH dans 22P/Kopff et HCN(3-2) dans 45P/Honda-Mrkos-P.

IV.3 45P/Honda-Mrkos-Pajdusáková

Caractéristiques principales

Désignation définitive:	45P/1954 C1	Nom:	Honda-Mrkos-Pajdusáková
Date de découverte:	3-7 décembre 1948	Magnitude Absolue:	+14.0
Périhélie :	0.5321 UA	Indice d'activité :	9.0
Excentricité :	0.8242	Diamètre :	≤ 0.5 km
Aphélie :	5.522 UA	Période de rotation :	
Période orbitale initiale :	5.27 ans	Appartenance :	Famille de Jupiter
Inclinaison :	4.2483°	Origine :	Ceinture de Kuiper

Introduction

Cette comète périodique, dont le noyau est certainement très petit (< 0.5km de diamètre d'après les mesures de magnitudes nucléaires), est une de celles dont la période orbitale et la distance au périhélie sont les plus courtes. Le passage de 1995-96 s'annonçait comme le plus favorable depuis sa découverte dans la mesure où elle est passée à seulement 0.17 UA de la Terre le 4 février 1996. D'après sa courbe de luminosité aux passages précédents, on pouvait estimer son taux de dégazage autour de 5.10^{28} moléc./s au périhélie, et 2.10^{28} moléc./s au périhélie. La comète a été observée au JCMT entre le 18 décembre 1995 et le 4 février 1996. Elle est passée au périhélie le 26 décembre 1995, et en conjonction inférieure à la mi janvier 1996. Etant intrinsèquement peu active, cette comète a été difficilement observée en optique et les observations radio ont souffert de problèmes d'erreurs d'éphémérides, amplifiés par le déplacement rapide de la comète au périhélie (10" par minute).

Seule la raie J=3-2 de HCN a pu être bien détectée. La table 3.IV.3.1 donne les caractéristiques des différentes observations. L'écart de pointage dû aux éphémérides (offset) a été calculé a posteriori à partir des derniers éléments orbitaux (MPC 26724) et d'un programme d'intégration numérique. On y a inclus les offsets rajoutés pendant l'observation. Pour les observations de janvier et février, l'erreur de pointage était essentiellement en ascension droite, vers le soleil.

Table 3.IV.3.1: Comète 45P/Honda-Mrkos-Pajdusakova: Observations de HCN au JCMT

Date	Integ. (min)	Raie	Rh (UA)	Delta (UA)	Lobe (")	offset (")	Aire(Kkm/s) [-1.5 0km/s]	Aire(Kkm/s) [-1.5 1.6km]	ΔV km/s
18-21/12/95	310	HCN(4-3)	0.551	0.797	13.5	8	0.079 ±.032	0.173 ±.047	-0.08 ±.24
21.0 /01/96	180	HCN(3-2)	0.753	0.243	18.0	15	0.054 ±.023	0.170 ±.034	+0.41 ±.20
22.0 /01/96	103	HCN(3-2)	0.767	0.233	18.0	16	0.110 ±.031	0.289 ±.049	+0.26 ±.16
22.9 /01/96	60	HCN(3-2)	0.779	0.226	18.0	16	0.187 ±.029	0.419 ±.042	+0.06 ±.10
4.7 /02/96	250	HCN(3-2)	0.962	0.169	18.0	7	0.050 ±.015	0.125 ±.018	+0.23 ±.14

La comète a été suivie et marginalement détectée à Nançay avant son périhélie. La table 3.IV.1.2 donne les taux de production de l'eau déduits des observations de OH à Nançay et extrapolés pour les périodes d'observations de la comète au JCMT. Ces derniers ont été estimés à partir de la corrélation entre le taux de

production de l'eau et la magnitude héliocentrique proposée par Jorda et al. 1996 ($\log(Q_{H_2O}) = 30.7 - 0.25m_H$), et des estimations de magnitude publiées dans I.C.Q.

Table 3.IV.3.2: Comète 45P/Honda-Mrkos-Pajdusakova: Taux de production d'eau.

Dates	Taux de production de l'eau mesuré	Magnitude héliocentrique	Taux de production de l'eau estimé
25 nov. - 10 déc.95	$1.8 \pm 0.5 \cdot 10^{28}$ moléc./s	$m_H = 10.$	
18-21 déc.1995	$3.4 \pm 1.8 \cdot 10^{28}$ moléc./s	$m_H = 8.5$	=> $\approx 3.5 \cdot 10^{28}$ moléc./s
21-25 jan. 1996		$m_H \approx 10.5$	=> $\approx 1.5 \cdot 10^{28}$ moléc./s
5 fév. 1996		$m_H \approx 12.$	=> $\approx 0.5 \cdot 10^{28}$ moléc./s

Modèles

Nous ne disposons pas d'information sur la température du gaz, mais la comparaison aux autres comètes suggère que 60 K soit une valeur acceptable. De plus l'intensité de la raie HCN J=3-2 est peu sensible à la température. Le taux de collisions sera calculé avec $Q_{\text{gaz}} = 2.10^{28}$ moléc./s. Nous interpréterons la détection marginale de HCN(4-3) en décembre avec le même modèle.

La forme de la raie (*figure 3.IV.2*) suppose une vitesse d'expansion de l'ordre de 1 km/s. Elle montre aussi une asymétrie marquée, suggérant un dégazage préférentiellement vers le soleil: l'angle de phase valait 155° le 22 janvier et 93° le 4.7 février, ce qui expliquerait le décalage significatif vers le rouge de la raie fin janvier (table 3.IV.3.1 et spectre *figure 3.IV.2*) et que le signal observé ait été plus fort aux poses décalées vers le soleil (+10 à +40% à 15"). Nous utiliserons un modèle de jet large (demi-ouverture de 105°) dirigé vers le soleil pour les observation de janvier et février 1996: la table 3.IV.3.3 donne les taux de production avec un gras les valeurs correspondant au modèle le mieux adapté aux observations.

Table 3.IV.3.3: Comète 45P/H.-M.-P.: modèles de dégazage et taux de production de HCN

Date	Transition	Modèle: Isotrope Taux de production	Jet incliné de 90 degrés Taux de production	Jet incliné de 120 degrés Taux de production
18-21/12/95	HCN(4-3)	$3.0 \pm 0.8 \cdot 10^{25}$ moléc./s		
21.0 /01/96	HCN(3-2)	$1.2 \pm 0.2 \cdot 10^{25}$ moléc./s	$0.9 \pm 0.2 \cdot 10^{25}$ moléc./s	$1.1 \pm 0.2 \cdot 10^{25}$ moléc./s
22.0 /01/96	"	$2.1 \pm 0.3 \cdot 10^{25}$ moléc./s	$1.4 \pm 0.2 \cdot 10^{25}$ moléc./s	$1.9 \pm 0.3 \cdot 10^{25}$ moléc./s
22.9 /01/96	"	$2.9 \pm 0.3 \cdot 10^{25}$ moléc./s	$2.0 \pm 0.2 \cdot 10^{25}$ moléc./s	$2.6 \pm 0.3 \cdot 10^{25}$ moléc./s
4.7 /02/96	"	$0.5 \pm 0.1 \cdot 10^{25}$ moléc./s	$0.4 \pm 0.1 \cdot 10^{25}$ moléc./s	

La Table 3.IV.3.4 donne les taux de production et les abondances de HCN pour chaque période d'observation. Nous retiendrons une abondance moyenne de **HCN de l'ordre de 0.1%** ($\pm 0.02\%$), avec une incertitude supplémentaire de 30 à 50% due aux variations temporelles et à la non-simultanéité des observations de OH. Cependant cette abondance ne s'écarte pas de la moyenne des autres comètes.

Table 3.IV.3.4: Comète 45P/H.-M.-P.: taux de production et abondance de HCN

Dates:	18-21 décembre 1995	21-23 janvier 1996	5 février 1996

Taux de production H ₂ O (estimé)	3.5 10 ²⁸ moléc./s	1.5 10 ²⁸ moléc./s	0.5 10 ²⁸ moléc./s
Taux de production HCN:	3.0 ± 0.8 10²⁵ moléc./s	1.8 ± 0.3 10²⁵ moléc./s	0.4 ± 0.1 10²⁵ moléc./s
abondance HCN / eau	0.09 ± 0.02 %	0.12 ± 0.02 %	0.08 ± 0.02 %

Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les résultats de l'observation de 11 comètes en ondes millimétriques à submillimétriques. Ces observations ont permis de mesurer l'abondance de plusieurs molécules mères dans leur atmosphère. La plupart de ces comètes ont été observées entre 0.5 et 1.5 unités astronomiques du soleil, distance à laquelle la température du noyau est suffisamment élevée pour permettre le dégazage des molécules observées. Les observations de la comète Hyakutake montrent que les abondances moléculaires ne varient pas de façon significative avec la distance héliocentrique, à l'exception peut-être celles de CO et CS. Cela montre qu'il est réaliste de comparer les comètes entre elles pour le domaine héliocentrique couvert. Cette étude comparative est présentée dans le chapitre 5.

Dans le chapitre suivant, nous présenterons les observations de comètes réalisées à grandes distances héliocentriques, notamment au-delà de 2.5 UA où la sublimation de l'eau est inefficace. Les abondances observées sont radicalement différentes et reflètent la sublimation fractionnée des glaces cométaires.

Références du chapitre

- ICQ: International Comet Quarterly No **97**, 18 - 1, january 1996
International Comet Quarterly No **98**, 18 - 2, april 1996
International Comet Quarterly No **99**, 18 - 3, july 1996
(Smithsonian Astrophysical Observatory, 60 Garden Street Cambridge, MA 02138 USA)
- L'Astronomie N° **107**, 145-175, mai **1993**
(Bulletin de la Société Astronomique de France, 3, rue Beethoven, 75016 Paris)
- A'Hearn, M.F., Hoban, S., Birch, P.V., Bowers, C., Martin, R. and Klinglesmith, D.A.** *Nature*, **324**, 649, **1986**
"Cyanogen jets in comet Halley"
- Bertaux, J.L., Quémerais, E., Lallement, R., Berthé, M., Goutail, J.P., Kyrola, E., Summanen, T. and Pellinen, R.**
Asteroids, Comets, Meteors, Cospar colloq. 10, **1996**
"The hydrogen Cloud of Several Comets Observed by SWAN on SOHO"
- Bockelée-Morvan, D., and Crovisier, J.** *Astron. Astrophys.*, **151**, 90-100, **1985**
"Possible parents for the cometary CN radical: photochemistry and excitation conditions"
- Bockelée-Morvan, D., and Crovisier, J.** *ESA. SP-278*, 233-240, **1987**
"The role of water in the thermal balance of the coma"
- Bockelée-Morvan, D., and Crovisier, J.** *Astron. Astrophys.*, **264**, 282-291, **1992**
"Formaldéhyde in comets" "II. Excitation of the rotational lines"
- Bockelée-Morvan, D., Colom, P., Crovisier, J., Gérard, E., and Bourgois, G.**
Asteroids, Comets, Meteors 1991, 73-76 Lunar and Planetary Institute, Houston **1992**
"Observation of OH in comet Levy with the Nançay Radio Telescope"
- Bockelée-Morvan, D., Crovisier, J., Colom, P., and Despois, D.** *Astron. Astrophys.*, **287**, 647-665, **1994**
"The rotational lines of methanol in comets Austin 1990 V and Levy 1990 XX"
- Bockelée-Morvan, D., Padman, R., Davies, J.K. and Crovisier, J.** *Planet. Space Sci.*, **42 - 8**, 655-662, **1994**
"Observations of submillimeter lines of CH₃OH, HCN, and H₂CO in comet P/Swift-Tuttle with the James Clerk Maxwell Telescope"
- Bockelée-Morvan, D., et al.** *Planet. Space Sci.*, **42**, 193-198, **1994**
"Observations of OH in P/Swift-Tuttle and in several recent weak comets with the Nançay Radio Telescope"
- Boehnhardt, H. and Birkle, K.** *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **107**, 101-120, **1994**
"Time variable coma structures in comet P/Swift-Tuttle"
- Brooke, T.Y., Tokunaga, A.T., Weaver, H.A., Crovisier, J., Bockelée-Morvan, D. and Crisp D.**
Nature, **383**, 606-608, 17 oct. **1996**
"Detection of acetylene in the infrared spectrum of comet Hyakutake"
- Colom, P., Crovisier, J., Bockelée-Morvan, D., Despois, D., and Paubert, G.**
Astron. Astrophys., **264**, 270-281, **1992**
"Formaldéhyde in comets"
"I. Microwave observations of P/Borsen-Metcalf (1989 X), Austin (1990 V) and Levy (1990 XX)"
- Crovisier, J.** *Astron. Astrophys.*, **213**, 459-464, **1989**
"The photodissociation of water in cometary atmospheres"
- Crovisier, J., Despois, D., Bockelée-Morvan, D., Colom, P., and Paubert, G.** *Icarus*, **93**, 246-258, **1991**
"Microwave observations of hydrogen sulfide and searches for other sulfur compounds in comets Austin (1989c1) and Levy (1990c)."

- Crovisier, J., Bockelée-Morvan, D, Colom, P., Despois, D. and Paubert, G.**
Astron. Astrophys., **269**, 527-540, **1993**
 "A search for parent molecules at millimetre wavelengths in comets Austin 1990 V and Levy 1990 XX: upper limits for undetected species"
- Crovisier, J.** *Journ. of Geophys. Research E2*, **99**, 3777-3781, **1994**
 "Photodestruction rates for cometary parent molecules"
- Crovisier, J., Bockelée-Morvan, D, Gérard, E., Rauer, H., Biver, N., Colom, P. and Jorda, L.**
Astron. Astrophys., **310**, L17-L20, **1996**
 "What happened to comet 73P/Schwassmann-Wachmann 3"
- Despois, D., Biver, N., Bockelée-Morvan, D, Colom, P., Crovisier, J. and Paubert, G.**
Planet. Space Sci., **44 - 6**, 529-539, **1996**
 "Radio line observations of comet 109P/Swift-Tuttle at IRAM"
- Eberhardt, P., Krankowsky D., Schulte U. et al.** *Astron. Astrophys.*, **187**, 481-484, **1987**
 "The CO and N₂ abundance in comet P/Halley"
- Feldman, P.D.** *"Comets in the Post-Halley Era"*, 139-148, **1991**
 Edts R. Newburn and J. Rahe, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht.
 "Ultraviolet spectroscopy of cometary comae"
- Gérard, E., Crovisier, J., Colom, P., Biver, N., Bockelée-Morvan, D. and Rauer, H.**
 "Observations of the OH radical in comet C/1996B2 (Hyakutake) with the Nançay radio telescope"
Asteroids, Comets, Meteors 1996, soumis à *Planet. Space Sci.*, **1996**
- Irvine, W.M., Bockelée-Morvan, D., Lis, D.C., Matthews, H.E., Biver, N., Crovisier, J., Davies, J.K., Dent, W.R.F., Gautier, D., Godfrey, P.D., Keene, J., Lovell, A.J., Owen, T.C., Phillips, T.G., Rauer, H., Schloerb, F.P., Senay, M. and Young K.** *Nature*, **383**, 418-420, 3 oct. **1996**
 "Spectroscopic evidence for interstellar ices in comet Hyakutake"
- Jorda, L., Colas, F., and Lecacheux, J.** *Planet. Space Sci.*, **42 - 9**, 669-704, **1994**
 "The dust jets of P/Swift-Tuttle 1992t"
- Lis, D.C., Keene, J., Young, K., Phillips, T.G., Bockelée-Morvan, D., Crovisier, J., Schilke, P., Goldsmith, P.F. and Bergin, E.** Soumis à *Planet. Space Sci.*, **1997**
 "CSO observations of comet C/1996 B2 (Hyakutake)"
- Marsden, B.G. and Williams G.V., Kronk G.W., and Waddington W.G.** *Icarus* **105**, 420-426, **1993**
 "Update on Comet Swift-Tuttle"
- Schleicher, D.G., Millis, R.L. and Osip D.J., and Birch, P.V..** *Icarus* **94**, 511-523, **1991**
 "Comet Levy (1990c): Groundbased Photometric Results"
- Schloerb, F.P., Ge, W.**
Asteroids, Comets, Meteors 1991, 533-536, Lunar and Planetary Institute, Houston **1992**
 "Submillimeter molecular line observations of comet Levy (1990c)"
- Schloerb, F.P., et al.** *Bull. Am. Astron. Soc.* **24**, 1000, **1993**
 "Observations of parent molecules in comet Swift-Tuttle."
- Weaver, H.A., Feldman, P.D., McPhate, J.B., A'Hearn, M.F., Arpigny, C., Brandt, J.C. and Randall, C.E.**
Asteroids, Comets, Meteors, Cospar colloq. 10, **1996**
 "Ultraviolet Spectroscopy and optical Imaging of Comet Hyakutake (1996 B2) with HST"
- Wootten, A., Latter, W.B., and Despois, D.** *Planet. Space Sci.*, **42**, 727-732, **1994**

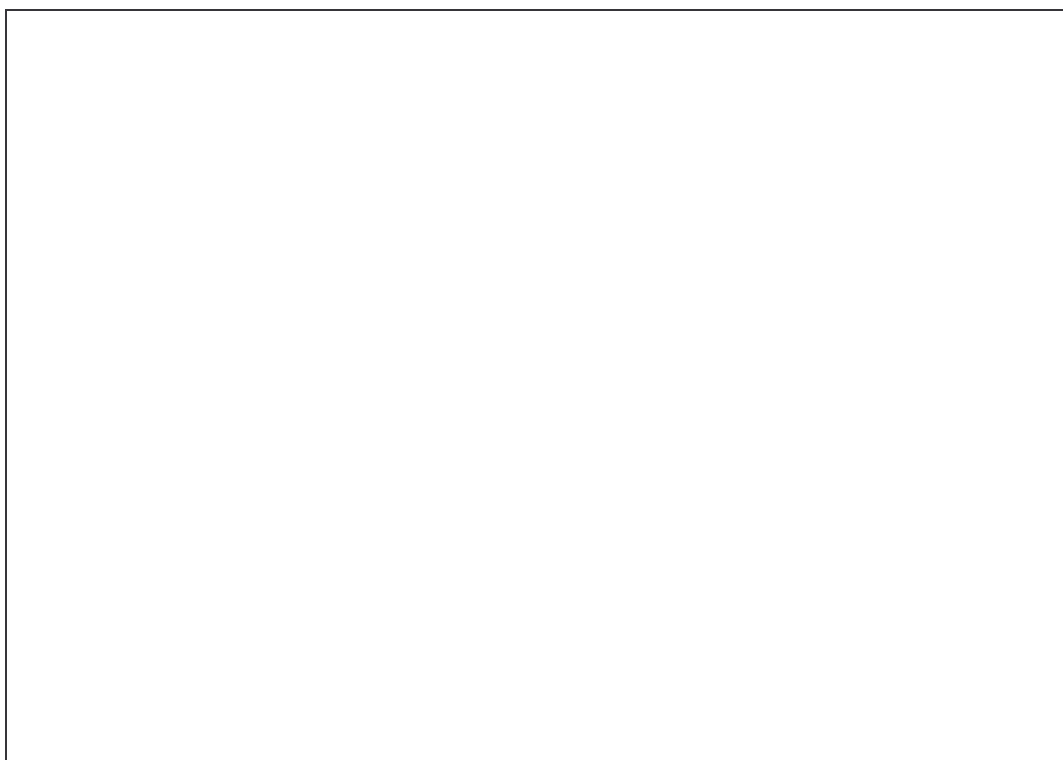
CHAPITRE 4

L'activité des comètes lointaines

I. 29P/Schwassmann-Wachmann 1

Caractéristiques principales

<i>Désignation définitive:</i>	29P/1927 V1	<i>Nom:</i>	Schwassmann-Wachmann 1
<i>Date de découverte:</i>	15/11/1927 et 4/03/1902	<i>Magnitude Absolue:</i>	+1 à +6
<i>Périhélie :</i>	5.7718 UA	<i>Indice d'activité :</i>	(4)
<i>Excentricité :</i>	0.0447	<i>Diamètre :</i>	15 à 40 km
<i>Aphélie :</i>	6.3114 UA	<i>Période de rotation :</i>	14 et 32 h ou 6j
<i>Période orbitale initiale :</i>	14.8 ans	<i>Appartenance :</i>	Famille de Jupiter
<i>Inclinaison :</i>	9.3721°	<i>Origine :</i>	Ceinture de Kuiper



I.1 Particularité de cette comète

Introduction

Découverte au début du siècle par A. Schwassmann et A. Wachmann à l'observatoire de Hambourg-Bergedorf, cette comète est unique en son genre: son orbite est quasiment circulaire et située entre celle des planètes Jupiter et Saturne. A une telle distance du soleil (≈ 6 UA), la plupart des comètes sont quasiment inactives et ont une magnitude au-delà de 18. Mais 29P/Schwassmann-Wachmann 1 présente des sursauts récurrents, fréquents mais imprévisibles, qui peuvent l'amener à être plus brillante que $m_1 = 11$. Le plus souvent autour de la magnitude 15 à 17, elle a notamment présenté un de ses sursauts les plus importants de ces dernières années en février - mars 1996 où son éclat a augmenté d'un facteur proche de 100. Lors d'un tel sursaut, le taux de production de poussières peut passer de l'ordre de 10 kg par seconde à plus de 1 tonne/s.

Près du soleil, l'activité des comètes est régie par la sublimation de l'eau principal composant des glaces cométaires. Au-delà de 4 UA du soleil, la glace d'eau ne peut se sublimer efficacement. Pour expliquer l'activité lointaine des comètes, aussi observée pour 95P/Chiron et 1P/Halley qui a présenté un sursaut en février 1991 à 14 UA du soleil, il faut invoquer d'autres mécanismes comme la libération d'énergie du fait de la transition de phase de la glace d'eau amorphe à cristalline (Cabot 1996), et, ou la sublimation d'une espèce plus volatile (Crovisier 1993). Parmi ces espèces volatiles, CO_2 , CO, CH_4 et N_2 , sont les candidates les plus plausibles, car relativement abondantes ou présentes dans le système solaire et suffisamment volatiles à cette distance. Les glaces de CO, CH_4 et N_2 , dont la température de sublimation est inférieure à 30 K peuvent se sublimer jusqu'à la distance actuelle de Pluton (autour de laquelle a été détectée une atmosphère de méthane) ou de Neptune (dont le satellite Triton présente des geysers d'azote actifs).

Cowan et A'Hearn (1992) ont également montré que les sursauts observés sur 29P/S.-W.1 pouvaient s'expliquer sans apport d'énergie autre que le flux solaire, à partir de la vaporisation de poches de CO_2 ou de CO soudainement exposées au soleil. D'après leur modèle basé sur une rotation lente du noyau (période de l'ordre de 5j), les variations jour/nuit du taux de dégazage de CO seraient de l'ordre d'un facteur 5 et bien plus pour CO_2 , qui nécessite aussi une surface exposée bien plus importante.

Enfin les indices intéressant d'activité gazeuse sont venus de la détection optique de CO^+ (et CN) par Cochran et al. (1980, 1991). La quantité d'ions CO^+ détectée suggérait que l'activité de 29P/S.-W.1 était régie par la sublimation de CO ou CO_2 , d'autant plus que ces molécules ont une durée de vie a priori très longue à 6 UA du soleil (plus d'un an et 3 mois respectivement). CO était la seule des 4 molécules volatiles observable en ondes millimétriques et sa première détection (transition $J=2 \rightarrow 1$), en octobre 1993 (Senay et al. 1994a), a été favorisée par l'excitation des raies millimétriques de CO à grande distance héliocentrique (Crovisier 1993). Il a été cependant surprenant de détecter une comète aussi faible et distante, car toutes les comètes observées jusqu'en 1993 avaient été visibles à l'oeil nu et près du soleil.

Figure 4.I.1: Spectres des raies 1-0, 2-1 et 3-2 de CO dans la comète 29P/Schwassmann-Wachmann 1 pour l'ensemble de la période du 10 mai 1994 au 26 septembre 1996.

I.2 Découverte du CO et analyse de la forme des raies

Observations millimétriques à l'IRAM et au JCMT

Fin 1993, c'est presque une nouvelle ère dans l'étude des comètes en ondes radio qui a été ouverte par D. Jewitt et M. Senay (Senay et al. 1994a, 1994b) avec la détection de CO dans la comète 29P/Schwassmann-Wachmann 1. Le cas de cette comète est d'autant plus intéressant que, par son orbite particulière, c'est une cible potentielle observable en permanence pour des décennies. Connaissant l'activité apparemment très variable de cette comète, une des premières questions a été de savoir si la détection de ce taux de dégazage considérable de 2 tonnes de CO par seconde avait eu lieu lors de circonstances très favorables. C'est à la suite de cette découverte que notre équipe s'est lancé dans un programme d'observation de la comète à l'IRAM. Nos premières observations datent de mai 1994: elles confirment l'importance du dégazage du monoxyde de carbone et montrent que la raie J=2-1 à 230 GHz possède une composante très étroite décalée vers le bleu (Lellouch et al. 1994).

Les observations suivantes avaient pour objectif de préciser la forme de la raie, dont la composante étroite à -0.5 km/s n'a été résolue qu'au début de septembre 1994: la raie CO(2-1) a été observée avec deux récepteurs et la résolution spectrale maximum (10 kHz soit 13 m/s à 230GHz) disponible avec l'autocorrélateur du 30m de l'IRAM (cf. spectres *figure 4.I.1f*). La table 4.I.2.2 donne les caractéristiques de l'ensemble des observations de la raie CO(2-1) à l'IRAM. Les observations qui suivirent avaient pour objectif de détecter l'autre raie de CO pour mesurer la température de l'atmosphère: CO(1-0) a été bien détectée en octobre 1994 et à quelques reprises depuis (données d'observation à l'IRAM dans la table 4.I.2.1). Quant à la transition J=3-2, elle a été observée à deux reprises au JCMT (Table 4.I.2.3). Nous verrons les informations que l'on peut tirer sur l'atmosphère de cette comète à partir de ces observations (la non-simultanéité des observations des raies J=2-1 et J=3-2 fait que cette dernière ne sera utilisée que pour le suivi temporel). Les raies de CO(1-0), (2-1) et (3-2), ont été observées avec des lobes de tailles respectives 20.7", 10.4" et 13.9". La *figure 4.I.1* présente leur aspect général sur la moyenne de l'ensemble des observations obtenues.

Un autre objectif, des observations de 29P/S.-W.1, était la recherche d'autres molécules volatiles, qui est restée infructueuse jusqu'à présent.

Table 4.I.2.1: Observations de **CO(1-0)** dans 29P/S.W.1 à l'IRAM

Date	Integ. (min)	Rh (UA)	Delta (UA)	offset (")	Aire(Kkm/s) [-0.7 -0.33km/s]	ΔV pic km/s	Aire(Kkm/s) [-0.7 +0.4km/s]	ΔV km/s
04-05/10/94	352	6.168	6.66	2	0.032 \pm 0.006	-0.41 \pm 0.03	0.070 \pm 0.010	-0.18 \pm 0.06
24-25/06/95	125	6.224	6.91	3	0.041 \pm 0.011	-0.31 \pm 0.05	0.094 \pm 0.019	-0.22 \pm 0.08
20-21/09/95	201	6.239	7.13	3	0.029 \pm 0.005	-0.56 \pm 0.03	0.030 \pm 0.009	-0.65 \pm 0.25
20-21/11/95	378	6.248	6.40	4	0.025 \pm 0.005	-0.44 \pm 0.03	0.044 \pm 0.008	-0.24 \pm 0.08

Table 4.I.2.2: Observations de **CO(2-1)** dans 29P/S.W.1 à l'IRAM

Date	Integ. (min)	R _h (UA)	Delta (UA)	offset (")	Aire(Kkm/s) [-0.7 -0.33km/s]	ΔV pic km/s	Aire(Kkm/s) [-0.7 +0.4km/s]	ΔV km/s
10-11/05/94	125	6.130	6.58	2	0.098 ±.009	-0.47 ±.01	0.164 ±.015	-0.29 ±.04
18.70/07/94	75	6.149	7.16	3	0.140 ±.024	-0.48 ±.01	0.290 ±.040	-0.23 ±.06
03-04/09/94	294	6.161	7.00	4	0.067 ±.005	-0.50 ±.01	0.130 ±.009	-0.23 ±.03
04-05/10/94	352	6.168	6.66	2	0.102 ±.007	-0.47 ±.01	0.180 ±.011	-0.27 ±.03
24-25/06/95	125	6.224	6.91	3	0.126 ±.016	-0.47 ±.01	0.240 ±.028	-0.29 ±.05
20.56/09/95	85	6.239	7.14	4	0.055 ±.009	-0.50 ±.03	0.065 ±.020	-0.40 ±.16
21.49/09/95	116	6.239	7.13	3	0.083 ±.008	-0.46 ±.01	0.150 ±.015	-0.25 ±.04
27-28/09/95	225	6.240	7.08	3	0.086 ±.007	-0.47 ±.01	0.155 ±.011	-0.28 ±.03
21.45/10/95	125	6.244	6.83	3	0.118 ±.009	-0.47 ±.01	0.215 ±.014	-0.28 ±.03
14.32/11/95	72	6.247	6.50	5	0.091 ±.009	-0.49 ±.01	0.165 ±.017	-0.27 ±.03
15.37/11/95	120	6.248	6.48	3	0.108 ±.023	-0.48 ±.03	0.120 ±.040	-0.39 ±.20
17.37/11/95	126	6.248	6.45	5	0.131 ±.009	-0.44 ±.03	0.245 ±.016	-0.21 ±.03
18.30/11/95	78	6.248	6.44	6	0.145 ±.019	-0.45 ±.01	0.235 ±.032	-0.27 ±.06
19.23/11/95	126	6.248	6.42	4	0.086 ±.015	-0.48 ±.01	0.105 ±.027	-0.40 ±.17
20.30/11/95	198	6.248	6.41	4	0.076 ±.020	-0.50 ±.01	0.230 ±.034	-0.21 ±.06
21.29/11/95	180	6.248	6.39	4	0.023 ±.018	-0.49 ±.01	0.075 ±.030	-0.13 ±.15
28.73/04/96	60	6.266	5.77	3	0.156 ±.021	-0.47 ±.01	0.241 ±.037	-0.37 ±.08
25-26/09/96	95	6.276	7.26	3	0.091 ±.011	-0.46 ±.01	0.153 ±.020	-0.30 ±.06

Table 4.I.2.3 Observations de **CO(3-2)** dans 29P/S.W.1 au JCMT

Date	Integ. (min)	R _h (UA)	Delta (UA)	offset (")	Aire(Kkm/s) [-0.7 -0.33km/s]	ΔV pic km/s	Aire(Kkm/s) [-0.7 +0.4km/s]	ΔV km/s
09.3 /11/94	35	6.177	6.12	2	0.101 ±.034	-0.40 ±.04	0.100 ±.057	-0.49 ±.36
30-31/06/96	122	6.271	6.73	4	0.056 ±.015	-0.42 ±.03	0.065 ±.027	-0.54 ±.27

Remarque: La molécule CO est aussi une molécule très abondante dans le milieu interstellaire, et la contamination des spectres cométaires par des raies d'origine galactique s'est manifestée à plusieurs reprises, notamment dès la première observation en mai 1994. Les observations suivantes ont cependant montré que la double structure de la raie (composante étroite décalée vers le bleu + composante plus large, centrée sur la vitesse 0) était essentiellement d'origine cométaire.

Analyse de la forme des raies et modèles de jet

Table 4.I.2.4: Moyenne des données de Juillet 1994 à Avril 1996 pour 29P/S.W.1 (offset moyen ≈3")

Raie	Temps Integ.	R _h (UA)	Delta (UA)	Lobe (")	Aires (mKkm/s) [-0.7 +0.0] [0 0.4]km/s		ΔV du pic [km/s]	(mKkm/s) [-0.7 0.4k]	ΔV [km/s]
CO(2-1)	46 h	6.22	6.7	10.4	117 ± 4	33 ± 3	-0.478±.003	150 ± 4	-0.27 ±.01
CO(1-0)	24 h	6.21	6.7	20.7	34 ± 5	12 ± 4	-0.44 ±.02	46 ± 6	-0.25 ±.06

Température de rotation:	15 ± 3 K	12 ± 4 K		13.8±2.3K	
--------------------------	----------	----------	--	-----------	--

La Table 4.I.2.4 donne les caractéristiques du profil moyen des raies CO(2-1) et (1-0) observées à l'IRAM (proche des spectres de la *figure 4.I.1*). Le fait de prendre la moyenne sur une si longue période peut être contestable, mais cette comète a un comportement totalement différent de toutes les autres observées. Durant cette période de près de 2 ans, sa distance héliocentrique n'a varié que de 2 % et son activité n'a pas montré d'évolution à long terme. Quant aux conditions d'observation, la distance à la Terre a varié de 5.8 à 7.1 UA soit +/-11% et l'angle de phase est toujours resté compris entre 1° et 9°. Cette moyenne pourrait masquer d'éventuelles variations dues à la rotation propre du noyau, qui est elle-même mal connue. Mais les modèles seront plus réalistes en étant basés sur une raie "moyenne" donc correspondant à une géométrie de dégazage a priori dénuée d'irrégularités marquées (lissage des effets de phase et des jets variables ou multiples).

Modèle d'excitation

Avant de modéliser la forme des raies, nous chercherons à déterminer les conditions moyennes d'excitation de la molécule CO dans l'atmosphère de cette comète. La molécule de CO a l'avantage d'être linéaire et d'avoir un moment dipolaire faible, ce qui réduit notablement les incertitudes dues à la méconnaissance des sections efficaces de collision. D'une part les sections efficaces de collisions CO-H₂O sont bien contraintes (cf. chapitre 2). Mais, surtout, le faible moment dipolaire de CO fait que les collisions électroniques sont négligeables et que la durée de vie des niveaux de rotation est longue devant le temps qu'une molécule met pour sortir de la zone collisionnelle: on est donc peu sensible à sa taille.

La composante étroite des raies de CO peut être utilisée pour contraindre la température du gaz. Fortement décalée vers le bleu, elle est indicative d'un jet dirigé vers la terre. Dans l'hypothèse d'un jet unidirectionnel, sa largeur de **140 ± 20 m/s** est représentative d'une distribution de vitesse Maxwellienne à **12 ± 3 K**. Comme toute autre géométrie de dégazage va tendre à élargir la raie par effet Doppler, la largeur de la raie observée indique que la température du gaz est inférieure à 12 K. Par exemple, dans le cas d'une distribution de gaz représentée par un cône de demi-ouverture 45° orienté vers la terre et s'échappant à la vitesse de 0.5km/s, sans dispersion thermique la largeur du profil simulé est de l'ordre de 80 m/s. Dans cette géométrie l'élargissement thermique doit donc contribuer à au moins 60 (± 20) m/s, ce qui correspond à température cinétique de 3 K. Donc, à partir de l'observation de la raie CO(2-1) à l'IRAM seule, **3 K < T < 12 K**.

L'expression donnant l'élargissement thermique à mi-hauteur d'une distribution maxwellienne est:

$$\Delta v = 2\sqrt{\ln(2)} \sqrt{\frac{2RT}{M}} = 40.6\sqrt{T} \text{ m/s, pour CO (M = 0.028 kg/mol, T en K)}$$

La **température de rotation** mesurée à partir du rapport des intensités des raies J=2-1 et J=1-0 de CO est **T_{rot} = 13.8 ± 2.3 K**, voire 15 ± 3 K pour l'hémisphère éclairé (vitesses négatives). La température de rotation à l'équilibre de fluorescence est de 200 K à 6.2 UA du soleil. Par conséquent la température de la zone collisionnelle est nécessairement inférieure à la température de rotation mesurée soit **T < 16 K**.

La température de rotation moyenne dans le lobe dépend sensiblement de la géométrie du dégazage: plus il y aura de molécules à l'équilibre de fluorescence dans le lobe, plus la température de rotation sera élevée. A température du gaz égale, les modèles avec un jet étroit vers le télescope, ou avec des vitesses d'expansion plus faibles (0.3 km/s du côté nuit au lieu de 0.5 km/s côté jour) conduisent à des température de rotation

supérieures. Pour les conditions moyennes d'observation, la table 4.I.2.5 donne la température de rotation calculée pour différentes hypothèses sur la température du gaz et la distribution de densité de la coma.

La comparaison avec les valeurs mesurées, indique que la température du gaz est probablement comprise entre 8 et 12 K, côté nuit comme côté jour.

Table 4.I.2.5: Géométrie de dégazage et températures de rotation CO J=2/1, à 6.2 UA du soleil.

Géométrie:	Jet étroit:45°	Hémisphère	Jet 120°	Jet 120°	Hémisphère	Jet 135°
Partie de la raie:	-0.7 -0.2km/s	-0.7 0.0 km/s	-0.7 0.4km/s	0.0 +0.4km/s	0.0 +0.4 km/s	-0.2 0.4 km/s
Vitesse d'expansion:	0.5 km/s	0.5 km/s	0.5 km/s	0.5 km/s	0.3 km/s	0.3 km/s
T = 8 K	$T_{rot} = 13.5$ K	$T_{rot} = 11.7$ K	$T_{rot} = 11.3$ K	$T_{rot} = 10.1$ K	$T_{rot} = 12.5$ K	$T_{rot} = 11.9$ K
T = 10 K	$T_{rot} = 15.3$ K	$T_{rot} = 13.8$ K	$T_{rot} = 13.4$ K	$T_{rot} = 12.2$ K	$T_{rot} = 14.7$ K	$T_{rot} = 14.1$ K
T = 12 K	$T_{rot} = 17.6$ K	$T_{rot} = 16.2$ K	$T_{rot} = 15.8$ K	$T_{rot} = 14.5$ K	$T_{rot} = 17.1$ K	$T_{rot} = 16.5$ K
T_{rot} mesurée:	15 ± 2 K	15 ± 3 K	13.8 ± 2.3 K	12 ± 4 K	12 ± 4 K	15 ± 6 K

La valeur $T_{29P/S.-W.1} = 9 \pm 1$ K est le meilleur compromis (utilisé dans toute la suite), en tenant compte des contraintes liées à la forme de raie.

Modèle de dégazage

En premier lieu, l'analyse précise de la forme des raies permet de préciser la vitesse d'expansion du gaz. La vitesse du pic de la partie étroite de la raie CO(2-1) vaut précisément -0.478 ± 0.003 km/s, en considérant la moyenne de toutes les observations. L'analyse des spectres individuels ne montre aucune déviation significative au delà de 0.025 km/s. C'est l'indication d'une stabilité remarquable (meilleure que 19kHz à 230538.000 MHz), autant pour la comète que pour le réglage de la fréquence des récepteurs de l'IRAM, conforté par l'étroitesse de cette raie, pour laquelle un élargissement instrumental serait donc très improbable. L'ouverture du jet vers l'observateur et l'élargissement thermique donnent un maximum de signal à une vitesse légèrement inférieure (en valeur absolue) à la vitesse d'expansion, puisque le nombre de molécules à la vitesse projetée $|v_{exp} \cos(\varphi)| < v_{exp}$, croît avec l'ouverture du jet, tandis que les effets de sélection (dus à la taille du champ de vue) commencent à vraiment jouer pour les valeurs grandes de φ . Pour une ouverture supérieure à 60° , le décalage observé pour le pic correspondrait à une vitesse radiale de **0.512km/s**. La vitesse d'expansion déduite dans l'hypothèse de jets plus collimatés est inférieure: **0.507 km/s** pour un jet de 45° de demi-ouverture et **0.496 km/s** pour un jet de 30° .

Le profil de raie ne montre pas de pic marqué du côté des vitesses positives. L'intensité du signal à $v = 0$ est divisée par 2 à $v = +0.34$ km/s. En tenant compte de la contribution de l'élargissement thermique (cf. Chapitre 1) de l'ordre de 0.06 km/s (à $T = 9$ K), cela signifie que si des molécules sont éjectées dans la direction anti-solaire, leur vitesse ne doit pas excéder 0.30 km/s.

Donc, avec une assez bonne précision: **côté jour:** $v_{exp} = 0.50 \pm 0.01$ km/s ($\varphi = 0^\circ$)
 et au point anti-solaire: $v_{exp} = 0.30$ km/s ($\varphi = 180^\circ$)

Il reste maintenant à modéliser la forme globale de la raie, avec son asymétrie marquée. Deux hypothèses sont possibles pour expliquer que le profil de raie soit moins étendu du côté des vitesses Doppler positives (côté nuit):

[H1] Il n'y a pas de dégazage sur un certain angle solide, dans la direction anti-solaire;

[H2] Le dégazage côté nuit se fait avec une vitesse d'expansion plus faible.

Dans le cadre de la première hypothèse, [H1], on peut supposer l'expansion radiale à vitesse constante, et directement en déduire un taux de dégazage en fonction de l'angle φ à partir du profil de la raie. La Table 4.I.2.6, et la représentation graphique sur la figure 4.I.2a, donne une valeur approximative du taux de dégazage par unité d'angle solide, déduit directement du profil de raie.

Table 4.I.2.6: Inversion du profil de la raie CO(2-1) (hypothèse expansion radiale à vitesse constante)

Domaine de φ	0-> 33°	-> 50°	-> 63°	-> 75°	-> 90°	-> 105°	->117°	-> 130°	-> 147°	-> 180°
intervalle de	-0.63	-0.43	-0.33	-0.23	-0.13	0.0	+0.13	+0.23	+0.33	+0.43
$v_{\text{exp}}\cos(\varphi)$:km/s	-0.43	-0.33	-0.23	-0.13	0.0	+0.13	+0.23	+0.33	+0.43	+0.63
$Q/Q_{\text{modèle}}$	2.2 ± 1	1.3 ± 1	1.1 ± 1	1.1 ± 2	0.7 ± 2	1.0 ± 2	1.2 ± 2	0.9 ± 1	0.1 ± 1	0
Aire des can- naux [mKkm/s]	60.9 ± 2.1	21.1 ± 1.5	13.2 ± 1.5	10.7 ± 1.5	7.5 ± 1.7	12.0 ± 1.7	11.7 ± 1.5	10.9 ± 1.5	1.1 ± 1.5	0.3 ± 2.1

Note: $Q_{\text{modèle}} = q \cdot \Omega$, avec $q = 0.334 \cdot 10^{28}$ moléc./s/sr et Ω l'angle solide correspondant au domaine de φ : $\Omega = 2\pi (\cos(\varphi_2) - \cos(\varphi_1))$; $4\pi q = 4.2 \cdot 10^{28}$ moléc./s.

Figure 4.1.2a: Taux de dégazage par unité d'angle solide déduit du profil de raie dans l'hypothèse d'une expansion radiale à vitesse constante 0.50 km/s (sans déconvolution de l'élargissement thermique) - tel que mesuré à plus de 1000 km du noyau environ.

Cette inversion sommaire du profil de la raie est faite par comparaison avec le profil de raie prédit pour un dégazage isotrope. Pour $\varphi > 130^\circ$ le taux de production est nul, tandis que $q[30^\circ-50^\circ] = 0.44 \cdot 10^{28}$ moléc./s/sr (+30%) et $q[0-30^\circ] = 0.73 \cdot 10^{28}$ moléc./s/sr (+120%). L'intégrale sur tous les angles solides donne $Q_{\text{total}} = 3.9 \pm 0.2 \cdot 10^{28}$ moléc./s.

La géométrie la plus simple consiste à prendre un jet (q constant) avec un angle d'ouverture de 130° . Avec ce modèle [H11], les limites de la raie sont bien représentées, et l'aire totale mesurée correspond à $Q_{\text{CO}} = 4.6 \pm 0.1 \cdot 10^{28}$ moléc./s. Ce modèle sous-estime toutefois le taux de dégazage dans la direction du soleil et donne une des valeurs les plus élevées de Q_{CO} , car il suppose beaucoup de molécules en-dehors du lobe.

On peut prendre comme variante un modèle proche du résultat de l'inversion du profil ci-dessus, avec un taux de production par unité d'angle solide double pour $\varphi < 45^\circ$. L'opacité des raies restant faible, [H12] = [H11] + jet de 45° avec $Q_{\text{jet}} = 0.18 Q_{\text{total}}$ [H11]. Ce modèle est en tout point meilleur que le précédent. La *figure 4.1.2b* présente ces deux modèles de géométrie de dégazage, et la *figure 4.1.2c* montre une superposition des raies calculées par le modèle et observées.

Cependant, un des inconvénients des modèles précédents est d'être assez restrictif sur l'ouverture du jet, et de supposer notamment que la densité du gaz tombe très rapidement à 0 pour une variation de φ de quelques degrés, autour de 130° (une précision de ± 0.02 km/s sur la limite de $+0.34$ km/s de la raie, correspondrait à $\pm 3^\circ$ sur φ , ce qui est un peu moins que les variations d'angle de phase).

Pour la deuxième hypothèse, [H2], nous supposons donc que l'expansion se fait à 0.3 km/s côté nuit. Reste à définir l'extension de la zone où l'expansion se fait à 0.3 km/s et celle où elle se fait à 0.5 km/s. Si l'on s'en tient à la forme de la raie, elle peut même se concevoir comme une composante isotrope à 0.3km/s plus un jet étroit de 45° à 0.5km/s [H22], avec une variante plus physique mais en moins bon accord [H21], où les 2 composantes ne se superposent pas. Le taux de production de la composante à 0.3 km/s est fixé par l'intensité du signal aux vitesses positives, et celui dans le jet à 0.5 km/s par le reste de la raie (directement par l'aire de la raie entre -0.7 et -0.25 km/s pour [H21]). On peut également contraindre le rapport des deux taux de production par le décalage Doppler de la raie: on obtient ainsi:

$$\text{[H21]: } Q_{0.3\text{km/s}} / Q_{0.5\text{km/s}} = 0.71 \pm 0.11 \text{ (Aires de raie)} \quad \text{ou } 0.58 \pm 0.06 \text{ } (\Delta V) \text{ soit } \approx \mathbf{0.65}$$

$$\text{[H22]: } Q_{0.3\text{km/s}} / Q_{0.5\text{km/s}} = 0.80 \pm 0.12 \text{ (Aires de raie)} \quad \text{ou } 0.67 \pm 0.07 \text{ } (\Delta V) \text{ soit } \approx \mathbf{0.75}$$

Enfin un modèle plus complexe résout certains des inconvénients de ces deux modèles; notamment le pic un peu trop marqué aux vitesses positives. Il s'agit de faire varier d'une part le taux de production en fonction de φ et d'autre part la vitesse d'expansion de 0.3 à 0.5 km/s. Pour le modèle proposé [H31], $q = Q_{\text{total}}/4\pi (1+0.9 \cos(\varphi))$ moléc./s/sr, le taux de dégazage valant ainsi $1/10^\circ$ de la moyenne au point anti-solaire et près du double au point sub-solaire, et $v_{\text{exp}}(\varphi) = 0.4+0.1\cos(\varphi)$. Le calcul rigoureux des populations serait complexe mais nous prendrons une interpolation linéaire entre un calcul à faible taux de collision et $v_{\text{exp}} = 0.3$ km/s et le résultat du calcul avec un taux de collision plus élevé et $v_{\text{exp}} = 0.5$ km/s. Comme les populations relatives des niveaux de rotation de CO ne varient pas très vite, la différence devrait être négligeable. La fraction du dégazage à moins de 45° de la ligne de visée est alors de 37% du total, mais la composante étroite n'est pas tout à fait assez marquée. Les deux modèles de dégazage [H21] et [H22] sont schématisés sur la *figure 4.1.2d*, et la *figure 4.1.2e* montre une superposition des raies calculées par les modèles et observées.

Figures 4.1.2b: Représentation en coordonnées sphériques des modèles de dégazage [H11] et [H12].

Figures 4.1.2c: Superposition des profils de raie calculés avec les modèles [H11] et [H12], aux raies CO(2-1) et CO(1-0) observées à l'IRAM.

La Table 4.I.2.7 résume les différentes caractéristiques des modèles proposés. Les modèles [H11], [H21] et [H31] sont ceux qui ont été présentés dans le poster (Bockelée-Morvan et al. 1995), auxquels nous préférons les variantes [H12] et [H22] pour les deux premiers.

Table 4.I.2.7: Paramètres de comparaison des différents modèles de dégazage proposés pour 29P/S.W.1

modèle	[H11] = jet 130°	[H12] = jet 130° + jet 45°	[H21] = jet 45° +reste [45-180°] à 0.3 km/s	[H22] = jet 45° + isotrope [0 - 180°] à 0.3 km/s	[H31]: q variable v _{exp} variable
raie CO(2-1): Q _{CO}	4.6 ± 0.1 10 ²⁸	4.0 ± 0.1 10 ²⁸	2.4 ± 0.1 10 ²⁸	2.3 ± 0.1 10 ²⁸	3.3 ± 0.1 10 ²⁸
Jet [0-45°]: Q _{COjet}	0.8 ± 0.1 10 ²⁸	1.4 ± 0.1 10 ²⁸	1.5 ± 0.1 10 ²⁸	1.3 ± 0.1 10 ²⁸	1.2 ± 0.1 10 ²⁸
ΔV	-0.175 km/s	-0.249 km/s	-0.255 km/s	-0.259 km/s	-0.216 km/s
largeur du pic:	0.28 km/s	0.19 km/s	0.17 km/s	0.18 km/s	0.20 km/s
raie CO(1-0): Q _{CO}	4.1 ± 0.5 10 ²⁸	3.7 ± 0.5 10 ²⁸	2.5 ± 0.3 10 ²⁸	2.4 ± 0.3 10 ²⁸	3.4 ± 0.4 10 ²⁸
ΔV	-0.148 km/s	-0.219 km/s	-0.250 km/s	-0.253 km/s	-0.184 km/s
Avantages:	- Simple	- Assez simple - Bon accord général	Plus "physique" Bon accord général	Reproduit mieux la raie que [H21]	Profils angulaires de vitesse et densité plus réguliers
Inconvénients:	- Pic trop large - ΔV trop faible	- un peu restrictif sur φ (le pic n'est pas tout à fait assez marqué)	- Reproduit mal la forme de la raie: - pic trop fort à V = + 0.26km/s	2 vitesses d'expansion pour φ < 45°.	- Complexe

Les données observationnelles ne permettent pas de discriminer les hypothèses [H1] et [H2]: une carte avec un bon rapport signal sur bruit, ou une observation avec des lobes très différents en taille, permettrait d'apporter certains éléments de réponse. Du point de vue de ce qui se passe physiquement à la surface du noyau, des éléments de réponse sont apportés dans l'article Crovisier et al. (1995). A 6 UA du soleil, la température de la surface éclairée d'un objet est de 130 K, tandis qu'elle est de 25 K pour de la glace pure de CO en équilibre avec sa phase gazeuse. La conversion de cette énergie thermique en vitesse d'expansion donnerait 0.5 km/s dans le premier cas contre 0.25 km/s dans le deuxième. La forte vitesse d'expansion observée côté jour impliquerait que le CO ne se sublime par directement à la surface du noyau, mais peut-être plus en profondeur pour acquérir une température plus élevée en traversant la surface. Côté nuit, s'il y a dégazage, la température est nécessairement plus froide, ce qui indique que le noyau tourne relativement lentement. Ce qui est certain, c'est que **le taux de dégazage au point anti-solaire est bien plus faible qu'au point sub-solaire**: le pic à -0.5 km/s est 5 fois plus intense que le maximum vers +0.3 km/s, ce qui représente un **facteur supérieur à 10** en taux de production par unité d'angle solide (l'écart est amplifié par la différence de vitesse d'expansion).

Notons que les modèles ne concernent que l'état de l'expansion de l'atmosphère de la comète au-delà de 4000km (contribution à plus de 95% du signal), et un "jet" de 130° peut très bien s'interpréter par une source très localisée près du point sub-solaire donnant naissance à un jet initialement très collimaté mais dont l'extension azimutale croît avec la distance au noyau.

Figures 4.1.2d: Représentation en coordonnées sphériques des modèles de dégazage [H21] et [H22]

Figures 4.1.2e: Superposition des profils de raie calculés avec les modèles [H21] et [H22], aux raies CO(2-1) et CO(1-0) observées à l'IRAM.

Suivi temporel de l'activité de la comète

Pour le calcul des taux de production, nous utiliserons le modèle [H12], plus pratique d'emploi que [H31], mais surestimant de 20% les taux de production par rapport à celui-ci. Nous pouvons analyser les variations temporelles en utilisant l'hypothèse que les conditions d'excitation et la géométrie du dégazage sont toujours les mêmes. Les taux de production peuvent être comparés à la quantité de poussières émise par le noyau. Malheureusement, peu d'observations simultanées visible - radio ont pu être faites avec succès, mis à part en novembre 1995 où l'évolution d'un petit sursaut a été suivie au Pic-du-midi (Circulaire UAI n°6262) pendant que la comète était observée à l'IRAM dans des conditions météorologiques pas très favorable. La plupart des autres observations millimétriques ont été réalisées proches de la conjonction supérieure avec le soleil, la comète étant mal ou inobservable en visible. Un aperçu de l'ensemble des spectres obtenus pour la raie CO(2-1) à l'IRAM est donné sur la *figure 4.1.2f*.

La table 4.I.2.8 donne le taux de production en molécules par secondes, sachant que 2.10^{28} moléc./s représente environ 1 tonne/s de CO. Le taux de production déduit pour la partie étroite de la raie ($v < -0.33$ km/s), correspondant à un "jet" d'ouverture inférieure à 45° , dépend moins des hypothèses faites dans les modèles. On donne aussi une estimation de la magnitude totale de la comète quand l'information (circulaires UAI ou données I.C.Q.) existe, comme indicatif de l'état d'activité de la comète en terme de production de poussières.

Table 4.I.2.8: Taux de production de CO de 29P/S.-W.1 en fonction du temps.

Date	Rh (UA)	Raie (CO) utilisé	Taux de production du jet [10^{28} moléc./s]		Taux de production total [10^{28} moléc./s]		Remarque
10-11/05/94	6.13	J2-1 (IRAM)	1.4 ± 0.1		4.1 ± 0.4		contaminé, $m_1 = 12.7$
18.73/07/94	6.15	J2-1 (IRAM)	2.3 ± 0.4		8.3 ± 1.1		
03-04/09/94	6.16	J2-1 (IRAM)	1.1 ± 0.1		3.9 ± 0.3		$m_1 > 13$
04-05/10/94	6.17	J2-1 (IRAM)	1.5 ± 0.1]	4.5 ± 0.3]	$m_1 = 14.6$
04-05/10/94	6.17	J1-0 (IRAM)	1.7 ± 0.3] 1.6 ± 0.2	5.5 ± 0.8] 4.7 ± 0.4	"
09.64/11/94	6.18	J3-2 (JCMT)	2.1 ± 0.7		4.3 ± 2.4		$m_1 = 14.0$
24-25/06/95	6.22	J2-1 (IRAM)	2.0 ± 0.3]	6.7 ± 0.8]	
24-25/06/95	6.22	J1-0 (IRAM)	2.3 ± 0.6] 2.1 ± 0.3	8.0 ± 1.6] 7.1 ± 0.8	
20.56/09/95	6.24	J2-1 (IRAM)	1.0 ± 0.2]	2.0 ± 0.6]	
21.49/09/95	6.24	J2-1 (IRAM)	1.4 ± 0.1] 1.4 ± 0.2	4.2 ± 0.4] 3.3 ± 0.6	
20-21/09/95	6.24	J1-0 (IRAM)	1.7 ± 0.3]	2.6 ± 0.8]	
27-28/09/95	6.24	J2-1 (IRAM)	1.4 ± 0.1		4.3 ± 0.3		
21.45/10/95	6.24	J2-1 (IRAM)	1.9 ± 0.1		5.9 ± 0.4		$m_1 = 13.3$
14.32/11/95	6.25	J2-1 (IRAM)	1.6 ± 0.2		5.0 ± 0.5		$m_1 = 13.7$
15.37/11/95	6.25	J2-1 (IRAM)	1.6 ± 0.3		3.1 ± 1.0		
17.37/11/95	6.25	J2-1 (IRAM)	2.3 ± 0.2		7.5 ± 0.5		
18.30/11/95	6.25	J2-1 (IRAM)	2.7 ± 0.4		7.9 ± 1.1		$m_1 = 13.3$
19.23/11/95	6.25	J2-1 (IRAM)	1.4 ± 0.2		2.9 ± 0.7		$m_1 = 13.4$
20.30/11/95	6.25	J2-1 (IRAM)	1.2 ± 0.3]	6.3 ± 0.9]	
21.29/11/95	6.25	J2-1 (IRAM)	0.4 ± 0.3] 1.0 ± 0.4	2.1 ± 0.8] 3.8 ± 1.0	$m_1 = 13.6$
20-21/11/95	6.25	J1-0 (IRAM)	1.3 ± 0.3]	3.5 ± 0.6]	"
28.73/04/96	6.27	J2-1 (IRAM)	2.2 ± 0.3		5.7 ± 0.9		$m_1 = 12.0$
30-31/06/96	6.27	J3-2 (JCMT)	1.3 ± 0.3		3.1 ± 1.3		

25-26/09/96	6.28	J2-1 (IRAM)	1.5 ± 0.2		4.4 ± 0.6		
-------------	------	-------------	---------------	--	---------------	--	--

Figure 4.I.2f: Comète 29P/SW1: Spectres de la raie de CO(2-1) à l'IRAM du 10 mai 1994 au 26 septembre 1996

Ce suivi ne permet pas une analyse très précise du taux de dégazage de la comète en fonction du temps, mais permet de tirer certaines informations quant à son comportement. On note une variation du taux de production total de CO d'un facteur proche de 4 (de 2 à $8 \cdot 10^{28}$ moléc./s, soit 1 à 4 tonnes par seconde). Cependant la variation du taux de production dans le jet, dont la détermination est moins sensible aux modèles, a été plutôt de l'ordre d'un facteur 2.5.

Pour ce qui est de l'échelle de temps des variations du dégazage, il n'y a pas de tendance observée à long terme (maxima et minima assez répartis). Il semble que des variations à l'échelle du jour ont été bien observées (notamment les 20/21 septembre et entre le 14 et 21 novembre 1995). Bien que la durée de vie de CO soit longue à cette distance du soleil, le lobe est suffisamment étroit pour que près de 50% des molécules participant au signal soit renouvelé en 1 jour.

Bilan des observations de CO

En résumé, la comète a été détectée à chacune des 28 observations réparties sur une période de plus de 2 ans du 10 mai 1994 au 26 septembre 1996, montrant bien que l'activité gazeuse est permanente. Le taux de dégazage moyen de CO est de $4 \cdot 10^{28}$ moléc./s soit 2 tonnes/s, mais on a observé des valeurs allant de la moitié au double. On supposera donc que la sublimation de CO est responsable de l'activité de cette comète. Si le CO observé n'était que le produit de photodissociation de CO_2 , les taux de productions que cela impliquerait seraient quantitativement peu acceptables. La comète devrait dégazer de l'ordre de $1.5 \cdot 10^{30}$ molécules de CO par seconde soit 110 tonnes par seconde, ce qui nécessiterait une surface active supérieure à 3000 km^2 , qui est la surface d'un noyau de 30 km de diamètre!

Des variations de plus d'un facteur 100 en luminosité sont observées, qui devraient refléter la quantité de poussières éjectées, mais il semble que la corrélation entre l'activité gazeuse et la quantité de poussière libérée ne soit pas aussi marquée que dans le cas des comètes observées près du soleil.

Les observations peuvent s'interpréter par une distribution spatiale de densité représentative d'un taux de dégazage par unité d'angle solide au moins deux fois plus fort dans la direction solaire qu'au-delà de 45° d'angle de phase. Le taux de production dans le domaine restreint de $\pm 45^\circ$ par rapport à direction solaire est mieux contraint par les modèles et vaut en moyenne $1.4 \cdot 10^{28}$ moléc./s, soit 650 kg/s, variant significativement de 1 à $2.5 \cdot 10^{28}$ moléc./s. La comparaison aux observations optiques est intéressante. Des structures de jets de poussières ont notamment été observées à plusieurs reprises (Jorda et al. 1995, Ferrin 1996,...).

La comète 29P/Schwassmann-Wachmann 1 occuperait ce type d'orbite que depuis quelques siècles (Cabot 1996). Si son orbite et niveau d'activité actuelles sont maintenues, on peut estimer de manière simplifiée au bout de combien de temps l'activité de la comète pourrait cesser. Nous supposons que le diamètre du noyau de 29P/S.-W.1 est de 40km, qu'il est composé pour moitié de glaces, dont 20% de CO, et que sa densité est de 0.5 g/cm^3 . Pendant ces deux années nous avons mesuré un taux de dégazage moyen de $4 \cdot 10^{28}$ moléc./s, ce qui

fait un total de 10^{36} moléc./an ou $5 \cdot 10^7$ tonnes/an. Cela représenterait l'ablation d'une couche de 4 cm/an. Dans ces conditions, tout le CO présent dans la comète devrait disparaître d'ici environ 30000 ans.

D'autre part, A. Enzian et al. (1996) propose un modèle bien plus complet du noyau de cette comète, qui permet d'expliquer son activité à long terme. La quantité de CO observée actuellement, et les sursauts d'activité importants pourraient s'expliquer d'une par la libération continue de CO condensé, mais surtout avec la libération plus soudaine (sursauts) de CO initialement piégé dans de la glace d'eau amorphe, passant à l'état de glace cristalline. L'activité soutenue encore actuellement observée s'expliquerait par la progression d'un front de cristallisation vers l'intérieur du noyau, qui nécessite aussi de l'érosion en surface. Dans ce modèle le CO est libéré quelques mètres sous la surface, ce qui lui permettrait d'acquérir une température plus élevée en quittant le noyau. Enfin ce modèle requerrait une obliquité importante, c'est à dire permettant l'exposition prolongée d'un pôle au soleil, ce qui est sans doute aussi propice à donner naissance à un jet assez collimaté à partir d'une zone restreinte, compatible avec nos observations.

I.3 Recherche d'autres molécules

Plusieurs molécules, autres que CO, ont été recherchées au 30m de l'IRAM. Le bilan des observations est présenté dans la table 4.I.3.1. A part peut-être HCN, les 27+28 septembre, dont l'aire de la raie J=1-0 vaut 0.041 ± 0.011 Kkm/s, aucune détection n'a été faite sur ces molécules.

Table 4.I.3.1: Limites supérieures à 3 sigmas obtenues à l'IRAM dans la comète 29P/S.W.1

Molécule Transitions	Dates	Integ. (min)	Rh (UA)	Delta (UA)	offset (")	Aire (Kkm/s) [-0.7 +0.4km/s]	CO(2-1) à la même période
HCN(1-0)	27/09/95- 28/04/96	955	6.25	6.70	3	< 0.017	0.178 ±.007
CS(3-2)	04/10/94+28/04/96	196	6.22	6.23	3	< 0.031	0.210 ±.021
CH ₃ OH	05/10/94+22/10/95	299	6.21	6.73	2	< 0.040	0.182 ±.012
Raies 3 ₀₁ -2 ₀₁ + 3 ₁₄ -2 ₁₄							
H ₂ S ₁₁₀₋₁₀₁	14+19/11/95 +25/09/96	248	6.26	6.80	3	< 0.040	0.152 ±.012
H ₂ CO ₂₁₂₋₁₁₁	27/09 - 18/11/95	554	6.24	6.80	3	< 0.013	0.197 ±.008
HC ₃ N(10-9)	27.5/09/96	30	6.28	7.25	3	< 0.050	0.153 ±.020

Les limites supérieures obtenues sur les taux de production et les abondances relatives à CO sont présentées dans la table 4.I.3.2. Les taux de production ont été calculés à partir du même modèle [H12], très proche du modèle isotrope à $v_{exp} = 0.5$ km/s, et dans le cas du signal marginal sur HCN, on aurait $Q_{HCN} = 1.2 \cdot 10^{26}$ moléc./s.

Table 4.I.3.2: Limites supérieures en taux de production, et par rapport à CO dans la comète 29P/S.W.1

Molécule	Dates	Rh (UA)	Taux de production [moléc./s]	Taux de dégazage à la même période	Abondance relative à CO
HCN	27/09/95- 28/04/96	6.25	$Q_{\text{HCN}} < 0.47 \cdot 10^{26}$	$Q_{\text{CO}} = 4.7 \pm 0.2 \cdot 10^{28}$	< 0.1 %
CS	04/10/94+28/04/96	6.22	$Q_{\text{CS}} < 2.1 \cdot 10^{26}$	$Q_{\text{CO}} = 5.3 \pm 0.5 \cdot 10^{28}$	< 0.4 %
CH ₃ OH	05/10/94+22/10/95	6.21	$Q_{\text{CH}_3\text{OH}} < 5.5 \cdot 10^{26}$	$Q_{\text{CO}} = 4.6 \pm 0.3 \cdot 10^{28}$	< 1.2 %
H ₂ S	11/95+25/9/96	6.26	$Q_{\text{H}_2\text{S}} < 10 \cdot 10^{26}$	$Q_{\text{CO}} = 4.0 \pm 0.3 \cdot 10^{28}$	< 2.4 %
H ₂ CO: Lp=10 ⁵ km:	27/09 - 18/11/95	6.24	$Q_{\text{H}_2\text{CO}} < 1.1 \cdot 10^{26}$ $Q_{\text{pH}_2\text{CO}} < 3.6 \cdot 10^{26}$	$Q_{\text{CO}} = 5.3 \pm 0.2 \cdot 10^{28}$	< 0.2 % < 0.7 %
HC ₃ N	27/09/96	6.28	$Q_{\text{HC}_3\text{N}} < 9.5 \cdot 10^{26}$	$Q_{\text{CO}} = 4.4 \pm 0.6 \cdot 10^{28}$	< 2.1 %

Note: pour CS, nous utilisons une longueur d'échelle de source étendue de 11000 km, qui suppose que CS₂ est la molécule mère de CS.

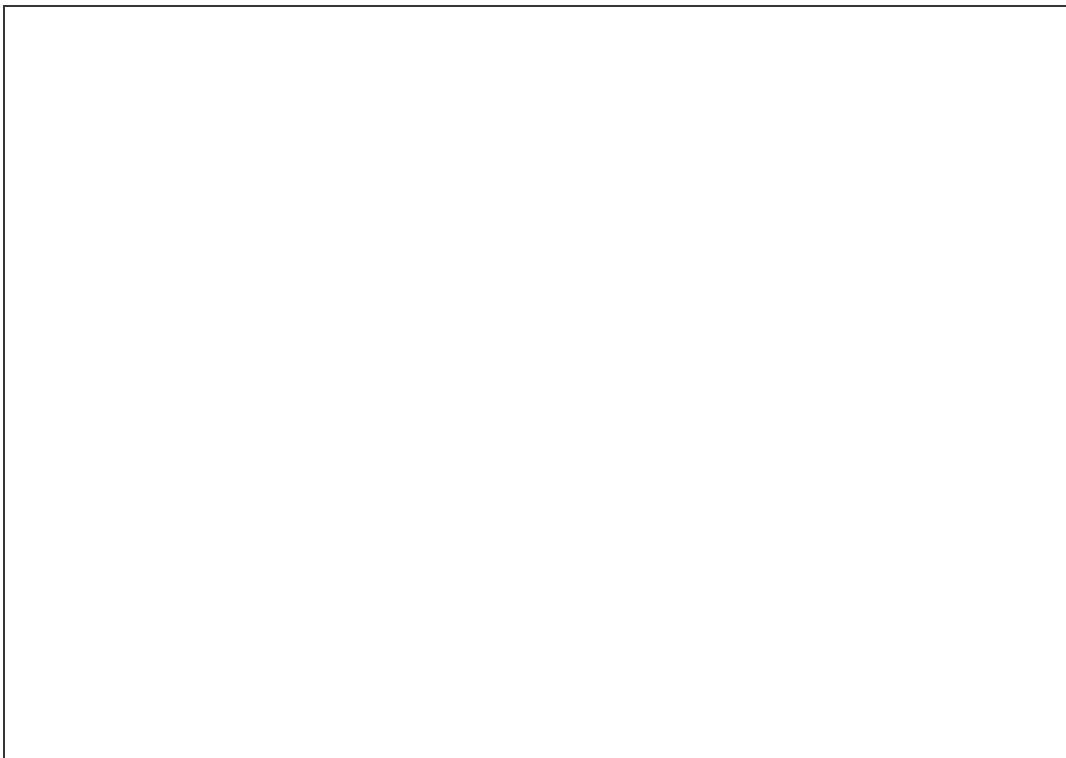
Bien que certaines limites pourraient être un peu améliorées, celles-ci sont déjà fort intéressantes. Les abondances relatives à CO sont au moins inférieures à celles observées dans les comètes près du soleil (cf. chapitre précédent). Pour certaines l'écart est même d'un ordre de grandeur, car les limites supérieures d'abondances relatives à CO de HCN, CH₃OH, H₂CO et CS, sont de l'ordre de grandeur des abondances relatives à l'eau mesurées à environ 1 UA du soleil, alors que l'eau est 4 à 20 fois plus abondante que CO. Si on suppose que la composition chimique de la comète 29P/Schwassmann-Wachmann 1 ne diffère pas significativement de celles des autres comètes, on peut en déduire que ces espèces resteraient en grande partie piégées dans les glaces peu volatiles du noyau. Une comparaison avec la comète Hale-Bopp observée à une distance comparable sera présentée dans le chapitre 5.

Enfin, il est aussi intéressant de noter que Cochran et al. (1991) ont identifié lors d'un petit sursaut ($m_1 = 16$) une raie de CN en optique, mais le taux de production déduit est inférieur à 10^{25} moléc./s pour le parent. En supposant que CN provient de HCN, ce taux de production est compatible avec la limite supérieure du taux de production de HCN mesuré par les observations radio. H₂S est la molécule pour laquelle des observations plus poussées devraient être entreprises, car sur l'ensemble des données il existe bien un signal très marginal à 3σ , d'une part, et d'autre part c'est sans doute la molécule la plus volatile après CO. La limite supérieure d'abondance obtenue est relativement peu contraignante: elle est de 24 pour H₂S/HCN, alors que le rapport mesuré dans les comètes près du soleil est de 6.

II. La comète C/1995 O1 (Hale-Bopp)

Caractéristiques principales

Désignation définitive:	C/1995 O1	Nom:	Hale-Bopp
Date de découverte:	23 juillet 1995	Magnitude Absolue:	-1.6
Périhélie :	0.9141 UA	Indice d'activité :	4.0
Excentricité :	0.9951	Diamètre :	40 km
Aphélie :	372 UA	Période de rotation :	inconnue, plusieurs j.
Période orbitale initiale :	4161 ans	Appartenance :	comète longue période
Inclinaison :	89.429°	Origine :	Nuage de Oort



(Comète Hale-Bopp le 15-06-96 à 1h10 TU - T200mm x267 - champ 5' x 7')

Introduction

Cette comète a été découverte indépendamment par deux astronomes amateurs américains Alan Hale et Thomas Bopp, visuellement, dans des télescopes de 40cm de diamètre dans la nuit du 23 au 24 juillet 1995. Intrinsèquement la découverte de cette comète à la magnitude 11 n'avait rien d'extraordinaire, mis à part qu'il s'agissait d'une région du ciel plutôt inattendue (comète proche de l'opposition, et champ riche en objets divers, donc souvent observé par les amateurs). Elle survient après une période plutôt pauvre en comètes: aucune comète plus brillante que $m_1 = 6$ depuis près de 3 ans, et presque aucune nouvelle comète découverte depuis 8 mois. Après quelques jours les éléments orbitaux ont pu être précisés et ont montré qu'il s'agit d'une des comètes les plus actives intrinsèquement, jamais observées depuis près de deux siècles: située à 7 UA du soleil, elle était plus de 100 fois plus brillante que la comète de Halley à la même distance.

Le 1^{er} avril 1997, elle doit passer au périhélie à un peu moins de une Unité Astronomique du soleil, ce qui n'était pas le cas de la seule comète connue à avoir une magnitude absolue plus négative (C/1729 P1 (de Sarabat), $m_0 = -3$) (Biver, 1996b). Avec une magnitude absolue $m_0 = -1.6$ environ, elle devrait rester visible à l'oeil nu pendant plus d'un an. Son taux de production au périhélie pourrait donc être exceptionnel et atteindre 10^{31} moléc./s soit 300 tonnes d'eau par seconde, soit un ordre de grandeur de plus que 1P/Halley au périhélie et 2 ordres de grandeur de plus que C/1996 B2 Hyakutake au périhélie. Cette prévision est basée sur les évolutions des taux de production des molécules détectées, ainsi que la loi de corrélation entre magnitude et taux de production gazeux de Jorda et al. (1996). Les observations du Télescope Spatial ont permis d'estimer à 40km de diamètre la taille du noyau (surfaces des noyaux de 1P/Halley et C/1996B2 Hyakutake 10 et 100 fois plus faibles.), ce qui expliquerait la nature hors du commun de cette comète.

II.1 Observations des raies de CO

Vu son caractère exceptionnel, la comète Hale-Bopp a été observée à l'IRAM à peine 3 semaines après sa découverte. A une distance héliocentrique légèrement supérieure, elle était plus brillante que 29P/S.-W.1 lors d'un sursaut. Les deux premières observations du mois d'août 1995 avaient donc pour objectif de détecter CO, mais elles ont été affectées par une météo peu favorable, avec une comète basse sur l'horizon. Après une détection marginale, la raie CO(2-1) a été bien détectée en septembre par notre équipe (Rauer et al. 1995) et celle de D. Jewitt, M. Senay et H. Matthews au JCMT (Matthews et al. 1995). Depuis les raies 1-0 et 3-2 sont aussi observées et le suivi des raies de CO est assuré par plusieurs équipes. Les Tables 4.II.1.1,2,3 et 4 présentent une liste assez complète des observations de CO, dont certaines publiées par d'autres équipes, ce qui va permettre un bon suivi de l'évolution du dégazage de cette comète, qui a été dominé par CO jusqu'en juin 1996.

Table 4.II.1.1: Comète C/1995 O1 (Hale-Bopp): Observations de CO(2-1)

Date	Integ. (min)	Rh (UA)	Delta (UA)	Lobe (")	offset (")	Aire(Kkm/s) [-0.7 0km/s]	ΔV (pic) km/s	Aire(Kkm/s) [-0.7 0.7km]	ΔV km/s	R.
16-23/08/95	196	6.914	6.241	10.4	3	0.072 \pm 0.028		0.136 \pm 0.039	0.0 \pm 0.2	a
05-07/09/95	180	6.760	6.335	20.9	< 2	0.050 \pm 0.010	-0.32 \pm 0.04			c
19.22/09/95	190	6.649	6.437	20.9	< 2	0.072 \pm 0.014	-0.33 \pm 0.04			c
20.21/09/95	190	6.640	6.445	20.9	< 2	0.053 \pm 0.010	-0.42 \pm 0.02		-0.42 \pm 0.02	c
20.77/09/95	110	6.643	6.458	10.4	2	0.085 \pm 0.012	-0.36 \pm 0.07	0.124 \pm 0.016	-0.14 \pm 0.06	a
21.78/09/95	135	6.634	6.466	10.4	2	0.108 \pm 0.013	-0.31 \pm 0.06	0.130 \pm 0.018	-0.15 \pm 0.06	a
27.76/09/95	175	6.582	6.517	10.4	3.5	0.062 \pm 0.013	-0.32 \pm 0.11	0.058 \pm 0.019	-0.45 \pm 0.19	a
28.75/09/95	160	6.573	6.525	10.4	3.5	0.086 \pm 0.016	-0.35 \pm 0.10	0.100 \pm 0.020	-0.26 \pm 0.11	a
16.12/10/95	80	6.414	6.657	20.9	< 2	0.098 \pm 0.017	-0.36 \pm 0.02		-0.36 \pm 0.02	c
20.73/10/95	115	6.380	6.698	10.4	3	0.112 \pm 0.023	-0.29 \pm 0.10	0.108 \pm 0.031	-0.32 \pm 0.15	a
21.70/10/95	135	6.371	6.705	10.4	4	< 0.099		< 0.138		a
22.71/10/95	130	6.362	6.712	10.4	2	0.123 \pm 0.018	-0.40 \pm 0.08	0.147 \pm 0.025	-0.28 \pm 0.08	a
27.71/10/95	111	6.318	6.744	10.4	4	< 0.278		< 0.393		a
30.15/10/95	100	6.290	6.751	20.9	< 2	0.116 \pm 0.022	-0.22 \pm 0.02		-0.22 \pm 0.02	c
13.09/11/95	120	6.165	6.816	20.9	< 2	0.126 \pm 0.024	-0.30 \pm 0.02		-0.30 \pm 0.02	c
08.3 /12/95		5.943	6.836	26	< 3	< 0.049				d
09.3 /12/95		5.934	6.835	26	< 3	0.028 \pm 0.004	-0.36			d
10.3 /12/95		5.925	6.831	26	< 3	0.082 \pm 0.004				d

Date	Integ. (min)	Rh (UA)	Delta (UA)	Lobe (")	offset (")	Aire(Kkm/s) [-0.7 0km/s]	ΔV (pic) km/s	Aire(Kkm/s) [-0.7 0.7km]	ΔV km/s	R.
14.22/05/96	130	4.419	3.831	10.4	2	0.400 \pm .046	-0.27 \pm .05	0.469 \pm .066	-0.24 \pm .07	a
15.30/05/96	90	4.408	3.805	10.4	2	0.305 \pm .050	-0.45 \pm .03	0.400 \pm .065	-0.24 \pm .08	a
14.01/06/96	70	4.099	3.166	10.4	3	0.614 \pm .014	-0.48 \pm .01	0.727 \pm .019	-0.31 \pm .02	a
15.03/06/96	85	4.089	3.149	10.4	3	0.527 \pm .023	-0.48 \pm .01	0.666 \pm .033	-0.24 \pm .03	a
15.21/06/96	85	4.086	3.146	10.4	3	0.580 \pm .019	-0.48 \pm .01	0.708 \pm .026	-0.29 \pm .02	a
15.98/06/96	85	4.078	3.132	10.4	3	0.517 \pm .024	-0.44 \pm .02	0.613 \pm .034	-0.32 \pm .03	a
17.08/06/96	260	4.067	3.115	10.4	3	0.600 \pm .022	-0.48 \pm .01	0.776 \pm .032	-0.24 \pm .02	a
27.9 /07/96	235	3.627	2.739	10.4	4	0.781 \pm .020	-0.52 \pm .02	1.026 \pm .028	-0.24 \pm .01	a
13.86/08/96	115	3.440	2.748	10.4	2	1.017 \pm .033	-0.55 \pm .01	1.316 \pm .046	-0.25 \pm .02	a
14.83/08/96	130	3.429	2.751	10.4	4	0.718 \pm .056	-0.49 \pm .03	0.889 \pm .055	-0.29 \pm .05	a
15.81/08/96	75	3.418	2.754	10.4	4	0.665 \pm .053	-0.47 \pm .04	0.919 \pm .053	-0.19 \pm .04	a
25.60/09/96	40	2.949	2.959	10.4	3	0.750 \pm .040	-0.46 \pm .04	1.050 \pm .050	-0.22 \pm .03	a
28.61/09/96	75	2.914	2.973	10.4	4	0.400 \pm .050	-0.44 \pm .07	0.730 \pm .071	-0.12 \pm .06	a
29.62/09/96	205	2.902	2.978	10.4	2	0.710 \pm .031	-0.45 \pm .02	1.263 \pm .043	-0.01 \pm .02	a
30.70/09/96	25	2.891	2.983	10.4	2	0.540 \pm .040	-0.47 \pm .02	0.840 \pm .050	-0.14 \pm .03	a

Poses décalées:

14.02/06/96	40	4.099	3.166	10.4	10	0.338 \pm .018	-0.48 \pm .01	0.459 \pm .026	-0.20 \pm .03	a
15.04/06/96	60	4.088	3.148	10.4	10	0.276 \pm .030	-0.47 \pm .02	0.310 \pm .042	-0.34 \pm .07	a
16.02/06/96	40	4.078	3.132	10.4	10	0.346 \pm .026	-0.50 \pm .03	0.430 \pm .037	-0.30 \pm .05	a
17.03/06/96	20	4.068	3.116	10.4	10	0.215 \pm .070	-0.52 \pm .05	0.370 \pm .100	-0.10 \pm .12	a
13.85/08/96	20	3.439	2.748	10.4	10	0.493 \pm .049	-0.49 \pm .03	0.671 \pm .069	-0.27 \pm .06	a
30.8 /09/96	40	2.890	2.983	10.4	10	0.412 \pm .024	-0.48 \pm .04	0.636 \pm .033	-0.18 \pm .03	a
14.03/06/96	10	4.099	3.166	10.4	15NO	0.324 \pm .030	-0.52 \pm .02	0.527 \pm .042	-0.11 \pm .04	a
30.8 /09/96	40	2.890	2.983	10.4	15	0.199 \pm .029	-0.32 \pm .07	0.415 \pm .042	+0.01 \pm .06	a

Note: A partir du 14 juin 1996, la fenêtre d'intégration du signal s'étend jusqu'à ± 0.8 km/s (± 1.0 km/s pour toutes les observations postérieures au début août 1996) et la position ΔV du pic est mesurée à partir de l'ajustement d'une gaussienne sur la composante décalée vers le bleu.

Table 4.II.1.2: Comète Hale-Bopp: observations de **CO(3-2)**

Date	Integ. (min)	Rh (UA)	Delta (UA)	Lobe (")	offset (")	Aire(Kkm/s) [-0.7 0km/s]	ΔV ou pic km/s	Aire(Kkm/s) [-0.7 0.7km]	ΔV km/s	R.
20.02/12/95	190	5.836	6.791	13.9	1.5	0.140 \pm .049	-0.33 \pm .10	0.135 \pm .063	-0.34 \pm .26	b
10.8 /02/96		5.341	6.140	13.9	< 2	0.155 \pm .017	-0.41 \pm .02			e
16.76/03/96	90	5.004	5.364	13.9	3	0.236 \pm .022	-0.39 \pm .02	0.259 \pm .030	-0.28 \pm .06	b
05.61/04/96	95	4.808	4.849	13.9	2	0.271 \pm .033	-0.38 \pm .03	0.287 \pm .046	-0.37 \pm .09	b
30.36/06/96	118	3.925	2.926	13.9	2	0.845 \pm .056	-0.36 \pm .10	0.928 \pm .081	-0.34 \pm .05	b
01.38/07/96	30	3.915	2.913	13.9	< 2	0.778 \pm .041	-0.46 \pm .08	0.858 \pm .059	-0.37 \pm .04	b
02.30/07/96	20	3.905	2.903	13.9	< 2	0.763 \pm .042	-0.49 \pm .02	1.012 \pm .059	-0.26 \pm .03	b
28.25/07/96	80	3.621	2.738	13.9	< 2	0.754 \pm .059	-0.50 \pm .02	1.037 \pm .083	-0.27 \pm .04	b
29.41/07/96	30	3.610	2.736	13.9	< 2	0.881 \pm .047	-0.52 \pm .02	1.109 \pm .067	-0.29 \pm .03	b
15.2 /09/96	90	3.072	2.902	13.9	< 2	0.955 \pm .026	-0.51 \pm .02	1.386 \pm .037	-0.19 \pm .02	b
6.3 /10/96	30	2.826	3.006	13.9	< 2	0.895 \pm .042	-0.51 \pm .02	1.302 \pm .058	-0.16 \pm .03	b

poses décalées

01.38/07/96	90	3.915	2.913	13.9	10	0.380 \pm .019	-0.38 \pm .02	0.422 \pm .027	-0.40 \pm .04	b
01.38/07/96	100	3.915	2.913	13.9	20	0.216 \pm .018	-0.42 \pm .03	0.191 \pm .026	-0.56 \pm .10	b
02.33/07/96	20	3.905	2.903	13.9	10	0.553 \pm .029	-0.40 \pm .03	0.693 \pm .042	-0.28 \pm .03	b

29.43/07/96	20	3.610	2.736	13.9	10	0.499 ± 0.065	-0.43 ± 0.05	0.566 ± 0.095	-0.40 ± 0.10	b
-------------	----	-------	-------	------	----	-------------------	------------------	-------------------	------------------	----------

Figure 4.I.2f: Comète Hale-Bopp: spectres des raies de CO(1-0) et CO(2-1) observées à l'IRAM et CO(3-2) et CO(4-3) au JCMT à la fin de juillet 1996

Table 4.II.1.3: Comète Hale-Bopp: observations de CO(1-0)

Date	Integ. (min)	Rh (UA)	Delta (UA)	Lobe (")	offset (")	Aire(Kkm/s) [-0.7 0km/s]	ΔV km/s	Aire(Kkm/s) [-0.7 0.7km]	ΔV km/s	R.
16.86/08/95	96	6.944	6.225	20.7	3	< 0.092		< 0.135		a
27.76/09/95	175	6.582	6.517	20.7	3	0.052 \pm 0.013	-0.33 \pm 0.04	0.068 \pm 0.019	-0.19 \pm 0.12	a
20.73/10/95	115	6.380	6.698	20.7	3	0.047 \pm 0.015	-0.24 \pm 0.05	< 0.067		a
20/09-27/10	776	6.50	6.60	20.7	3	0.033 \pm 0.007	-0.26 \pm 0.04	0.050 \pm 0.011	-0.05 \pm 0.09	a
15.98/06/96	85	4.078	3.132	20.7	2	0.109 \pm 0.018	-0.36 \pm 0.05	0.177 \pm 0.027	-0.13 \pm 0.06	a
27.9 /07/96	235	3.627	2.739	20.7	4	0.163 \pm 0.014	-0.49 \pm 0.04	0.220 \pm 0.020	-0.21 \pm 0.04	a
14.83/08/96	130	3.429	2.751	20.7	4	0.130 \pm 0.025	-0.47 \pm 0.10	0.150 \pm 0.040	-0.42 \pm 0.16	a

pose décalée:

16.02/06/96	40	4.078	3.132	20.7	10	0.154 \pm 0.021	-0.38 \pm 0.03	0.203 \pm 0.031	-0.29 \pm 0.08	a
-------------	----	-------	-------	------	----	-------------------	------------------	-------------------	------------------	----------

Table 4.II.1.4: Comète Hale-Bopp: observations de CO(4-3)

Date	Integ. (min)	Rh (UA)	Delta (UA)	Lobe (")	offset (")	Aire(Kkm/s) [-0.8 0km/s]	ΔV ou pic km/s	Aire(Kkm/s) [-0.8 0.8km]	ΔV km/s	R.
29.35/07/96	80	3.611	2.737	10.8	< 2	0.915 \pm 0.146	-0.30 \pm 0.06	1.386 \pm 0.206	-0.12 \pm 0.07	b
6.2 /10/96	50	2.826	3.006	10.8	< 2	1.98 \pm 0.47	-0.25 \pm 0.48	3.07 \pm 0.70	-0.14 \pm 0.13	b

Depuis le début nous conduisons des observations en parallèle avec l'antenne de l'IRAM (Référence a) et celle du JCMT (Référence b). Ainsi la première observation et détection de CO(4-3), au JCMT, a été réalisée à moins de 40h des détections des 3 autres raies de CO (J=1-0 et J=2-1 à l'IRAM, J=3-2 JCMT). Ces observations permettent de mieux contraindre la température de la comète: les 4 raies de CO observées fin juillet sont présentées sur la *figure 4.II.1*. Les premières observations de CO(2-1) et (3-2) sont également présentées sur la figure 4.II.3f.

Références:

- a:** Observations obtenues au radiotélescope de 30m de l'IRAM
- b:** Observations réalisées au JCMT
- c:** Observations réalisées au JCMT par Jewitt, Matthews et Senay (Jewitt et al. 1996a)
- d:** Observations réalisées au NRAO (Womack et al. 1995b)
- e:** Observations réalisées au JCMT par Jewitt, Matthews et Senay (Senay et al. 1996)

II.2 Sublimation des autres espèces au-delà de 3 UA du soleil

Contrairement à CO, dont la température de sublimation est très basse, les autres espèces classiquement observées dans les comètes (HCN, CH₃OH, H₂S, H₂CO) ont des températures de sublimation plus élevées et sont plus facilement piégées dans la glace d'eau (liaisons polaires dues à des moments dipolaires plus forts que pour CO). Il est donc possible (dans une moindre mesure pour H₂S) qu'elles ne puissent se sublimer facilement, indépendamment des molécules d'eau. Cependant, d'autres mécanismes, tels que la sublimation à partir de grains, pourraient favoriser une sublimation à grande distance héliocentrique. L'objectif de ces observations était donc de mettre en évidence l'apparition de chacune de ces molécules.

Observations de HCN: *figure 4.II.2a*

Bien que moins volatile que d'autres molécules (cf. Table 1.II.1 des températures de sublimation, dans le premier chapitre), HCN fut la première molécule recherchée après CO, recherche surtout motivée par la détection de CN dès août 1995 (Fitzsimmons 1995). Bien que les conditions d'excitation soient peu favorables, c'est la transition J=4-3 (Jewitt et al. 1996) de cette molécule qui a été la première à être détectée, dès le début d'avril 1996, la comète étant encore à 4.8 UA du soleil.

Table 4.II.2.1: Comète Hale-Bopp: observations de HCN.

Raie **HCN(1-0)** (9/8 des 2 principales composantes hyperfines):

Date	Integ. (min)	Rh (UA)	Delta (UA)	Lobe (")	offset (")	Aire(Kkm/s) [-0.7 0km/s]	ΔV du pic km/s	Aire(Kkm/s) [-0.7 0.7km]	ΔV km/s	R.
23.87/08/95	100	6.884	6.257	26.4	2	< 0.116		< 0.163		a
28.75/09/95	160	6.634	6.466	26.4	3	< 0.033		< 0.045		a
14.25/05/96	130	4.419	3.831	26.4	< 3	0.370 \pm 0.033		0.464 \pm 0.047	-0.22 \pm 0.06	a
15.03/06/96	85	4.089	3.148	26.4	2	0.501 \pm 0.022	-0.47 \pm 0.01	0.632 \pm 0.030	-0.20 \pm 0.02	a
16.22/06/96	25	4.076	3.128	26.4	2	0.595 \pm 0.037	-0.50 \pm 0.03	0.697 \pm 0.051	-0.30 \pm 0.05	a
17.00/06/96	120	4.068	3.116	26.4	2	0.581 \pm 0.017	-0.45 \pm 0.01	0.846 \pm 0.023	-0.19 \pm 0.02	a
26.8 /07/96	95	3.639	2.741	26.4	5	0.509 \pm 0.014	-0.52 \pm 0.01	0.640 \pm 0.020	-0.26 \pm 0.02	a
13.79/08/96	115	3.440	2.748	26.4	2	0.669 \pm 0.014	-0.52 \pm 0.02	0.925 \pm 0.019	-0.23 \pm 0.01	a
15.80/08/96	75	3.418	2.754	26.4	4	0.764 \pm 0.024	-0.53 \pm 0.01	1.081 \pm 0.035	-0.22 \pm 0.02	a
25.60/09/96	40	2.949	2.959	26.4	3	0.694 \pm 0.021	-0.58 \pm 0.02	1.026 \pm 0.029	-0.23 \pm 0.02	a
28.61/09/96	75	2.914	2.973	26.4	3	0.657 \pm 0.016	-0.52 \pm 0.02	1.017 \pm 0.023	-0.16 \pm 0.01	a
29.57/09/96	40	2.902	2.978	26.4	3	0.508 \pm 0.024	-0.38 \pm 0.04	0.773 \pm 0.035	-0.11 \pm 0.03	a
30.7 /09/96	75	2.891	2.983	26.4	2	0.717 \pm 0.022	-0.47 \pm 0.02	1.014 \pm 0.031	-0.17 \pm 0.02	a

Poses décalées:

15.04/06/96	60	4.088	3.148	26.4	10	0.440 \pm 0.024	-0.49 \pm 0.01	0.588 \pm 0.033	-0.25 \pm 0.03	a
16.22/06/96	15	4.076	3.128	26.4	10 W	0.425 \pm 0.052	-0.46 \pm 0.02	0.584 \pm 0.073	-0.21 \pm 0.07	a
17.03/06/96	20	4.068	3.116	26.4	10	0.527 \pm 0.040	-0.42 \pm 0.02	0.833 \pm 0.055	-0.11 \pm 0.04	a
13.86/08/96	20	3.439	2.748	26.4	10	0.642 \pm 0.060	-0.55 \pm 0.02	0.849 \pm 0.086	-0.19 \pm 0.06	a
30.8 /09/96	40	2.890	2.983	26.4	10	0.559 \pm 0.015	-0.51 \pm 0.02	0.796 \pm 0.021	-0.17 \pm 0.02	a
30.8 /09/96	40	2.890	2.983	26.4	15	0.467 \pm 0.019	-0.56 \pm 0.02	0.752 \pm 0.026	-0.18 \pm 0.03	a

HCN(3-2) (fenêtre correspondant à 94% de la raie (principales composantes hyperfines)):

02.21/07/96		3.568	2.733	27.0	< 2	0.696 \pm 0.019	-0.41 \pm 0.03	1.040 \pm 0.026	-0.12 \pm 0.02	g
-------------	--	-------	-------	------	-----	-------------------	------------------	-------------------	------------------	----------

HCN(4-3) (fenêtre correspondant à 96% de la raie (principales composantes hyperfines)):

08.6 /04/96		4.778	4.768	13.5	2	-	-	0.19 \pm 0.02	-0.07 \pm 0.1	f
30.45/06/96	50	3.925	2.925	13.5	2	0.636 \pm 0.048	-0.42 \pm 0.03	1.027 \pm 0.068	-0.09 \pm 0.03	b
02.44/07/96	120	3.904	2.902	13.5	3	0.613 \pm 0.015	-0.26 \pm 0.09	0.901 \pm 0.021	-0.11 \pm 0.01	b
28.39/07/96	60	3.621	2.738	13.5	2	0.811 \pm 0.031	-0.32 \pm 0.01	1.020 \pm 0.044	-0.23 \pm 0.02	b
15.27/09/96	40	3.072	2.902	13.5	2	1.646 \pm 0.055	-0.36 \pm 0.09	2.389 \pm 0.078	-0.15 \pm 0.02	b
6.31/10/96	20	2.826	3.006	13.5	2	1.018 \pm 0.065	-0.37 \pm 0.07	1.751 \pm 0.093	-0.07 \pm 0.03	b

Poses décalées:

28.39/07/96	120	3.621	2.738	13.5	10	0.323 \pm 0.022	-0.30 \pm 0.03	0.395 \pm 0.031	-0.22 \pm 0.04	b
15.29/09/96	30	3.072	2.902	13.5	10	0.726 \pm 0.060	-0.37 \pm 0.08	1.235 \pm 0.084	-0.17 \pm 0.12	b

f: Observations réalisées au JCMT par Jewitt, Matthews et Senay (Jewitt et al. 1996)

g: Observations réalisées au CSO en collaboration avec K. Young.

Figure 4.II.2a: Comète Hale-Bopp: spectres des raies de HCN(1-0) observées à l'IRAM et HCN(4-3) au JCMT.

Figure 4.II.2b: Comète Hale-Bopp: spectres des raies de CH₃OH observées à l'IRAM au JCMT.

Observations de CH₃OH: *figures 4.II.2b et 4.II.3.1c et f*

Dès l'automne 1995 nous étions susceptibles d'obtenir au moins une bonne limite supérieure sur le taux de production du méthanol dans Hale-Bopp. Les premières observations faites en "Frequency-Switch" donnent une détection de la raie 3₀₁-2₀₁ à 145.103GHz avec un rapport signal sur bruit de 5, mais avec une mauvaise ligne de base. Les observations suivantes en mode "Wobbler-Switch" (Cf. Annexe AI), n'ont pas eu la même sensibilité, mais prises seules, elles montrent encore cette raie marginalement. Cependant la raie 3₁₄-2₁₄, attendue plus faible de 40% environ, n'est pas visible, alors qu'on l'attendrait plus forte que la raie 3₀₃-2₀₃, qui est marginalement visible. Cette détection marginale mais probable (cf. taux de production), n'a pas pu être confirmée avant notre détection au JCMT en mars - avril 1996 (circulaire UAI 6386) et celle de M. Womack et al. (1996). Au début novembre 1996, 29 raies de cette espèce étaient détectées. La table 4.II.2.2 présente les caractéristiques des premières observations (Pour chaque transition, à 145, 157 ou 304/307 GHz on donne la dénomination du niveau supérieur).

Table 4.II.2.2: Comète Hale-Bopp: premières observations de CH₃OH

Date	Raies Nsup	Rh (UA)	Delta (UA)	Lobe (")	offset (")	Aire(Kkm/s) [-0.7 0km/s]	ΔV pic km/s	Aire(Kkm/s) [-0.7 0.7km]	ΔV km/s	R.
28-57/09/95	3 ₀₁ - 3 ₁₄ - 3 ₀₃ - 3raies	6.42	6.64	16.2	2	0.025 ±.006 < 0.017 < 0.018 0.047 ±.010		0.051 ±.008 < 0.025 0.025 ±.008 0.087 ±.014	0.0 0.0	a
26.92/02/96	2 ₁₂ - 4 ₁₂ -	5.187	5.810	15.8 15.7	2	< 0.069 < 0.075		< 0.096 < 0.102		b
17-37/03/96	2 ₁₂ - 4 ₁₂ -	4.87	5.00	15.8 15.7	2	0.036 ±.007 0.027 ±.006		0.073 ±.011 0.059 ±.009	-0.06 ±.07 -0.03 ±.07	b
14.24/05/96	3 ₀₁ - 3 ₁₄ - 3 ₀₃ - 3 ₁₃ - 3 _{23/4} - 3 ₂₁ - 3 ₂₂ -	4.419	3.831	16.2	2	0.187 ±.015 0.110 ±.016 0.089 ±.015 0.052 ±.016 < 0.045 < 0.050 < 0.045		0.330 ±.022 0.181 ±.022 0.140 ±.022 0.067 ±.023 < 0.067 < 0.071 < 0.069	-0.13 ±.03 -0.16 ±.06 -0.14 ±.07 -0.15 ±.17	a
15.03/06/96	3 ₀₁ - 3 ₁₄ - 3 ₀₃ - 3 ₁₃ - 3 _{23/4} - 3 ₂₁ - 3 ₂₂ -	4.089	3.148	16.2	2	0.215 ±.011 0.182 ±.011 0.081 ±.011 0.050 ±.011 0.051 ±.010 < 0.036 < 0.030	-0.48 ±.01 -0.50 ±.02 -0.42 ±.03 -0.32 ±.02	0.323 ±.016 0.267 ±.016 0.117 ±.016 0.075 ±.016 0.077 ±.015 < 0.050 < 0.043	-0.21 ±.02 -0.24 ±.03 -0.21 ±.07 -0.27 ±.11 -0.02 ±.09	a
16.09/06/96	9 ₀₁ 8 ₁₁	4.077	3.130	16.1	4	0.028 ±.008		< 0.032	-0.41 ±.23	a
17.00/06/96	1 ₀₃ - 2 ₀₃ - 3 ₀₃ - 4 ₀₃ - 5 ₀₃ - 6 ₀₃ -	4.068	3.116	15.0	3.5	0.128 ±.019 0.224 ±.019 0.233 ±.020 0.120 ±.019 0.102 ±.020 < 0.060	-0.49 ±.04 -0.58 ±.02 -0.54 ±.05 -0.31 ±.13 -0.34 ±.13	0.195 ±.027 0.259 ±.026 0.255 ±.028 0.146 ±.028 0.142 ±.029 < 0.084	-0.18 ±.07 -0.35 ±.06 -0.35 ±.06 -0.25 ±.10 -0.29 ±.11 -0.36 ±.46	a
30.53/06/96	2 ₁₂ - 4 ₁₂ -	3.925	2.924	15.8 15.7	2	0.357 ±.030 0.297 ±.028	-0.50 ±.04 -0.46 ±.03	0.457 ±.041 0.422 ±.040	-0.30 ±.05 -0.23 ±.05	b
25.34/07/96	2 ₁₂ - 4 ₁₂ -	3.656	2.745	15.8 15.7	2	0.473 ±.022 0.379 ±.017	-0.37 ±.06 -0.49 ±.03	0.699 ±.031 0.564 ±.025	-0.17 ±.02 -0.17 ±.02	b
29.46/07/96	2 ₁₂ -	3.610	2.736	15.8	2	0.571 ±.024	-0.48 ±.05	0.865 ±.034	-0.15 ±.02	b

	4 ₁₂ -			15.7		0.525 ± 0.022	-0.39 ± 0.02	0.734 ± 0.031	-0.22 ± 0.02	
--	-------------------	--	--	------	--	---------------	--------------	---------------	--------------	--

Date	Raies Nsup	Rh (UA)	Delta (UA)	Lobe (")	offset (")	Aire(Kkm/s) [-0.7 0km/s]	ΔV pic km/s	Aire(Kkm/s) [-0.7 0.7km]	ΔV km/s	R.
14.81/08/96	3 ₀₁ - 3 ₁₄ - 3 ₀₃ - 3 ₁₃ - 3 _{23/4} - 3 ₂₁ - 3 ₂₂ -	3.429	2.751	16.2	2	0.392 ± 0.019 0.264 ± 0.018 0.202 ± 0.019 0.068 ± 0.018 0.081 ± 0.019 < 0.054 < 0.056	-0.52 ± 0.02 -0.46 ± 0.04 -0.46 ± 0.05 -0.43 ± 0.04 -0.48 ± 0.03	0.541 ± 0.026 0.377 ± 0.026 0.293 ± 0.026 0.136 ± 0.026 0.108 ± 0.025 < 0.076 < 0.080	-0.23 ± 0.03 -0.24 ± 0.04 -0.17 ± 0.05 +0.01 ± 0.09 -0.15 ± 0.12	a
15.90/08/96	1 ₀₃ - 2 ₀₃ - 3 ₀₃ - 4 ₀₃ - 5 ₀₃ - 6 ₀₃ - 7 ₀₃ -	3.417	2.754	15.0	2	0.149 ± 0.025 0.320 ± 0.025 0.245 ± 0.025 0.252 ± 0.019 0.170 ± 0.022 0.110 ± 0.020 < 0.066	-0.64 ± 0.06 -0.63 ± 0.03 -0.55 ± 0.06 -0.53 ± 0.05 -0.46 ± 0.07 -0.38 ± 0.05 -0.48 ± 0.07	0.236 ± 0.035 0.385 ± 0.035 0.393 ± 0.035 0.347 ± 0.029 0.222 ± 0.031 0.168 ± 0.029 0.060 ± 0.031	-0.21 ± 0.07 -0.36 ± 0.06 -0.18 ± 0.05 -0.22 ± 0.04 -0.18 ± 0.08 -0.11 ± 0.08	a

Poses décalées:

15.04/06/96	3 ₀₁ - 3 ₁₄ - 3 ₀₄ - 3 _{13...}	4.089	3.148	16.2	10	0.157 ± 0.012 0.154 ± 0.012 0.066 ± 0.013 < 0.042	-0.48 ± 0.01 -0.47 ± 0.04 -0.46 ± 0.02	0.228 ± 0.016 0.191 ± 0.016 0.092 ± 0.016 < 0.059	-0.24 ± 0.04 -0.34 ± 0.05 -0.10 ± 0.09 -0.27 ± 0.11	a
25.42/07/96	2 ₁₂ - 4 ₁₂ -	3.654	2.745	15.8 15.7	10	0.317 ± 0.029 0.244 ± 0.027	-0.39 ± 0.02 -0.45 ± 0.08	0.489 ± 0.041 0.283 ± 0.037	-0.17 ± 0.04 -0.26 ± 0.07	b
29.48/07/96	2 ₁₂ - 4 ₁₂ -	3.610	2.736	15.8 15.7	10 E	0.228 ± 0.045 0.179 ± 0.044	-0.36 ± 0.04 -	0.419 ± 0.063 0.387 ± 0.059	-0.00 ± 0.07 +0.10 ± 0.07	b

H₂CO: *figure 4.II.2c*

Comme pour 29P/S.-W.1, la recherche de cette molécule s'est d'abord faite par sa transition à plus basse fréquence (raie 2₁₂-1₁₁ à 140.8 GHz), que la température froide, l'éventualité d'une source étendue, et la transmission atmosphérique aurait dû rendre plus facilement détectable que la raie à 225.7 GHz (3₁₂-2₁₁). Cette dernière a pourtant été la première détectée le 14 juin 1996 (Biver et al. 1996d, *figure 4.II.2c*). Cette détection a été marginalement confirmée le 16 juin et par la transition 2₁₂-1₁₁ les 15+17 juin. La raie submillimétrique 5₁₅-4₁₄ a été détectée à partir du 15 septembre, période à partir de laquelle les signaux ont commencé à augmenter fortement. La table 4.II.2.3 présente ces observations jusqu'à fin septembre 1996.

Table 4.II.2.3: Comète Hale-Bopp: observations du formaldéhyde

Date	Raies Nsup	Rh (UA)	Delta (UA)	Lobe (")	offset (")	Aire(Kkm/s) [-0.7 0km/s]	ΔV pic km/s	Aire(Kkm/s) [-0.7 0.7km]	ΔV km/s	R.
27.76/09/95	2 ₁₂ -	6.582	6.517	16.7	2	< 0.021		< 0.029		a
15.30/05/96	2 ₁₂ -	4.408	3.805	16.7	2	< 0.024		< 0.034		a
15-17/06/96	2 ₁₂ -	4.08	3.13	16.7	2	0.023 ± 0.008		0.046 ± 0.011	+0.02 ± 0.09	a
14.18/06/96	3 ₁₂ -	4.097	3.163	10.6	2	0.060 ± 0.008	-0.38 ± 0.04	0.085 ± 0.011	-0.21 ± 0.06	a
16.16/06/96	3 ₁₂ -	4.077	3.130	10.6	2	< 0.066		0.081 ± 0.030	-0.09 ± 0.16	a
30.45/06/96	5 ₁₅ -	3.925	2.925	13.6	3	< 0.165		< 0.230		b
28.39/07/96	5 ₁₅ -	3.621	2.738	13.6	2	< 0.076		< 0.159		b
14-17/08/96	3 ₁₂ -	3.421	2.753	10.6	2	0.115 ± 0.017	-0.53 ± 0.02	0.128 ± 0.024	-0.35 ± 0.11	a
15.2 /09/96	5 ₁₅ -	3.072	2.906	13.6	2	0.234 ± 0.051	-0.41 ± 0.06	0.279 ± 0.073	-0.26 ± 0.17	b

25-30/09/96	3 ₁₂ -	2.920	2.970	10.6	2	0.288 ±.014	-0.45 ±.03	0.361 ±.019	-0.27 ±.03	a
-------------	-------------------	-------	-------	------	---	-------------	------------	-------------	------------	---

Figure 4.II.2c: Comète Hale-Bopp: spectres des raies de $H_2S(1_{10}-1_{01})$ et $H_2CO(3_{12}-2_{11})$ observées à l'IRAM.

Figure 4.II.2d: Comète Hale-Bopp: spectres des raies de CS et CH_3CN observées à l'IRAM au JCMT.

H₂S(1₁₀-1₀₁) à 169GHz: *figure 4.II.2c*

Les conditions d'observations (problèmes techniques en septembre 95 et météo) n'ont malheureusement pas permis d'observer cette raie avant juin 1996, 3 semaines après la détection annoncée par L. Woodney et al. (1996) au NRAO (Référence "h" dans la table 4.II.2.4). Avec un rapport signal sur bruit proche de 50 et un pic à 1.7 K en T_B (cf. *figure 4.II.2c*), la détection de H₂S(1₁₀-1₀₁) le 15 juin, puis les suivantes, sont les plus fortes jamais obtenues dans une comète. Les observations de H₂S sont présentées dans la table 4.II.2.4 ci-dessous.

Table 4.II.2.4: Comète Hale-Bopp: observations de H₂S

Date	Integ. (min)	Rh (UA)	Delta (UA)	Lobe (")	offset (")	Aire(Kkm/s) [-0.8 0km/s]	ΔV pic km/s	Aire(Kkm/s) [-0.8 0.8km]	ΔV km/s	R.
21.3 /05/96		4.346	3.660	35	< 3?			0.10±.02?	-0.15	h
23.3 /05/96		4.325	3.590	35	< 3?			0.17±.02?	-0.15	h
14.01/06/96	70	4.099	3.166	14.0	3	0.861 ±.020	-0.44 ±.01	1.203 ±.027	-0.15 ±.01	a
26.8 /07/96	95	3.639	2.741	14.0	7	0.662 ±.047	-0.40 ±.02	0.823 ±.067	-0.29 ±.05	a
13.82/08/96	115	3.440	2.748	14.0	2	1.219 ±.033	-0.49 ±.02	1.645 ±.046	-0.20 ±.01	a
25-30/09/96	115	2.920	2.970	14.0	2	1.107 ±.022	-0.46 ±.02	1.759 ±.031	-0.12 ±.01	a

Poses décalées:

14.02/06/96	40	4.099	3.166	14.0	10	0.386 ±.027	-0.35 ±.03	0.615 ±.038	-0.06 ±.03	a
14.03/06/96	10	4.099	3.166	14.0	15	0.069 ±.054		0.261 ±.074	+0.20 ±.14	a
13.86/08/96	20	3.439	2.748	14.0	10	0.576 ±.062	-0.42 ±.01	1.027 ±.088	-0.10 ±.04	a

CS *figure 4.II.2d*

Après un signal marginal le 15 mai 1996, c'est le 14 juin que CS a été pour la deuxième fois détecté en onde radio dans une comète (3 mois après Hyakutake), mais cette fois-ci la détection radio précède la détection des transitions U.V. par P. Feldmann, M. A'Hearn, M. Festou et H. Weaver avec les télescope spatiaux HST et IUE (communication privée), avec bien plus d'informations sur la raie (meilleur rapport signal sur bruit, forme de raie et cartographie). La raie 7-6, d'un niveau d'énergie plus élevé a été détectée à partir du 15 septembre, bien qu'un signal marginal apparaisse sur les poses décalées début juillet. En général la forme des raies reste très proche de celle des autres molécules, bien que peut-être un peu plus creusée au centre (effet attendu pour une molécule fille).

Table 4.II.2.5: Comète Hale-Bopp: Observations radio de CS

Date	Raie	Rh (UA)	Delta (UA)	Lobe (")	offset (")	Aire(Kkm/s) [-0.8 0km/s]	ΔV pic km/s	Aire(Kkm/s) [-0.8 0.8km]	ΔV km/s	R.
16-36/03/96	7-6	4.906	5.105	14.0	2	< 0.051		< 0.075		c
15.30/05/96	2-1	4.408	3.805	23.9	2	0.033 ±.011		0.049 ±.015	-0.10 ±.13	a
14.18/06/96	3-2	4.097	3.163	16.1	2	0.075 ±.007	-0.44 ±.02	0.105 ±.010	-0.13 ±.04	a
15.98/06/96	3-2	4.078	3.132	16.1	2	0.075 ±.007	-0.49 ±.01	0.104 ±.010	-0.19 ±.05	a
30-32/06/96	7-6	3.915	2.914	14.0	2	< 0.075		< 0.103		c
28-29/07/96	7-6	3.616	2.737	14.0	2	< 0.102		< 0.147		c
27.9 /07/96	3-2	3.627	2.739	16.1	3	0.110 ±.011	-0.49 ±.03	0.140 ±.015	-0.26 ±.06	a
14-17/08/96	3-2	3.422	2.753	16.1	2	0.164 ±.006	-0.49 ±.01	0.219 ±.008	-0.23 ±.02	a
15.2 /09/96	7-6	3.072	2.902	14.0	2	0.132 ±.024		0.146 ±.033	-0.25 ±.15	c
25.8 /09/96	3-2	2.948	2.960	16.1	2	0.246 ±.009	-0.50 ±.02	0.356 ±.012	-0.20 ±.02	a
28.8 /09/96	3-2	2.913	2.974	16.1	2	0.245 ±.011	-0.56 ±.02	0.333 ±.015	-0.23 ±.03	a
29.8 /09/96	2-1	2.902	2.978	23.9	2	0.076 ±.006	-0.53 ±.03	0.100 ±.009	-0.29 ±.06	a
6.2 /10/96	7-6	2.826	3.006	14.0	2	0.182 ±.043		0.408 ±.062	-0.00 ±.09	c

Poses décalées:

16.02/06/96	3-2	4.078	3.132	16.1	10	0.110 ±.012		0.107 ±.017	-0.49 ±.11	a
-------------	-----	-------	-------	------	----	-------------	--	-------------	------------	---

01-02/07/96	7-6	3.910	2.908	14.0	12	0.047 ±.009	-0.55 ±.15	0.062 ±.013	-0.23 ±.11	c
-------------	-----	-------	-------	------	----	-------------	------------	-------------	------------	---

CH₃CN (figure 4.II.2d)

La comète Hale-Bopp se rapprochant du soleil, d'autres espèces moins abondantes deviennent détectables. Un peu plus de 4 mois après sa première identification dans une comète (Hyakutake), CH₃CN a été détecté à 147 GHz dans Hale-Bopp (Biver et al. 1996e), mais les transitions observées dans Hyakutake à 91.9 GHz, n'ont pas encore été détectées. Les observations de juin et juillet 1996, surtout, montraient déjà un signal marginal. La table 4.II.2.6 présente les observations obtenues jusqu'à la fin septembre 1996. La figure 4.II.2d montre un spectre obtenu en mode "Frequency-Switch" sur lequel on remarquera certaines des raies "fantômes" (en négatif, cf. annexe A-I) des raies détectées.

Table 4.II.2.6: Comète Hale-Bopp: observations de CH₃CN à l'IRAM

Date	Raie	Rh (UA)	Delta (UA)	Lobe (")	offset (")	Aire(Kkm/s) [-0.8 0km/s]	ΔV pic km/s	Aire(Kkm/s) [-0.8 0.8km]	ΔV km/s	R.
14.18/06/96	8 ₀ -7 ₀ 8 ₁ -7 ₁ 8 ₂ -7 ₂	4.097	3.163	16.1	2	< 0.041 0.046 ±.015 0.031 ±.013		< 0.058 < 0.062 < 0.059	- -0.45 ±.27 -0.21 ±.20	a
27.9 /07/96	8 ₀ -7 ₀ 8 ₁ -7 ₁ 8 ₂ -7 ₂ 8 ₃ -7 ₃	3.627	2.739	16.1	3	0.037 ±.009 0.036 ±.009 < 0.027 < 0.030		0.043 ±.013 0.037 ±.013 < 0.039 < 0.042	-0.46 ±.20 -0.43 ±.22 - -	a
14-17/08/96	8 ₀ -7 ₀ 8 ₁ -7 ₁ 8 ₂ -7 ₂ 8 ₃ -7 ₃	3.421	2.753	16.1	2	0.055 ±.006 0.053 ±.006 0.015 ±.006 0.021 ±.006	-0.54 ±.06 -0.35 ±.06	0.071 ±.008 0.073 ±.008 0.038 ±.008 0.051 ±.009	-0.25 ±.06 -0.21 ±.06 +0.04 ±.12 +0.08 ±.09	a
15-17/08/96	5 ₀ -4 ₀ 5 ₁ -4 ₁ 5 ₂ -4 ₂	3.416	2.754	25.6	2	< 0.019 0.018 ±.006 < 0.019	-0.44 ±.02	< 0.027 < 0.027 < 0.027		a
25-28/09/96	8 ₀ -7 ₀ 8 ₁ -7 ₁ 8 ₂ -7 ₂ 8 ₃ -7 ₃	2.930	2.965	16.1	2	0.062 ±.006 0.053 ±.006 0.045 ±.006 0.037 ±.006	-0.52 ±.07 -0.49 ±.06 -0.41 ±.09 -0.51 ±.07	0.104 ±.009 0.078 ±.009 0.083 ±.009 0.064 ±.009	-0.16 ±.05 -0.17 ±.07 -0.01 ±.06 -0.05 ±.08	a

Autres molécules: limites supérieures

A partir du mois de juin 1996, les signaux des molécules "classiques" (CO, HCN, CH₃OH, H₂S) étaient suffisamment forts pour pouvoir être détectées rapidement, et il était intéressant de consacrer du temps à la recherche d'autres molécules. L'objectif était de détecter d'autres espèces moléculaires cométaires et éventuellement d'analyser l'évolution de leur abondance en fonction de la distance de la comète au soleil. La recherche s'est orientée vers des molécules déjà observées dans les comètes (comme dans C/1996 B2 Hyakutake), ou dont la présence a été suggérée. Il a fallu choisir les transitions et les molécules à observer en fonction des conditions d'excitation et de sublimation particulièrement froides de la comète Hale-Bopp, quand elle était à près de 3 à 4 UA du soleil. La table 4.II.2.7 présente les limites supérieures des raies recherchées jusqu'à fin août 1996. Certaines de ces molécules pourraient être détectées dans les mois qui suivent.

Table 4.II.2.7: Comète Hale-Bopp: limites supérieures des autres molécules cherchées

Date	Molécule et transition	fréquence [MHz]	Rh (UA)	Delta (UA)	Lobe (")	off. (")	Aire(Kkm/s) [-0.8 0km/s]	Aire(Kkm/s) [-0.8 0.8km]	R.
14.10/06/96 13.96/08/96 25.8 /09/96	OCS J 9- 8	109463.063	4.098 3.438 2.949	3.165 2.748 2.959	21.6	4 2 2	< 0.010 < 0.024 < 0.019	< 0.014 0.026 ±.011 < 0.027	a
14.10/06/96 13.96/08/96	HC ₃ N J12-11	109173.636	4.098 3.438	3.165 2.748	21.6	4 2	< 0.012 < 0.021	< 0.017 < 0.027	a
14.05/06/96	SO 3,2 - 2,1	109252.220	4.099	3.166	21.6	4	< 0.012	< 0.018	a
16.08/06/96	SO ₂ 4 ₂₂ -4 ₁₃	146605.520	4.077	3.130	16.1	2	< 0.024	< 0.035	a
16.17/06/96 14-17/08/96	CH ₂ NH1 ₁₁ .0 ₀₀	225554.428	4.077 3.422	3.129 2.753	10.6	2 2	-	< 0.146 < 0.132	a
15-17/06/96 27-28/09/96	HNC J 1- 0	90663.593	4.076 2.920	3.130 2.970	25.8	2 2	< 0.018 < 0.012	< 0.025 < 0.016	a
02.40/08/96	HNC J 3- 2	271981.067	3.567	2.733	25	< 2	< 0.025	< 0.035	g
02.44/07/96	C ₂ H ₅ OH 7-6	357680.32	3.904	2.902	13.4	2	< 0.052	< 0.075	b
29.35/07/96	HCO	346708.49 346725.17	3.612	2.737	13.8	2	< 0.072 < 0.072	0.105 ±.034 < 0.100	b
15-17/08/96	H ₂ CS 4 ₁₃ .3 ₁₂	139483.410	3.415	2.755	16.9	2	< 0.030	< 0.042	a
15-17/08/96	HCOOH ₆₁₅ .4 ₁₄	139481.720	3.415	2.755	16.9	2	< 0.030	< 0.042	a
15.99/08/96	C ₃ O J 10-9	96214.813	3.416	2.754	24.3	2	< 0.059	< 0.083	a
15.99/08/96	CH ₃ CHO ₅₀₅ .4 ₀₄	96214.813	3.416	2.754	24.3	2	< 0.056	< 0.079	a

Note: Pour certaines molécules (HNC(1-0), CH₂NH et C₂H₅OH) l'aire est calculée pour plusieurs composantes serrées (fenêtre élargie en conséquence).

II.3 Contraintes sur les modèles

Bien que la comète Hale-Bopp soit loin de la terre, de nombreuses contraintes précises sur les conditions d'excitation et de dégazage sont obtenues, en partie grâce à des signaux particulièrement forts depuis juin 1996. D'autre part, à grande distance héliocentrique, en l'absence d'effet important du rayonnement solaire (durées de vie longue, pas de chauffage photolytique de l'eau), l'excitation des niveaux de rotation des molécules est a priori plus simple à appréhender.

II.3.1 Mesures de température du gaz

Comme exposé au premier chapitre, l'observation simultanée de plusieurs raies d'une molécule permet de mesurer des températures de rotation, et de contraindre la température du gaz. Le domaine couvert en temps et distances héliocentriques pour cette comète est si large, qu'il a été découpé en 4 périodes:

[1] Première période: Août - décembre 1995 - février 1996: T = 10 - 15K

Pour cette période, on dispose uniquement des observations des raies J=1-0 et J=2-1 de CO effectuées en septembre - octobre. La détection marginale de CO(1-0) permet de mesurer $T_{\text{rot}}(\text{CO J}=2/1) = 8.3 \pm 1.5 \text{ K}$. Cette valeur est tout à fait comparable à celle mesurée dans 29P/S.-W.1, à une distance héliocentrique similaire. Elle est compatible avec la valeur adoptée de 10 K pour la région thermique dans les modèles d'excitation. Cette valeur a été portée à 15K pour le début 1996, pour prendre en compte l'évolution de cette température avec la

distance héliocentrique (cf. *figure 4.II.3.1h*): ceci explique l'augmentation assez rapide des aires de raies de CO(2-1) observée par D. Jewitt (Jewitt et al. 1996a), et les détections de CO(3-2) qui suivirent.

Figure 4.II.3.1a: Evolution de la température de rotation des raies à 145 et 157 GHz du méthanol à 4.5 UA du soleil, en fonction de la distance au noyau (prévisions du modèle.)

Figure 4.II.3.1b: Diagramme de rotation des 4 premières raies de CO observées quasi simultanément les 27-29 juillet 1996 dans la comète Hale-Bopp (spectres sur la figure 4.II.1).

[2] Deuxième période: Mars - Avril 1996: $T = 20 \text{ K}$

Durant cette période, seule la raie J=3-2 du monoxyde de carbone a été observée (mais bien détectée, ce qui peut aussi venir d'un réchauffement). On dispose aussi des premières détections du méthanol: le rapport des deux raies à 304 et 307 GHz donne $T_{\text{rot}}(\text{CH}_3\text{OH } 4_{12}/2_{12}) = 20.1 \pm 4.3 \text{ K}$. Les raies observées à 145 GHz au NRAO (Womack et al. 1996) donnent une valeur bien plus froide, mais cela n'est pas surprenant comme on le verra dans la période suivante. Les raies submillimétriques à 304/307 GHz donnent des valeurs de T_{rot} conservant bien la mémoire de la température de la région collisionnelle.

[3] Troisième période: Mai - Juillet 1996: $T = 25 \text{ K}$

A partir de cette période, les observations et détection de raies moléculaires dans Hale-Bopp sont bien plus nombreuses, et nous disposons d'un plus grand nombre de mesures de température de rotation:

14 mai:	$T_{\text{rot}}(\text{CH}_3\text{OH } 145 \text{ GHz (4 raies)}) =$	13.5 \pm 2.0 K	
15 juin:	$T_{\text{rot}}(\text{CH}_3\text{OH } 145 \text{ GHz (5 raies)}) =$	14.2 \pm 1.3 K	
17 juin:	$T_{\text{rot}}(\text{CH}_3\text{OH } 157 \text{ GHz (5 raies)}) =$	20.0 \pm 3.1 K	(figure 4.II.3.1d)
30 juin:	$T_{\text{rot}}(\text{CH}_3\text{OH } 4_{12}/2_{12} \text{ 304/307GHz}) =$	24.0 \pm 4.3 K	
25 juillet:	$T_{\text{rot}}(\text{CH}_3\text{OH } 4_{12}/2_{12} \text{ 304/307GHz}) =$	20.1 \pm 1.6 K	
29 juillet:	$T_{\text{rot}}(\text{CH}_3\text{OH } 4_{12}/2_{12} \text{ 304/307GHz}) =$	21.5 \pm 1.6 K	

Ces mesures sont en fait compatibles entre elles et avec la valeur adoptée de 25 K: en effet, comme le montre la figure 4.II.3.1a, l'équilibre de fluorescence est alors très froid (7 K à 145 GHz et 9 K à 157 GHz) mais il est atteint 4 fois plus près du noyau pour les raies à 145 GHz. Les raies à 157 GHz, comme celles à 304/307 GHz, observées au JCMT avec un lobe très comparable (15.7" contre 15.0", soit environ 35000km à la distance de la comète) sont donc un bien meilleur indicateur de la température de la zone thermique. Le modèle avec une température cinétique de 25 K donne des valeurs théoriques de $T_{\text{rot}} = 12.6, 20.5$ et 24.0 K à 145, 157 et 304/7 GHz respectivement. L'accord est remarquable, et suggère une incertitude inférieure à 5 K sur la valeur $T = 25 \text{ K}$.

Nous disposons aussi de mesures sur CO, mais avec des lobes différents:

16 juin:	$T_{\text{rot}}(\text{CO } 2/1) =$	17.9 \pm 4.4 K	(modèle: 25.1 K)
16/30 juin:	$T_{\text{rot}}(\text{CO } 3/2) =$	58 \pm 10 K	(modèle: 29.9 K) (si Q_{CO} est constant)
		37 \pm 4 K	(si Q_{CO} a augmenté en Rh^{-3})

Les observations des raies CO(3-2) au JCMT et CO(2-1) à l'IRAM étaient décalées de 15 jours. A titre indicatif les températures de rotation à l'équilibre de fluorescence sont: $T_{\text{rot}}(\text{CO } 3/2) = 63 \text{ K}$ et $T_{\text{rot}}(\text{CO } 2/1) = 380 \text{ K}$ (mais atteinte loin du noyau).

27/29 juillet: $T_{\text{rot}}(\text{CO } 4/3/2/1) = 30.5 \pm 2.1 \text{ K}$ (diagramme de rotation sur la figure 4.II.3.1b)

L'observation quasi simultanée de 4 raies de CO permet une mesure précise de T_{rot} (avec l'hypothèse du dégazage isotrope pour corriger des densités de colonne). Les lobes étaient en fait un peu différents, mais l'accord est assez bon: prises 2 à 2 les raies donnent des valeurs de $T_{\text{rot}} = 26 \pm 6 \text{ K}$ à $34 \pm 4 \text{ K}$. L'équilibre de fluorescence de CO, plus chaud que celui du méthanol, doit expliquer cette valeur un peu plus élevée. Les écarts résiduels peuvent aussi venir des taux de collisions différents pour les 2 molécules, associés à une température variable dans la coma (les "températures" mesurées sont celles des dernières collisions).

Figure 4.II.3.1c: 6 des 7 raies du méthanol observées dans Hale-Bopp le 29 septembre 1996 à l'IRAM

Figure 4.II.3.1d,e: Diagrammes de rotation pour les raies à 157 GHz du méthanol les 17 juin et 29 septembre 1996

Figure 4.II.3.1f: Raies à 145GHz du méthanol le 26 septembre 1996 dans la comète Hale-Bopp

Figure 4.II.3.1g: Diagramme de rotation correspondant à ces raies à 145 GHz du méthanol le 26 septembre

Deux raies de HCN ont été observées également, et permettent de mesurer une température de rotation:

$$\begin{array}{lll}
 16/30 \text{ juin:} & T_{\text{rot}}(\text{HCN } 4/1) = \mathbf{11.8 \pm 0.2 \text{ K}} & (\text{modèle: } 12.9 \text{ K}) \text{ (si } Q_{\text{HCN}} \text{ est constant)} \\
 & \mathbf{11.4 \pm 0.2 \text{ K}} & (\text{si } Q_{\text{HCN}} \text{ a augmenté en } \text{Rh}^{-3}) \\
 27/28 \text{ juillet:} & T_{\text{rot}}(\text{HCN } 4/1) = \mathbf{12.8 \pm 0.2 \text{ K}} & (\text{modèle: } 12.9 \text{ K}) \text{ (si } Q_{\text{HCN}} \text{ est constant)}
 \end{array}$$

Pour HCN, l'équilibre de fluorescence est très froid (niveau J=4 très peu peuplé, 300 fois moins qu'à 25K), et bien que la température de rotation soit mesurée avec une grande précision, elle est peu représentative de la zone thermique. Cependant l'intensité de la raie 4-3 est très sensible à la température de la zone thermique (La contribution au signal de la région à l'équilibre de fluorescence est négligeable): T = 20K donnerait précisément la valeur $T_{\text{rot}} = 11.8 \text{ K}$, si Q_{HCN} est resté constant du 16 au 30 juin.

Le taux de collisions joue aussi un grand rôle: le nombre de molécules de HCN sur le niveau J=4 est très dépendant de la taille de la zone collisionnelle. L'introduction de collisions avec des électrons "froids", montant à guère plus de 100K, suivant le modèle exposé dans le chapitre 2, permet d'optimiser l'adéquation entre les températures de rotation observées et celles prédites par le modèle, particulièrement pour les raies à 145GHz du méthanol, sans beaucoup changer les résultats en terme de taux de production. CO, du fait de la longue durée de vie des niveaux d'énergie, est insensible au taux de collisions (électrons et neutres): les niveaux d'énergie gardent longtemps la mémoire du dernier équilibre thermique; en contrepartie, la population sera assez sensible à la température.

[4] Quatrième période: Août - Septembre 1996: $T = 30 \text{ K}$

De nouvelles mesures précises de températures de rotation ont été obtenues pour cette période: les *figures 4.II.3.1c, e, f et g*, présentent un échantillon de spectres et diagrammes de rotation sur lesquels sont basées ces mesures.

15 août:	$T_{\text{rot}}(\text{CH}_3\text{OH } 145 \text{ GHz (5 raies)}) =$	$\mathbf{16.2 \pm 1.6 \text{ K}}$	
16 août:	$T_{\text{rot}}(\text{CH}_3\text{OH } 157 \text{ GHz (6 raies)}) =$	$\mathbf{24.9 \pm 2.2 \text{ K}}$	
15 septembre:	$T_{\text{rot}}(\text{CH}_3\text{OH } 4_{12}/2_{12} \text{ 304/307GHz}) =$	$\mathbf{24.2 \pm 1.5 \text{ K}}$	
22 septembre:	$T_{\text{rot}}(\text{CH}_3\text{OH } 4_{12}/2_{12} \text{ 304/307GHz}) =$	$\mathbf{20.5 \pm 1.9 \text{ K}}$	
26 septembre:	$T_{\text{rot}}(\text{CH}_3\text{OH } 157 \text{ GHz (6 raies)}) =$	$\mathbf{27.4 \pm 3.9 \text{ K}}$	
26 septembre:	$T_{\text{rot}}(\text{CH}_3\text{OH } 145 \text{ GHz (5 raies)}) =$	$\mathbf{15.2 \pm 0.6 \text{ K}}$	(<i>figures 4.II.3.1f et g</i>)
26 septembre:	$T_{\text{rot}}(\text{CH}_3\text{OH } 242 \text{ GHz (6 raies)}) =$	$\mathbf{25.1 \pm 2.2 \text{ K}}$	
29 septembre:	$T_{\text{rot}}(\text{CH}_3\text{OH } 157 \text{ GHz (7 raies)}) =$	$\mathbf{29.6 \pm 1.4 \text{ K}}$	(<i>figure 4.II.3.1c et e</i>)
6 octobre:	$T_{\text{rot}}(\text{CH}_3\text{OH } 4_{12}/2_{12} \text{ 304/307GHz}) =$	$\mathbf{29.9 \pm 1.8 \text{ K}}$	

La précision des observations des raies de CO(2-1) et CO(1-0) à l'IRAM à la mi-août ne permet pas de déduire une valeur fiable de la température de rotation de CO.

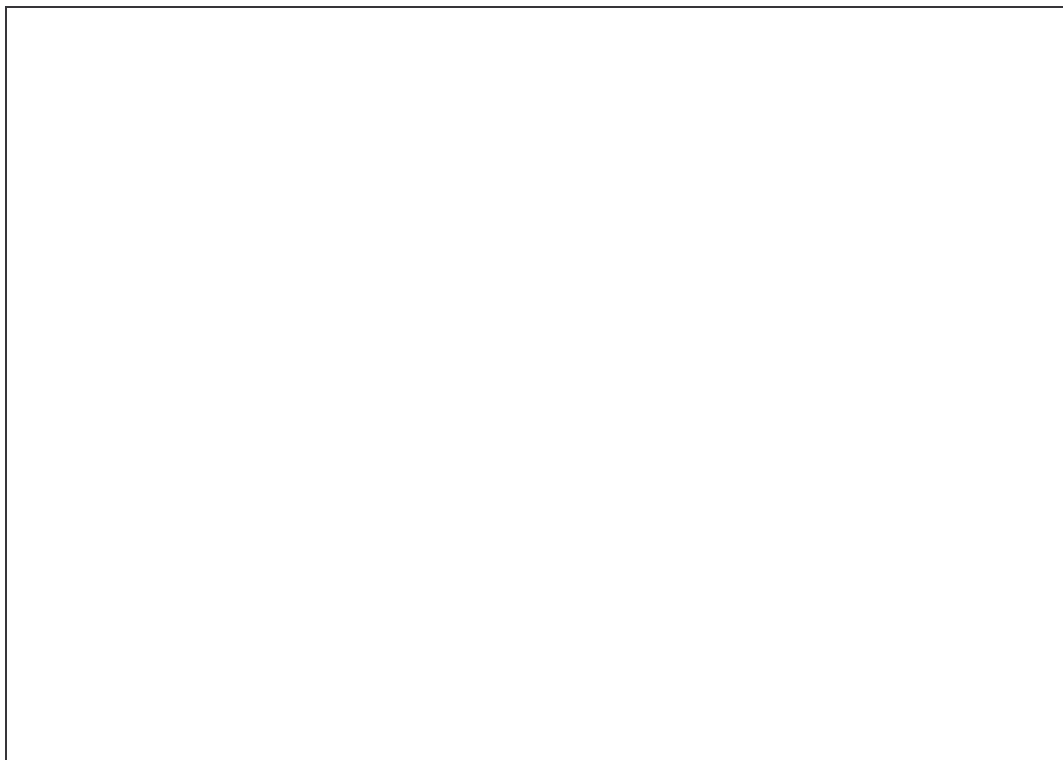
Une valeur de T de 5 K plus élevée pour cette période (soit 30 K), est à peu près représentative de l'augmentation de la température de rotation des raies du méthanol à 157GHz, qui sont un relativement bon "thermomètre". Le modèle adopté donne $T_{\text{rot}} = 14.9$ à 16.7 K (août/septembre) à 145GHz, 21.7 K à 242GHz, 26.5 à 28 K à 157GHz et 28 K à 304/307 GHz. Après cette période la température a continué de monter encore plus vite (50 K début novembre), ce qui suggère bien une loi de puissance représentée sur la *figure 4.II.3.1h*.

En résumé, la température est relativement bien contrainte durant ces périodes, avec un assez bon accord (pondéré par les effets de lobe et de variation temporelle) entre les données des diverses molécules.

Figure 4.II.3.1h: Mesures de températures de rotation (raies de CO et CH₃OH à 157 et 304/307 GHz) en fonction de la distance héliocentrique dans la comète Hale-Bopp.

Figure 4.II.3.2a: 2 séries de mesures encadrant la vitesse d'expansion: vitesse du pic et demi-largeur, pour les raies de CO et H₂S jusqu'au 6 octobre 1996.

II.3.2 Géométrie du dégazage



(Comète Hale-Bopp le 06-09-96 à 20h25 TU - T256mm x507 - champ 5' x 7', le Nord est en bas)

Vitesse d'expansion

Les premières observations de Hale-Bopp suggéraient beaucoup de similitude avec la comète 29P/S.W.1: à une distance héliocentrique comparable elles avaient le même taux de dégazage de CO, bien que Hale-Bopp fût en permanence bien plus riche en poussières. Le profil des premières raies de CO observées dans Hale-Bopp confirme que la vitesse d'expansion est proche de 0.5 km/s. A partir de mai 1996, les données sont plus nombreuses et avec de bons rapports signal sur bruit, permettant de préciser cette valeur autour de 0.55km/s: toutes les raies montrent un pic à -0.48 ± 0.01 km/s, qui ressort parfaitement sur les modèles de forme de raie à cette vitesse, à 0.03 km/s près au maximum. L'analyse de l'ensemble des profils de raie permet de contraindre la vitesse d'expansion pour la suite: la *figure 4.II.3.2b* montre un encadrement de sa valeur par la demi-largeur à mi-maximum des raies et la mesure de la vitesse au pic d'intensité. Ces mesures sont bien représentées par une loi de puissance de la distance héliocentrique, et leur moyenne (géométrique) donne une bonne estimation de la vitesse d'expansion: **1.03 (± 0.06) $R_h^{-0.45 (\pm 0.02)}$ km/s**. La table 4.II.3.2.1 donne les loi obtenues par optimisation par moindre carrés dans le cas des observations de CO seul, CO et H₂S (molécules volatiles) et les 4 principales molécules. Seules les données avec un bon rapport signal sur bruit ont été prises en compte.

Table 4.II.3.2.1: Comète Hale-Bopp: mesures de vitesses d'expansion à partir des profils de raies (Rh = 2.8 à 6.7)

Molécules prises en compte	Valeur minimum (pic)	Coefficient de corrélation	Valeur maximum (demi-largeur côté $v < 0$)	Coefficient de corrélation
CO	$0.92(\pm 0.09) R_h^{-[0.48 \pm 0.03]}$ km/s	0.823	$1.07(\pm 0.13) R_h^{-[0.38 \pm 0.03]}$ m/s	0.923

CO + H ₂ S	0.83(±.08) R _h ^[-0.41±.02] km/s	0.714	0.93(±.09) R _h ^[-0.40±.01] m/s	0.861
CO, H ₂ S, HCN et CH ₃ OH	0.84(±.05) R _h ^[-0.42±.02] km/s	0.617	1.26(±.08) R _h ^[-0.49±.02] m/s	0.864

Ouverture du jet et forme de raie: décalages Doppler

La forme et le décalage Doppler de la raie (moment d'ordre 1) permettent d'ajuster un modèle de jet. Il était difficilement acceptable d'utiliser un modèle à dégazage entièrement isotrope (sauf pour un dégazage à partir de grains) pour interpréter les raies asymétriques, bien que le résultat en terme de taux de productions soit peu modifié. Nous interprétons les observations avec un modèle de jet ouvert à 90° (dégazage sur l'hémisphère éclairé) jusqu'à fin avril 1996, puis sur 105° (15° d'extension côté nuit) à 120° en août. Les apparitions successives d'un nombre croissant de jets sur les images optiques sont aussi une raison pouvant expliquer l'extension croissante vers le côté nuit du dégazage de la comète. Avec une vitesse d'expansion fixée, la table 4.II.3.2.2 présente les contraintes déduites du décalage Doppler de différentes raies (jet seul).

Table 4.II.3.2.2: Comète Hale-Bopp: Décalage Doppler (en km/s) et ouverture du jet

Période	Raie utilisée	ΔV (observé) [km/s]	Angle de demi-ouverture du jet				V _{exp}
			75°	90°	105°	120°	
Sept.-Oct. 1995	CO(2-1)	-0.34 ±0.04	-0.37	-0.32	-0.27	-0.21	0.5 km/s
Mars-Avril 1996	CO(3-2)	-0.31 ±0.05	-0.38	-0.32	-0.27	-0.21	0.5 km/s
Juin 1996	CO(2-1)	-0.29 ±0.01	-0.40	-0.35	-0.28	-0.22	0.55km/s
Juin 1996	H ₂ S	-0.15 ±0.01	-0.34	-0.26	-0.19	-0.13	0.55km/s
Mai -Juin 1996	HCN(1-0)	-0.21 ±0.01	-0.41	-0.35	-0.29	-0.22	0.55km/s
Juin 1996	CH ₃ OH 145GHz	-0.23 ±0.02	-0.42	-0.37	-0.32	-0.26	0.55km/s

Les raies de CO sont superposées au modèle sur la *figure 4.II.3.2f*: on y retrouve l'accord sur le décalage de la raie et la justification du choix de la vitesse d'expansion. L'accord sur la forme globale est presque limité par le rapport signal sur bruit, sauf pour les observations de juin 1996, qui montrent peut-être un léger désaccord pour la partie à vitesse positive, qui est davantage marqué pour les autres raies moléculaires. En juin 1996, on pourrait interpréter la forme de la raie de CO avec un jet de 105° seul, mais en y ajoutant une source isotrope pour les autres molécules, dont la contribution au signal doit être de 20 (±5)% pour H₂S, 28(±4)% pour HCN et 28(±6)% pour CH₃OH pour obtenir le décalage observé (Table 4.II.3.2.2). Si cette source correspond à un dégazage proche du noyau, il est peu utile de la considérer dans le calcul des taux de production avec le modèle choisi (résultats peu modifiés): nous utiliserons donc un modèle de jet seul.

Le jet sera orienté vers l'observateur: la modélisation en est plus simple et l'angle de phase (angle entre la direction solaire et celle de la terre) de Hale-Bopp n'a pas excédé 18° pendant toutes les observations. Cependant, les images visibles montrent clairement des asymétries (jet de poussières orienté vers le Nord principalement, d'août 1995 à novembre 1996). Quelques cartographies sommaires ont été réalisées en raies moléculaires. Les données de septembre 1996 (*figures 4.II.3.2b,c,d et e*), comme celles de juin - août, montrent aussi des excès d'intensité dans une direction privilégiée:

14-17 juin	(CO(2-1)):	+ 80% vers PA = 310 environ]
14 juin	(H ₂ S):	+ 40% vers PA = 330 environ](Soleil vers P.A. = 63°)
16 juin	(CS(3-2)):	+100% vers PA = 340 environ]

15 juin	(HCN(1-0)):	+ 40% vers PA = 340 environ]
1-2 juillet	(CO(3-2)):	+100% vers PA = 40 environ	(Soleil vers P.A. ≈
14 août	(H ₂ S):	+100% vers PA = 30 environ	(Soleil vers P.A. =

10°)

283°)

Figure 4.II.3.2b: Carte de la raie HCN(1-0) le 30 septembre à l'IRAM, à partir de 14 points d'observations (aires des raies inscrites sur la carte). Chaque niveau correspond à 0.050 Kkm/s (1σ)

Figure 4.II.3.2c: Carte de la partie décalée vers le bleu de la raie HCN(1-0) (toujours 9/8 des 2 composantes principales) Chaque niveau correspond à 0.033 Kkm/s (1σ). (Le soleil est vers P.A. = 268° (Ouest), à droite)

Figure 4.II.3.2d: Carte de la raie H_2S à 169 GHz le 30 septembre à l'IRAM, à partir de 14 points d'observations (aires des raies inscrites sur la carte). Chaque niveau correspond à 0.100 Kkm/s (1σ)

Figure 4.II.3.2e: Carte de la partie décalée vers le bleu de la raie H_2S . Chaque niveau correspond à 0.067 Kkm/s (1σ).
(Le soleil est vers P.A. = 268° (Ouest), à droite)

Figure 4.II.3.2f: Superposition des raies calculées avec les modèles de jets aux premières observations des raies de CO(2-1) à l'IRAM et CO(3-2) au JCMT dans la comète Hale-Bopp.

Ces valeurs sont préliminaires et nécessitent au moins d'être précisées après correction des erreurs d'éphémérides et de pointage (et alignement des récepteurs à l'IRAM). Nous ne chercherons pas une modélisation détaillée de l'orientation du ou des jets dans le plan du ciel et par rapport à la ligne de visée (ce qui a été fait pour 109P/Swift-Tuttle). Cependant les taux de productions ne devraient pas trop en dépendre. Ces données seront à rapprocher des observations visibles qui montrent un jet dans une direction assez proche. Les figures 4.II.3.2b et c, et 4.II.3.2d et e montrent des cartes d'isophotes interpolées à partir des cartes du 30 septembre à l'IRAM: chaque niveau correspond à 1σ . Elles mettent bien en évidence l'anisotropie spatiale du dégazage, plus marqué sur la raie entière que sur sa partie décalée vers le bleu (correspondant à un jet vers la terre).

Les taux de production seront calculés avec le modèle de dégazage ainsi déterminé, en calculant le taux de collision à partir du taux de dégazage total (CO +H₂O) et l'ouverture du jet. Pour un modèle d'excitation isotrope, cela revient à considérer un taux de dégazage équivalent pour le calcul de la densité dans le cadre du modèle de Haser, avec $Q_{\text{total}}/\Omega_{\text{jet}} = Q_{\text{équivalent}}/4\pi$. Les valeurs pour les différentes périodes sont exposées dans la table 4.II.3.2.3.

Table 4.II.3.2.3: Evolution des paramètres des modèles pour C/1995 O1 Hale-Bopp

Période	Vitesse d'expansion	Ouverture du Jet	Q _{équivalent}	Température
Sept.-Oct. 1995	0.50 km/s	90°	5.10 ²⁸ moléc./s	10 K
Nov.-Déc. 1995	0.50 km/s	90°	10.10 ²⁸ moléc./s	15 K
Mars-Avril 1996	0.50 km/s	90°	15.10 ²⁸ moléc./s	20 K
Mai 1996	0.55 km/s	105°	20.10 ²⁸ moléc./s	20 K
Juin 1996	0.55 km/s	105°	35.10 ²⁸ moléc./s	25 K
Juillet 1996	0.55 km/s	105°	45.10 ²⁸ moléc./s	25 K
Août 1996	0.60 km/s	120°	50.10 ²⁸ moléc./s	30 K
Sept.-Oct. 1996	0.60 km/s	120°	80.10 ²⁸ moléc./s	30 K

Dégazage à partir des grains

A plus de 3 ou 4 UA du soleil, la température du noyau d'une comète est trop faible pour permettre la sublimation de la glace d'eau. Les grains de poussières sont chauffés beaucoup plus efficacement que la surface du noyau. Les observations infrarouges ont effectivement montré des températures de l'ordre de 160 à 170 K pour les grains contre 130 K attendus à 4.6 UA pour un corps noir (noyau) à l'équilibre thermique (Crovisier et al. 1996). Les détections des molécules moins volatiles que CO à une telle distance pourraient s'expliquer par un dégazage à partir de grains. Cette hypothèse avait été invoquée pour interpréter la détection de OH, en ultraviolet, à plus de 4 UA du soleil dans la comète Bowell en 1980-1982 (A'Hearn et al. 1984).

Certains modèles (Delsemme 1982) donnent une limite supérieure des taux de production de 3 10²⁴ moléc./s à 4.5 UA pour de la glace d'eau pure et 1.2 10²⁹ moléc./s pour du méthanol pur se sublimant à partir de la surface d'un noyau de 40km de diamètre entièrement actif. Pour l'eau, c'est 4 ordres de grandeur en dessous de la valeur observée. Pour le méthanol, le taux de production observé nécessite plus de 4% de surface active, mais il est sans doute mélangé à la glace d'eau et donc bien moins volatil. De plus la glace d'eau a été détectée en infrarouge à l'automne 1995 et Hale-Bopp présente un halo de grains très important (taux de production de

poussières ou grains très élevé): c'est un argument supplémentaire en faveur de l'hypothèse de la sublimation à partir des grains.

D'autre part, la durée de vie des grains de glace dépend de la distance héliocentrique, et diminue quand la comète se rapproche du soleil: on peut donc s'attendre à voir une évolution vers un dégazage directement à partir du noyau, comme suggéré par Jewitt et al. (1996). Cette évolution pourrait être mise en évidence sur le profil des raies.

L'analyse des formes des raies autour du 15 juin, par comparaison à celles de CO, suggérerait que 20 à 30% du signal des autres molécules peut venir d'une source isotrope. Cette analyse est complétée par l'évolution du décalage Doppler moyen des raies du méthanol, de CO et de HCN en fonction du temps (*figure 4.II.3.2.g*)

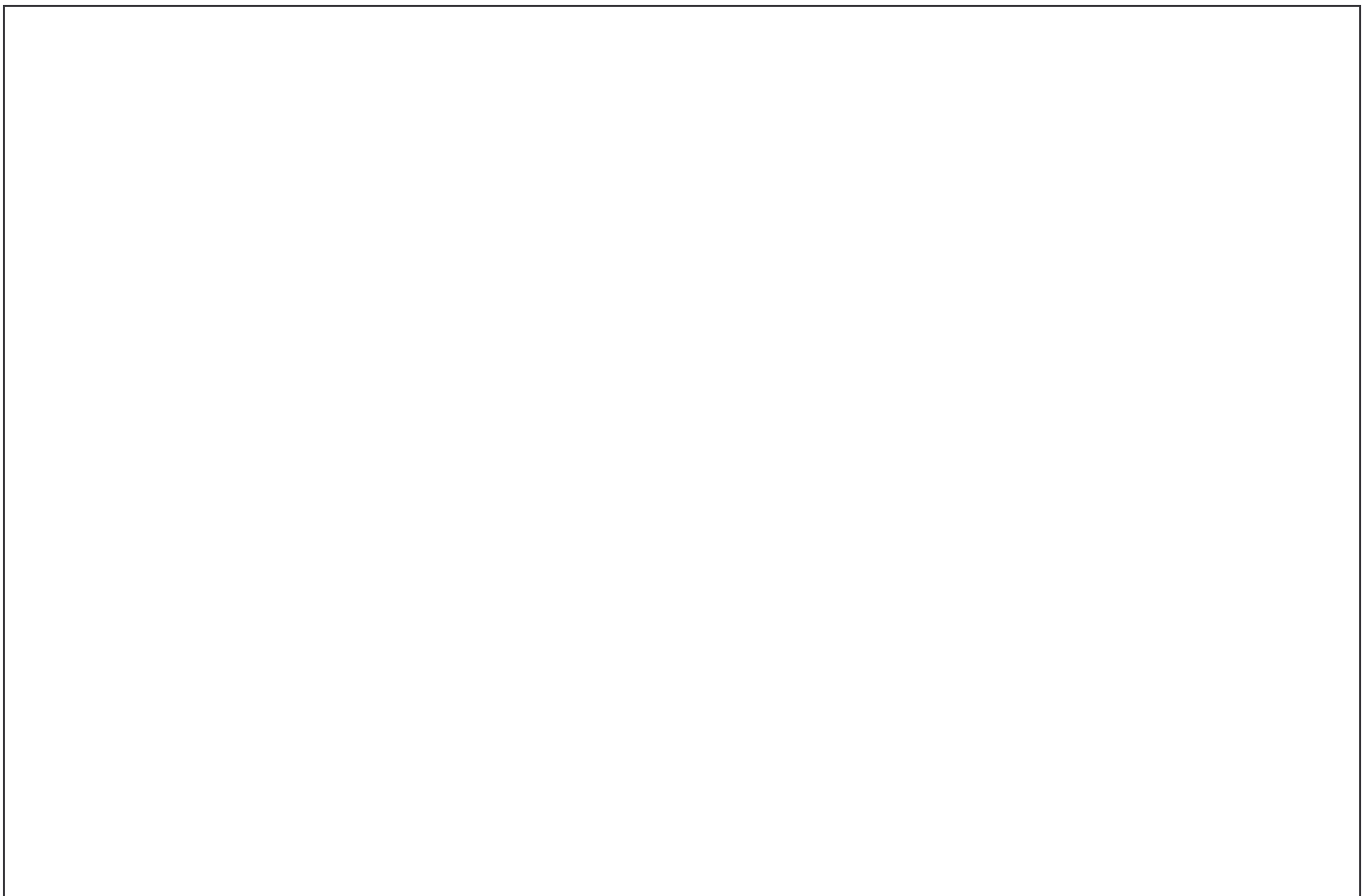


Figure 4.II.3.2.g: Evolution du décalage Doppler moyen des raies de CO, CH₃OH et HCN dans la comète Hale-Bopp.

Entre 5 et 3.6 UA du soleil, on voit se réduire progressivement l'écart du décalage Doppler moyen des raies du méthanol par rapport à celui de CO. Il est interprété avec une composante symétrique additionnelle dont la contribution passe de près de 100% à $R_h > 5$ UA à moins de 20% pour $R_h < 4$ UA.

Les molécules venant de la sublimation des grains auraient une distribution de vitesse relativement isotrope: la vitesse moyenne des grains est inférieure à 50 m/s (Sekanina 1995) et les molécules libérées à 160 K pourrait avoir une distribution de vitesses maxwellienne de 500 à 600 m/s de large. En l'absence de collisions importantes, on peut donc considérer l'émission à partir des grains comme celle d'une source isotrope dont la raie

observée est quasiment symétrique par rapport à la vitesse 0: sa largeur est dix fois plus importante que le décalage moyen de la raie, si les grains sont émis dans un jet bien collimaté vers la Terre.

Mais quand la comète se rapproche du soleil, la sublimation des grains va se faire de plus en plus dans la zone collisionnelle près du noyau, où la vitesse d'expansion moyenne est celle du gaz ($\geq 500\text{m/s}$) car la durée de vie des grains diminue, et la taille de la zone collisionnelle augmente. Ainsi du 15 mars au 15 juin, le flux solaire a été multiplié par 1.55, et le taux de dégazage ($\text{CO} + \text{H}_2\text{O}$) par 3 (2 si H_2O est encore produit entièrement à l'extérieur de la zone collisionnelle): soit une sensibilité aux collisions accrue d'un facteur 3 à 5. Lorsque la sublimation des grains se fait de plus en plus près du noyau, la distribution de vitesse des molécules libérées est de plus en plus modifiée par les collisions avec le gaz venant directement du noyau, jusqu'à prendre la même distribution de vitesse que celle du jet de CO .

On peut définir la taille de la zone collisionnelle par:

$$\text{Libre Parcours Moyen} = \text{distance au noyau} \Rightarrow R_{\text{col.}} = \frac{\sigma_c v_{\text{th}} Q_{\text{gaz}}}{4\pi v_{\text{exp}}^2} \quad (v_{\text{th}} = 0.2 \text{ km/s à } 30\text{K})$$

Dans cette étude préliminaire du mécanisme d'émission gazeuse à partir de la sublimation de grains, on interprète donc les formes des raies par 2 composantes d'origine différente: l'une "jet" correspond au signal venant des molécules libérées dans la zone collisionnelle ou directement de la surface du noyau; l'autre source, étendue et "isotrope", correspond aux molécules libérées par les grains loin du noyau.

Dans l'étude suivante nous examinons l'influence d'une source étendue sur le calcul des taux de production. Autour du 1^{er} mai 1996, on a vu que la moitié du méthanol pourrait venir de l'extérieur de la zone collisionnelle ("source isotrope"), donc la source étendue pourrait avoir une longueur d'échelle de l'ordre de la taille de la zone collisionnelle (R_{col}) soit environ 10000 km. Dans le cas où tout le gaz vient de cette source étendue, il faudrait corriger les taux de production déduit des observations de:

$\text{CO}(2-1)$:	d'un facteur	+ 50% à 2"	+15% à 10" d'offset
$\text{CO}(1-0)$:		+ 30% à 2"	+23% à 10"
$\text{HCN}(1-0)$:		+ 15% à 2"	
$\text{HCN}(4-3)$:		+100%	
$\text{CH}_3\text{OH } 145 \text{ GHz}$		+ 25%	
H_2S		+ 40% à 3"	+20% à 10"

Avec une distribution de densité Haser équivalent, basée sur une vitesse d'expansion de 0.55km/s pour toutes les molécules.

Autour du 15 juin, si la source étendue contribue à moins de 30% du signal, au pire, nous sous-estimons les taux de production de 15%, (30% pour $\text{HCN}(4-3)$ observée au JCMT). Mais, plus précisément, la distribution de densité des molécules au-delà de la zone collisionnelle devrait être différente: la source étendue, de longueur d'échelle 10000 km, aurait une vitesse d'expansion bien plus faible (0.05 km/s, vitesse des grains), et les molécules seraient éjectées avec une vitesse de l'ordre de 0.3 km/s, (pour des grains à 160 K). A 4 UA la durée de vie des molécules est très longue, et dans l'approximation "Haser équivalent" de Combi and Delsemme (1980), la vitesse d'expansion équivalente des molécules filles resterait très proche de la valeur 0.3 km/s, pour une longueur d'échelle équivalente de la source étendue réduite à moins de 2000 km. Dans ce cas, au contraire, il faudrait réduire d'environ 40% les taux de production, par rapport à un modèle de molécule mère issue du noyau

à 0.55 km/s. Cela réduirait les taux de production de 15% au maximum en juin 1996, pour les molécules autres que CO.

En dehors des asymétries de dégazage, la distribution observée sur les poses décalées de juin 1996 (à 2", 10" et 15") est représentable par une source étendue 4000 ± 4000 km de longueur d'échelle, en moyenne sur les 4 molécules cartographiées. Mais les poses à 20" sur CO(3-2) au JCMT ne confirment pas de source étendue pour CO (ce qui est attendu dans la mesure où CO serait le gaz qui se sublime directement à partir du noyau en entraînant les grains).

II.4 Evolution des taux de production

II.4.1 CO et OH

Table 4.II.4.1: Comète Hale-Bopp: Taux de production de CO

Date	Rh (UA)	Raie (CO) utilisé	Taux de production	Remarque
16-23/08/95	6.91	J2-1 (IRAM)	$3.6 \pm 1.0 \cdot 10^{28}$ moléc./s	
5- 7/09/95	6.76	J2-1 (JCMT)	$2.1 \pm 0.4 \cdot 10^{28}$ moléc./s	
19-20/09/95	6.65	J2-1 (JCMT)	$2.5 \pm 0.3 \cdot 10^{28}$ moléc./s] $2.4 \pm 0.2 \cdot 10^{28}$ moléc./s
20-21/09/95	6.64	J2-1 (IRAM)	$2.8 \pm 0.3 \cdot 10^{28}$ moléc./s	
27-28/09/95	6.58	J2-1 (IRAM)	$2.0 \pm 0.4 \cdot 10^{28}$ moléc./s	
16.1 /10/95	6.41	J2-1 (JCMT)	$4.2 \pm 0.7 \cdot 10^{28}$ moléc./s	
20-22/10/95	6.37	J2-1 (IRAM)	$3.2 \pm 0.5 \cdot 10^{28}$ moléc./s	
30.2 /10/95	6.29	J2-1 (JCMT)	$4.5 \pm 0.9 \cdot 10^{28}$ moléc./s	
13.1 /11/95	6.17	J2-1 (JCMT)	$5.1 \pm 1.0 \cdot 10^{28}$ moléc./s	
9-10/12/95	5.93	J2-1 (NRAO)	$2.8 \pm 0.2 \cdot 10^{28}$ moléc./s	
20.2 /12/95	5.84	J3-2 (JCMT)	$4.1 \pm 1.4 \cdot 10^{28}$ moléc./s	
10.8 /02/96	5.34	J3-2 (JCMT)	$4.2 \pm 0.5 \cdot 10^{28}$ moléc./s	
16.8 /03/96	5.00	J3-2 (JCMT)	$5.1 \pm 0.6 \cdot 10^{28}$ moléc./s	
05.6 /04/96	4.81	J3-2 (JCMT)	$5.2 \pm 0.8 \cdot 10^{28}$ moléc./s	
14-15/05/96	4.41	J2-1 (IRAM)	$7.0 \pm 0.7 \cdot 10^{28}$ moléc./s	
14.0 /06/96	4.10	J2-1 (IRAM)	$10.2 \pm 0.3 \cdot 10^{28}$ moléc./s] $10.0 \pm 0.3 \cdot 10^{28}$ moléc./s
15.1 /06/96	4.09	J2-1 (IRAM)	$9.6 \pm 0.3 \cdot 10^{28}$ moléc./s	
16.0 /06/96	4.08	J2-1 (IRAM)	$8.5 \pm 0.5 \cdot 10^{28}$ moléc./s	
17.1 /06/96	4.07	J2-1 (IRAM)	$10.7 \pm 0.5 \cdot 10^{28}$ moléc./s	
14-17/06/96	4.08	J2-1 (IRAM) à 10"	$11.6 \pm 0.5 \cdot 10^{28}$ moléc./s] $11.2 \pm 0.2 \cdot 10^{28}$ moléc./s
16.0 /06/96	4.08	J1-0 (IRAM)	$11.0 \pm 1.7 \cdot 10^{28}$ moléc./s	
30.4 /06/96	3.94	J3-2 (JCMT)	$11.7 \pm 0.9 \cdot 10^{28}$ moléc./s] $11.2 \pm 0.2 \cdot 10^{28}$ moléc./s
1.4 /07/96	3.93	J3-2 (JCMT)	$10.7 \pm 0.7 \cdot 10^{28}$ moléc./s	
2.4 /07/96	3.91	J3-2 (JCMT)	$12.6 \pm 0.7 \cdot 10^{28}$ moléc./s	
1-02/07/96	3.92	J3-2 (JCMT) à 10"	$10.5 \pm 0.5 \cdot 10^{28}$ moléc./s] $12.7 \pm 0.6 \cdot 10^{28}$ moléc./s
1-02/07/96	3.92	J3-2 (JCMT) à 20"	$11.8 \pm 2.2 \cdot 10^{28}$ moléc./s	
27.9 /07/96	3.64	J1-0 (IRAM)	$12.2 \pm 1.2 \cdot 10^{28}$ moléc./s] $12.7 \pm 0.6 \cdot 10^{28}$ moléc./s
27.9 /07/96	3.64	J2-1 (IRAM)	$12.2 \pm 0.3 \cdot 10^{28}$ moléc./s	
28.3 /07/96	3.62	J3-2 (JCMT)	$12.4 \pm 1.0 \cdot 10^{28}$ moléc./s	
29.4 /07/96	3.61	J3-2 (JCMT)	$13.3 \pm 0.8 \cdot 10^{28}$ moléc./s	
29.3 /07/96	3.61	J4-3 (JCMT)	$16.7 \pm 2.5 \cdot 10^{28}$ moléc./s] $14.6 \pm 1.8 \cdot 10^{28}$ moléc./s
13.8 /08/96	3.44	J2-1 (IRAM)	$16.0 \pm 0.6 \cdot 10^{28}$ moléc./s	
13.9 /08/96	3.44	J2-1 (IRAM) à 10"	$15.1 \pm 1.7 \cdot 10^{28}$ moléc./s	
14.8 /08/96	3.43	J1-0 (IRAM)	$11. \pm 4. \cdot 10^{28}$ moléc./s	
14.8 /08/96	3.43	J2-1 (IRAM)	$12.4 \pm 1.1 \cdot 10^{28}$ moléc./s	

15.8 /08/96	3.42	J2-1 (IRAM)	$12.8 \pm 1.0 \cdot 10^{28}$ moléc./s]
15.2 /09/96	3.07	J3-2 (JCMT)	$19.1 \pm 0.5 \cdot 10^{28}$ moléc./s]
25-30/09/96	2.92	J2-1 (IRAM)	$17.4 \pm 0.2 \cdot 10^{28}$ moléc./s]
6.2 /10/96	2.83	J3-2 (JCMT)	$18.6 \pm 0.8 \cdot 10^{28}$ moléc./s]

$17.9 \pm 1.8 \cdot 10^{28}$ moléc./s

Figure 4.II.4.1: Evolution des taux de production de CO et OH en fonction de la distance héliocentrique, pour la comète Hale-Bopp. (Diagramme en échelle logarithmique sur les 2 axes: R_h varie de 7.1 à 2.5 UA).

Figure 4.II.4.2: Evolution des taux de production des autres espèces, pour la comète Hale-Bopp.

La Table 4.II.4.1 présente l'évolution des taux de production de CO déduits des observations, en fonction de la distance héliocentrique. Un ajustement des données jusqu'à août 1996 par les moindres carrés

donnait: $Q_{CO} = \frac{5.510^{30}}{R_h^{2.85}}$ (moléc./s), avec un coefficient de corrélation de 0.98.

Extrapolée au périhélie, cette expression donnerait un taux de production impressionnant de près de 7.10^{30} moléc./s. Les données plus récentes ne confirment pas cette tendance. Une évolution plus "normale" (proportionnelle à l'intensité reçue) en R_h^{-2} donnerait, à partir des dernières observations, $Q_{CO} = 2.10^{30}$ moléc./s au périhélie, ce qui est tout de même exceptionnel. L'intérêt de l'étude de cette molécule vient de ce que jusqu'à juin 1996, le dégazage de CO s'est révélé comme étant la principale source d'activité de la comète et permet d'expliquer la grande quantité de poussières observée. La première détection d'août 1995 est trop marginale pour être sérieusement prise en compte, mais donne au moins une limite supérieure à cette période.

Pour l'étude des variations temporelles entre 3.5 et 6.5 UA du soleil, les molécules de CO ont une durée de vie quasi infinie (plusieurs mois), mais elles peuvent sortir du lobe en un peu moins d'une journée. Les observations sont sensibles à des molécules d'âge moyen de 0.3 jours, ce qui exclut d'enregistrer des variations importantes à plus court terme. Le suivi de l'évolution journalière (20-28 septembre 1995, 14-17 et 30-32 juin 1996) n'a pas montré de tendance très significative à court terme.

La *figure 4.II.4.1* présente l'ensemble des mesures des taux de production de CO (avec les mesures de OH à Nançay) en fonction de la distance héliocentrique dans un diagramme en échelles logarithmiques: jusqu'au début octobre 1996, ces évolutions sont assez bien représentées par des lois de puissance, mais d'exposants différents ($R_h^{-2.0}$ pour CO (jusqu'au 6 octobre 1996) et $R_h^{-5.8}$ pour OH).

II.4.2 HCN et CH₃OH

La *figure 4.II.4.2* présente l'évolution des taux de production des espèces mineures en fonction de la distance héliocentrique ($R_h = 7.1$ à 2.5 UA, en échelle logarithmique): il apparaît clairement que les évolutions sont différentes d'une espèce à l'autre. Si on prend en compte les premières mesures ou limites supérieures pour HCN et CH₃OH, le taux de production a peut-être aussi augmenté bien plus vite entre $R_h = 7.1$ et $R_h = 5.0$ ($\log(R_h) = 0.85$ à 0.70): la distance de sublimation des glaces pures de chacun de ces éléments est de l'ordre de 6 UA (Yamamoto et al. 1985).

Taux de production de HCN

La raie J=1-0 est la plus facile à détecter car, à grande distance héliocentrique, l'équilibre de fluorescence est très froid (5K). Dans l'hypothèse où HCN est produit dans la zone collisionnelle (à moins de 10000km du noyau), le niveau J = 4 de HCN se comporte un peu comme une molécule de durée de vie très courte (désexcitation spontanée en 500 s, presque sans pompage infrarouge). L'intensité de la raie J=4-3 est très sensible à la taille de la zone collisionnelle: à 30000km, soit un lobe de 13.5", la population du niveau J=4 a décré d'un facteur 10, avec le modèle adopté. Les taux de production déduit des observations de la raie HCN(4-3) seront bien plus sensibles aux modèles, que ceux calculés à partir des observations de la raie HCN(1-0) (50% des molécules sont sur le niveau J = 1 à l'équilibre de fluorescence):

$$\begin{aligned} \pm 5 \text{ K sur } T_c & \Rightarrow \pm 30\% \text{ sur } Q_{\text{HCN}} \text{ (HCN4-3)} & \pm 3\% \text{ sur } Q_{\text{HCN}} \text{ (HCN1-0)} \\ \pm 40\% \text{ sur le taux de collisions} & \Rightarrow \pm 11\% \text{ sur } Q_{\text{HCN}} \text{ (HCN4-3)} & \pm 2\% \text{ sur } Q_{\text{HCN}} \text{ (HCN1-0)} \end{aligned}$$

La table 4.II.4.2.1 présente les taux de production de HCN calculés à partir des observations des raies de HCN. Les fluctuations du signal de HCN(4-3) sont plus importantes que dans le cas de HCN(1-0) (table 4.II.2.1): elles peuvent être en partie liées à des variations temporelles des conditions d'excitation.

Table 4.II.4.2.1: Comète Hale-Bopp: Taux de production de HCN

Date	Rh (UA)	Raie (HCN) utilisé	Taux de production	Remarque
28.8/09/95	6.63	J1-0 (IRAM)	$< 1.3 \cdot 10^{26}$ moléc./s	$Q_{\text{CN}} = 0.6 \pm 0.3 \cdot 10^{26}$
08.6/04/96	4.78	J4-3 (JCMT)	$4.8 \pm 0.6 \cdot 10^{26}$ moléc./s	$\pm 1.0 \cdot 10^{26}$ (modèles)
14.3/05/96	4.42	J1-0 (IRAM)	$5.0 \pm 0.5 \cdot 10^{26}$ moléc./s	
15.0/06/96	4.09	J1-0 (IRAM)	$5.9 \pm 0.3 \cdot 10^{26}$ moléc./s] moyenne =] $7.0 \pm 0.2 \cdot 10^{26}$ moléc./s]
16.2/06/96	4.08	J1-0 (IRAM)	$6.5 \pm 0.5 \cdot 10^{26}$ moléc./s	
17.0/06/96	4.07	J1-0 (IRAM)	$7.9 \pm 0.2 \cdot 10^{26}$ moléc./s	
15-17/06/96	4.08	J1-0 (IRAM) à 10"	$7.1 \pm 0.3 \cdot 10^{26}$ moléc./s	
30-32/06/96	3.93	J4-3 (JCMT)	$6.3 \pm 0.2 \cdot 10^{26}$ moléc./s	$\pm 1.2 \cdot 10^{26}$ (modèles)
26.8/07/96	3.64	J1-0 (IRAM)	$6.0 \pm 0.2 \cdot 10^{26}$ moléc./s] $5.9 \pm 0.2 \cdot 10^{26}$]
28.4/07/96	3.62	J4-3 (JCMT)	$5.7 \pm 0.2 \cdot 10^{26}$ moléc./s	
28.4/07/96	3.62	J4-3 (JCMT) à 10"	$6.0 \pm 0.5 \cdot 10^{26}$ moléc./s	
2.2/08/96	3.57	J3-2 (CSO)	$9.3 \pm 0.3 \cdot 10^{26}$ moléc./s	
13.8/08/96	3.44	J1-0 (IRAM)	$8.9 \pm 0.2 \cdot 10^{26}$ moléc./s] $9.3 \pm 0.2 \cdot 10^{26}$]
13.9/08/96	3.44	J1-0 (IRAM) à 10"	$9.1 \pm 0.9 \cdot 10^{26}$ moléc./s	
15.8/08/96	3.42	J1-0 (IRAM)	$10.4 \pm 0.3 \cdot 10^{26}$ moléc./s	
15.3/09/96	3.07	J4-3 (JCMT)	$13.2 \pm 2.1 \cdot 10^{26}$ moléc./s] $10.3 \pm 1.0 \cdot 10^{26}$]
28. /09/96	2.92	J1-0 (IRAM)	$10.1 \pm 0.7 \cdot 10^{26}$ moléc./s	
6.3/10/96	2.83	J4-3 (JCMT)	$9.8 \pm 0.5 \cdot 10^{26}$ moléc./s	

Remarque: La comparaison à CN (Fitzsimmons et al. 1996, valeur mesurée le 30 août), montre que HCN peut bien être le parent principal et qu'en septembre nous n'étions peut-être pas si loin de la détection.

Taux de production de CH₃OH

Mis à part des conditions d'excitation assez différentes (due à la structure moléculaire), le méthanol présente un comportement assez semblable à HCN: température de sublimation très voisine (95 K) et durée de vie voisine. Les premières détections ont été faites à la même période (début avril vers Rh = 4.9 UA), mais auraient pu être faites plus tôt (détection marginale de CH₃OH à l'automne, CN détecté fin août 1995). Le

rapport CH₃OH /HCN évolue d'ailleurs assez peu. La table 4.II.4.2.2 présente les taux de production du méthanol jusqu'au début d'octobre 1996.

Table 4.II.4.2.2: Comète Hale-Bopp: Taux de production de CH₃OH

Date	Rh (UA)	Raies utilisées	Taux de production*	Remarque	CH ₃ OH/HCN
28-57/09/95	6.45	145 GHz (3 raies)	$1.0 \pm 0.2 \cdot 10^{27}$ moléc./s	(à partir de la somme)	$> 7.7 \pm 1.6$
26.9/02/96	5.19	304/307 GHz	$< 3.5 \cdot 10^{27}$ moléc./s		
17-37/03/96	4.91	304/307 GHz	$2.3 \pm 0.3 \cdot 10^{27}$ moléc./s		4.8 ± 0.9
14.3/05/96	4.42	145 GHz (4 raies)	$5.7 \pm 1.0 \cdot 10^{27}$ moléc./s] * : l'incertitude tient compte de la dispersion des différentes raies	11.4 ± 2.3
15.0/06/96	4.09	145 GHz (5 raies)	$6.1 \pm 0.7 \cdot 10^{27}$ moléc./s		10.3 ± 1.3
15.0/06/96	4.09	145 GHz (3 r. à 10")	$6.0 \pm 0.9 \cdot 10^{27}$ moléc./s		9.5 ± 1.3
17.0/06/96	4.07	157 GHz (5 raies)	$7.5 \pm 1.0 \cdot 10^{27}$ moléc./s		10.3 ± 2.3
30.5/06/96	3.93	304/307 GHz	$6.1 \pm 0.5 \cdot 10^{27}$ moléc./s		
25.3/07/96	3.66	304/307 GHz	$7.1 \pm 0.6 \cdot 10^{27}$ moléc./s] $7.2 \pm 0.9 \cdot 10^{27}$ moléc./s	12.2 ± 1.6
25.3/07/96	3.66	304/307 GHz à 10"	$7.8 \pm 2.4 \cdot 10^{27}$ moléc./s		
29.5/07/96	3.61	304/307 GHz	$9.3 \pm 0.6 \cdot 10^{27}$ moléc./s] $9.1 \pm 0.6 \cdot 10^{27}$ moléc./s	15.4 ± 1.1
29.5/07/96	3.61	304/307 GHz à 10"E	$8.4 \pm 1.4 \cdot 10^{27}$ moléc./s		
14.8/08/96	3.43	145 GHz (5 raies)	$11.1 \pm 1.4 \cdot 10^{27}$ moléc./s] $11.3 \pm 0.9 \cdot 10^{27}$ moléc./s	12.2 ± 1.0
15.9/08/96	3.42	157 GHz (6 raies)	$11.5 \pm 0.9 \cdot 10^{27}$ moléc./s		
16-36/09/96	2.92	(22 raies)	$14.9 \pm 2.5 \cdot 10^{27}$ moléc./s	(143 à 307 GHz)	14.5 ± 2.8

II.4.3 Autres molécules

La table 4.II.3.1 présente les taux de production de H₂S, H₂CO, CS et CH₃CN et les limites supérieures pour d'autres molécules. Les données pour CH₃CN ont été calculées en utilisant un modèle thermique.

H₂S n'a été détectée que tardivement: en mai 1996 (Woodney et al. 1996). C'est pourtant une des molécules les plus volatiles après CO: il est probable qu'elle aurait été détectable bien plus tôt. A 4 UA du soleil, elle est surabondante d'un ordre de grandeur par rapport à CO, HCN et CH₃OH: elle est donc peut-être moins retenue dans les glaces du noyau. Cependant la raie observée en juin est un peu plus symétrique que celle de CO, ce qui pourrait signifier que H₂S ne vient pas entièrement du noyau, ou qu'elle n'en vient pas de la même manière que CO. Avec une évolution du taux de production en Rh⁻² à Rh⁻⁴ elle aurait été détectable à l'IRAM dès décembre 1995, et le suivi de l'évolution post-périhélique du taux de production de cette molécule pourrait contraindre son mécanisme de sublimation.

Le formaldéhyde, en principe aussi volatil, semble au contraire être presque sous abondant, mais son taux de production dépend beaucoup de la taille de la source étendue, s'il ne vient pas directement du noyau.

Nous supposons que CS vient de CS₂ dont la durée de vie est de 600 s à 1 UA du soleil: les taux de production de CS seront donc calculés dans l'hypothèse d'une source étendue avec une longueur d'échelle L_p = 600.R_h².v_{exp}.

En ce qui concerne l'origine de H₂CO, le rapport de branchement pour donner du formaldéhyde à partir de la photodissociation directe de CH₃OH, serait faible (< 20%, d'après Bockelée-Morvan et al. 1994). Cependant, pour Hale-Bopp, faire l'hypothèse qu'une partie du formaldéhyde vient du méthanol implique une longueur d'échelle connue. Les 14-17 juin, 70 ±15% du méthanol pourrait donner tout le formaldéhyde observé. On peut aussi mieux réconcilier les 2 observations avec 30% (Q = 20.10²⁶) de CH₃OH dissocié en H₂CO, le reste (Q_{H₂CO} = 0.7 10²⁶) venant directement du noyau. Les deux sources contribuent alors pratiquement autant au

signal observé vers le noyau. Cependant les formes des raies de H₂CO supposent que la molécule fille conserverait assez bien la mémoire de la distribution de vitesse de CH₃OH (molécule créée sans vitesse d'éjection). Avec des taux de production 40% plus élevés, ce schéma s'applique autant aux données d'août 1996.

Table 4.II.3.1: Comète Hale-Bopp: Taux de productions des molécules autres que OH, CO, HCN et CH₃OH

Date	Rh (UA)	Molécule et Raie	Taux de production	Remarque
21. /05/96	4.35	H₂S 169 GHz	$2.4 \pm 0.5 \cdot 10^{27}$ moléc./s] (NRAO)
23. /05/96	4.33	H ₂ S 169 GHz	$4.0 \pm 0.5 \cdot 10^{27}$ moléc./s] $3.2 \pm 0.5 \cdot 10^{27}$ moléc./s
14.0/06/96	4.10	H ₂ S 169 GHz à 3"	$6.8 \pm 0.2 \cdot 10^{27}$ moléc./s] (IRAM)
14.0/06/96	4.10	H ₂ S 169 GHz à 10"	$7.6 \pm 0.5 \cdot 10^{27}$ moléc./s] $6.9 \pm 0.2 \cdot 10^{27}$ moléc./s
14.0/06/96	4.10	H ₂ S 169 GHz à 15"	$8.0 \pm 2.3 \cdot 10^{27}$ moléc./s]
26.8/07/96	3.64	H ₂ S 169 GHz à 7"	$5.5 \pm 0.5 \cdot 10^{27}$ moléc./s	IRAM; pointage incertain
13.8/08/96	3.44	H ₂ S 169 GHz à 2"	$7.9 \pm 0.2 \cdot 10^{27}$ moléc./s] (IRAM)
13.9/08/96	3.44	H ₂ S 169 GHz à 10"	$10.4 \pm 0.9 \cdot 10^{27}$ moléc./s] $8.4 \pm 0.5 \cdot 10^{27}$ moléc./s
25-30/09/96	2.92	H ₂ S 169 GHz	$10.8 \pm 0.5 \cdot 10^{27}$ moléc./s	"
27.8/09/95	6.58	H₂CO 140.8 GHz	$< 2.1 \cdot 10^{26}$ moléc./s	(IRAM, molécule mère)
15.3/05/96	4.41	H ₂ CO 140.8 GHz	$< 1.4 \cdot 10^{26}$ moléc./s	"
15-17/06/96	4.08	H ₂ CO 140.8 GHz	$1.5 \pm 0.4 \cdot 10^{26}$ moléc./s	"
14.2/06/96	4.10	H ₂ CO 225.7 GHz	$1.1 \pm 0.2 \cdot 10^{26}$ moléc./s	"
30.5/06/96	3.92	H ₂ CO 351.8 GHz	$< 6.3 \cdot 10^{26}$ moléc./s	(JCMT, ")
28.4/07/96	3.63	H ₂ CO 351.8 GHz	$< 4.0 \cdot 10^{26}$ moléc./s	"
14-17/08/96	3.42	H ₂ CO 225.7 GHz	$1.5 \pm 0.3 \cdot 10^{26}$ moléc./s	(IRAM, ")
16-30/09/96	2.96	H ₂ CO 225/351 GHz	$5.9 \pm 0.8 \cdot 10^{26}$ moléc./s	IRAM / JCMT
27.8/09/95	6.58	H₂CO 140.8 GHz	$< 4.0 \cdot 10^{26}$ moléc./s	(molécule fille)
15.3/05/96	4.41	H ₂ CO 140.8 GHz	$< 2.1 \cdot 10^{26}$ moléc./s	avec Lp = 10000 Rh
15-17/06/96	4.08	H ₂ CO 140.8 GHz	$2.6 \pm 0.4 \cdot 10^{26}$ moléc./s	"
14.2/06/96	4.10	H ₂ CO 225.7 GHz	$2.7 \pm 0.2 \cdot 10^{26}$ moléc./s	"
30.5/06/96	3.92	H ₂ CO 351.8 GHz	$< 18.7 \cdot 10^{26}$ moléc./s	"
28.4/07/96	3.63	H ₂ CO 351.8 GHz	$< 18.0 \cdot 10^{26}$ moléc./s	"
14-17/08/96	3.42	H ₂ CO 225.7 GHz	$5.1 \pm 1.0 \cdot 10^{26}$ moléc./s	"
16-30/09/96	2.96	H ₂ CO 225/351 GHz	$18.2 \pm 2.6 \cdot 10^{26}$ moléc./s	IRAM / JCMT
17-36/03/96	4.91	CS (7-6)	$< 6.0 \cdot 10^{26}$ moléc./s	(JCMT)
15.3/05/96	4.41	CS (2-1)	$1.2 \pm 0.4 \cdot 10^{26}$ moléc./s	(IRAM)
14-16/06/96	4.08	CS (3-2)	$1.5 \pm 0.1 \cdot 10^{26}$ moléc./s	(IRAM)
27.8/07/96	3.66	CS (3-2)	$1.6 \pm 0.2 \cdot 10^{26}$ moléc./s	(IRAM)
14-17/08/96	3.42	CS (3-2)	$2.6 \pm 0.1 \cdot 10^{26}$ moléc./s	(IRAM)
16-36/09/96	2.92	CS (2-1)/(3-2)/(7-6)	$5.0 \pm 1.2 \cdot 10^{26}$ moléc./s	IRAM / JCMT
14.2/06/96	4.10	CH₃CN (8,0+8,1-7)	$< 6.6 \cdot 10^{25}$ moléc./s	Modèle thermique à 30K
27.8/07/96	3.66	CH ₃ CN(8,0+8,1-7)	$5.4 \pm 1.3 \cdot 10^{25}$ moléc./s	
14-17/08/96	3.42	CH ₃ CN(8,0/ 1/ 2/ 3)	$11.1 \pm 3.8 \cdot 10^{25}$ moléc./s	
25-29/09/96	2.93	CH ₃ CN(8,0/ 1/ 2/ 3)	$14. \pm 8. \cdot 10^{25}$ moléc./s	
14.2/06/96	4.10	OCS (9-8)	$< 6.6 \cdot 10^{26}$ moléc./s	Q/Q _{H₂S} < 0.1
14.0/08/96	3.44	OCS (9-8)	$< 14.0 \cdot 10^{26}$ moléc./s	Q/Q _{H₂S} < 0.17
25.8/09/96	2.95	OCS (9-8)	$< 15.0 \cdot 10^{26}$ moléc./s	Q/Q _{H₂S} < 0.14
14.2/06/96	4.10	HC ₃ N (12-11)	$< 3.4 \cdot 10^{25}$ moléc./s	Q/Q _{HCN} < 0.05
14.0/08/96	3.44	HC ₃ N (12-11)	$< 4.4 \cdot 10^{25}$ moléc./s	Q/Q _{HCN} < 0.05
27-28/09/96	2.92	HC ₃ N (10-9)	$< 5.1 \cdot 10^{25}$ moléc./s	Q/Q _{HCN} < 0.05
15-17/06/96	4.08	HNC (1-0)	$< 2.0 \cdot 10^{25}$ moléc./s	Q/Q _{HCN} < 0.029

2.3/08/96	3.57	HNC (3-2)	$< 1.5 \cdot 10^{25}$ moléc./s	$Q/Q_{\text{HCN}} < 0.016$
27-28/09/96	2.92	HNC (1-0)	$< 1.6 \cdot 10^{25}$ moléc./s	$Q/Q_{\text{HCN}} < 0.016$
14.8/08/96	3.43	DCN (2-1)	$< 3.7 \cdot 10^{25}$ moléc./s	$Q/Q_{\text{HCN}} < 0.04$

Conclusion

Table 4.II.3.2: Comète Hale-Bopp: Bilan et évolution des abondances relatives par rapport à CO:

Molécule	Sept.-Oct. 95	Mars- Avril 96	14-23 mai 96	14-32 juin 96	25-33 juil. 96	13-17 août 96	15-36 sept. 96	08-10 nov. 96
Rh =	6.5 UA	4.9 UA	4.4 UA	4.0 UA	3.6 UA	3.4 UA	2.9 UA	2.4 UA
Q _{CO}	2.8 ±0.2 10 ²⁸	5.1 ±0.5 10 ²⁸	7.0 ±0.7 10 ²⁸	10.6 ±0.2 10 ²⁸	12.7 ±0.6 10 ²⁸	14.6 ±1.8 10 ²⁸	17.9 ±1.8 10 ²⁸	15.2 ±0.6 10 ²⁸
OH	< 3.6	0.6 ± 0.2	0.8 ±0.2	1.1 ±0.1	1.4 ±0.1	1.6 ±0.1	3.3 ±0.2	5 ± 1
HCN	< 0.5 %	0.9 ±0.2 %	0.71 ±0.10%	0.63 ±0.02%	0.63 ±0.16%	0.64 ±0.08%	0.58 ±0.08%	0.84 ±0.04%
CH ₃ OH	(3.6 ± 0.8 %)	4.5 ± 0.7%	8.1 ± 1.6%	6.1 ± 0.5%	6.5 ± 0.8%	7.8 ± 1.2%	8.3 ± 1.6%	19.1 ± 2.7%
H ₂ S	-	-	(4.6 ± 0.9%)	6.5 ± 0.2%	4.3 ± 0.5%	5.6 ± 0.8%	6.0 ± 0.7%	8.3 ± 0.4%
H ₂ CO mère	< 0.8 %	-	< 0.2 %	0.11 ±0.02%	< 0.3 %	0.10 ±0.02%	0.33 ±0.06%	
CS	-	< 1.2 %	0.17 ±0.06%	0.13 ±0.01%	0.13 ±0.02%	0.18 ±0.02%	0.28 ±0.07%	
CH ₃ CN	-	-	-	< 0.06%	0.043 ±0.011%	0.077 ±0.027%	0.08 ±0.04%	

La Table 4.II.3.2 donne les abondances relatives des différentes espèces pour l'ensemble de la période d'observation; elle donne ainsi un aperçu de l'évolution que nous avons observée. La comète C/1995 O1 Hale-Bopp est exceptionnelle à plus d'un titre: son activité intrinsèque est hors du commun, puisqu'elle atteint ou dépasse le maximum d'activité des comètes les plus actives déjà connues (1P/Halley, 109P/Swift-Tuttle, C/1996 B2 Hyakutake) près de 6 mois avant son passage au plus près du soleil. D'autre part son observation de 6.7 à 3 Unités Astronomiques de distance du soleil ouvre un domaine inexploré de la physique cométaire, et pouvant apporter des informations dans de nouveaux domaines:

- le développement de l'atmosphère d'une comète qui se rapproche du soleil (évolution de la température et de la vitesse d'expansion);
- les conditions d'excitation dans une atmosphère dominée par CO;
- les processus qui régissent la sublimation des glaces cométaires.

De plus, la qualité des données obtenues devrait permettre de mieux contraindre la configuration du dégazage et certains mécanismes d'excitation. L'observation de certaines espèces (H₂S), ou transitions moléculaires (HCN J=4-3), à grande distance héliocentrique ($R_h > 3$ UA) est également très intéressante car leur interprétation dans des conditions où le rayonnement solaire est 10 fois plus faible apporte des informations inaccessibles près du soleil.

Enfin, on peut espérer une activité près d'un ordre de grandeur plus élevée que les autres comètes connues si la comète tient ses promesses (augmentation du dégazage suivant une loi en R_h^{-2} , magnitude négative en mars 1997). Un taux de production de l'eau de 10^{31} moléc./s pourrait alors être atteint au périhélie à 0.9 UA

du soleil: dans ces conditions, des molécules à durée de vie courte pourront être détectées. Cette comète devrait permettre de détecter de nouvelles espèces mineures (isomères des espèces connues et autres), mais aussi importantes pour comprendre l'origine et la formation des comètes.

III. Autres comètes lointaines

Après le succès de la détection de CO dans 29P/S.-W.1 à 6 UA du soleil, il nous a paru intéressant de confirmer dans d'autres comètes que la sublimation de CO pouvait expliquer leur activité à grande distance héliocentrique. Avant la découverte de Hale-Bopp, le nombre de candidates était limité: il s'agissait surtout de l'objet 95P/Chiron (2060), proche de son périhélie.

III.1 95P/chiron

Caractéristiques principales

<i>Désignation définitive:</i>	95P ou 2060	<i>Nom:</i>	Chiron
<i>Date de découverte:</i>	octobre 1977	<i>Magnitude Absolue:</i>	+2 à +3
<i>Périhélie :</i>	8.4539 UA	<i>Indice d'activité :</i>	variable
<i>Excentricité :</i>	0.3831	<i>Diamètre :</i>	170 ± 10 km
<i>Aphélie :</i>	19.03 UA	<i>Période de rotation :</i>	5.918 h
<i>Période orbitale initiale :</i>	50.81 ans	<i>Appartenance :</i>	Famille des Centaures
<i>Inclinaison :</i>	6.9299°	<i>Origine :</i>	Ceinture de Kuiper

Particularité de cet objet

Découvert en 1977 par Kowal, 2060 Chiron fut d'abord classé comme un astéroïde. Des observations bien plus anciennes ont été retrouvées par la suite. Cet objet a une orbite particulière avec un périhélie à 8.5 UA entre Saturne et Jupiter et un aphélie au niveau d'Uranus, et est classé dans la catégorie des "Centaures", dont on ne connaît qu'une dizaine d'objets. En fait ces orbites, plutôt du type cométaire, sont peu stables à longue échéance, en raison des perturbations orbitales des planètes géantes. D'autre part il s'agit d'un objet de taille importante: les différentes mesures (occultations stellaires et observations du continuum infrarouge ou millimétrique) s'accordent pour lui donner un diamètre de l'ordre de 170 km. Enfin, en 1988-89 (Meech et al. 1990) Chiron s'est distingué par un excès de brillance à près de 13 UA du soleil et le développement d'une atmosphère par la suite. Cette activité cométaire s'est plus ou moins poursuivie jusqu'au périhélie. Depuis, l'objet a été classé comme la 95^e comète périodique connue.

Cette activité de type cométaire (développement d'une coma et d'une queue) à une si grande distance a suscité des observations spectroscopiques. En effet, les estimations du taux de production de poussières vont de quelques kg/s lors des sursauts à 20kg/s en continu. Les observations spectroscopiques ont pour objet de mettre en évidence le gaz qui entraînerait ces poussières. Certaines détections marginales ont été annoncées, et demandent à être confirmées: CN en visible (Bus et al. 1991) à 11.3 UA et CO(1-0) à 115GHz (Womack et al 1995). D'autres observations (Luu et al. 1990) n'ont pas pu mettre en évidence CO⁺, produit d'ionisation de CO.

Campagne d'observation 1994-96

Le passage de Chiron au périhélie, en février 1996, a justifié une campagne internationale d'observations (Stern 1994). La première campagne d'observations avec le radiotélescope de 30m de l'IRAM a eu lieu du 23 au 26 juin 1995. Malheureusement, celles-ci ont souffert de mauvaises conditions météo, et cela été également en partie le cas pour la deuxième série d'observations en novembre 1995. Quelques observations ont également été possibles en septembre 1995, mais moins sensibles car l'objet était plus loin de la terre et les observations de CO n'ont pu se faire qu'en mode Wobbler-Switch (cf. Annexe A-I). Néanmoins des limites supérieures intéressantes ont été atteintes et sont présentées dans la table 4.III.1.1. Des observations visibles ont été d'autre part réalisées à des périodes proches, et il semble que Chiron était encore entouré d'une faible coma en juin 1995, qui était difficile à détecter pendant l'hiver 1996 (Rauer et al. 1996).

Table 4.III.1.1: Limites supérieures obtenues ou détections marginales de raies moléculaires dans 95P/Chiron

Transition	Date	Intégration(min)	Rh (UA)	Delta (UA)	Lobe (")	offset (")	Aire(Kkm/s) [-0.6 0km/s]	Aire(Kkm/s) [-0.6 0.6km]	Note
CO(2-1)	25-26/02/94	CSO	8.846	7.861	30	< 3	< 0.030	< 0.041	Womack et al. 1994
CO(1-0)	10-12/06/95	NRAO	8.504	8.44	50	< 3	0.013 ±.003		Womack et al. 1995
CO(2-1)	23-26/06/95	335	8.499	8.65	10.4	3.6	< 0.045	< 0.063	IRAM
	20-21/09/95	115	8.472	9.473	10.4	3	< 0.048	< 0.068	"
	13-20/11/95	444	8.462	9.12	10.4	4.5	< 0.031	< 0.043	"
	23/06-20/11	894	8.475	9.06	10.4	4	< 0.021	< 0.030	total
CO(1-0)	23-26/06/95	335	8.499	8.65	20.7	3.1	< 0.038	< 0.054	IRAM
	23/06-20/11	498	8.480	9.00	20.7	3	< 0.030	< 0.043	total
H ₂ S ₁₁₀₋₁₀₁	14-19/11/95	222	8.462	9.14	14.0	3.5	< 0.042	< 0.060	IRAM
HCN(1-0)	13-19/11/95	360	8.462	9.14	26.4	3.5	< 0.016	< 0.022	IRAM
H ₂ CO ₂₁₂₋₁₁₁	18.42/11/95	144	8.462	9.119	16.8	3	< 0.021	< 0.029	IRAM

Table 4.III.1.2: 95P/Chiron: Signaux marginaux sur l'ensemble des observations réalisées à l'IRAM:

Transition	Date	Intégration(min)	Rh (UA)	Delta (UA)	Lobe (")	offset (")	Aire(Kkm/s) (fit gaussien)	Décalage (km/s)	Largeur (km/s)
H ₂ S ₁₁₀₋₁₀₁	14.38/11/95	36	8.463	9.14	14.0	4	0.075 ±.010	-0.43 ±0.01	0.11 ±0.01
CO(1-0)	23/06-20/11	498	8.480	9.00	20.7	3	0.020 ±.007	-0.41 ±0.02	0.09 ±0.05
CO(2-1)	23/06-20/11	894	8.475	9.06	10.4	4	0.014 ±.005	-0.03 ±0.02	0.12 ±0.05

La table 4.III.1.2 montre quelques signaux marginaux: il s'agit de raies assez étroites (comme ce qui a été observé dans 29P/S-W1), avec un décalage tout à fait plausible, mais pouvant tout aussi bien être des artefacts. Celle de H₂S, molécule très volatile, est particulièrement visible, mais non confirmée 5 jours plus tard: il pourrait s'agir d'une activité sporadique (le noyau tourne vite) ou d'un artefact.

Taux de production gazeux:

Pour convertir ces limites supérieures en taux de production, nous utiliserons un modèle largement inspiré des données obtenues sur les autres comètes lointaines: Température = 10 à 30 K, vitesse d'expansion = 0.5 km/s. La vitesse d'expansion pourrait être légèrement inférieure en raison de la gravité propre de cette très grosse comète. Avec une densité de 1 g/cm^3 la vitesse de libération est de 0.065 km/s à sa surface.

Si on suppose que la vitesse d'expansion est de 0.4 km/s, les limites obtenues en taux de production sont à diminuer de 30% (raies moins large et aires attendues inversement proportionnelles à la vitesse d'expansion).

Pour convertir les limites supérieures en taux de production, nous avons considéré deux modèles: un dégazage isotrope ou un dégazage préférentiel sur l'hémisphère du côté du soleil. La table 4.III.1.3 donne ces limites en taux de production, pour le domaine de température cinétique 10 à 30 K.

Table 4.III.1.3: Limites supérieures en terme de taux de dégazage.

Transition	Dates	Rh (UA)	off. (")	Dégazage isotrope			Dégazage côté soleil		
				T =	10K - 30K		T =	10K - 30K	
CO(2-1)	25-26/02/94	8.846	0	$Q_{\text{CO}} <$	3.2 -	$2.8 \cdot 10^{28} \text{ mol./s}$	$Q_{\text{CO}} <$	2.3 -	$2.1 \cdot 10^{28} \text{ mol./s}$
CO(1-0)	10-12/06/95	8.504	0	$Q_{\text{CO}} =$	3.5 -	$5.0 \cdot 10^{28} \text{ mol./s}$			
CO(2-1)	23-26/06/95	8.46	3.4	$Q_{\text{CO}} <$	2.2 -	$2.0 \cdot 10^{28} \text{ mol./s}$	$Q_{\text{CO}} <$	1.5 -	$1.4 \cdot 10^{28} \text{ mol./s}$
CO(2-1)	20-21/09/95	8.46	3.4	$Q_{\text{CO}} <$	2.5 -	$2.3 \cdot 10^{28} \text{ mol./s}$	$Q_{\text{CO}} <$	1.7 -	$1.6 \cdot 10^{28} \text{ mol./s}$
CO(2-1)	13-20/11/95	8.46	4	$Q_{\text{CO}} <$	1.7 -	$1.6 \cdot 10^{28} \text{ mol./s}$	$Q_{\text{CO}} <$	1.2 -	$1.1 \cdot 10^{28} \text{ mol./s}$
HCN(1-0)	13-19/11/95	8.462	3.5	$Q_{\text{HCN}} <$	1.3 -	$1.1 \cdot 10^{26} \text{ mol./s}$	$Q_{\text{HCN}} <$	0.9 -	$0.8 \cdot 10^{26} \text{ mol./s}$
$\text{H}_2\text{S}_{110-101}$	14-19/11/95	8.462	3.5	$Q_{\text{H}_2\text{S}} <$	2.1 -	$1.6 \cdot 10^{27} \text{ mol./s}$	$Q_{\text{H}_2\text{S}} <$	1.5 -	$1.1 \cdot 10^{27} \text{ mol./s}$
$\text{H}_2\text{CO}_{212-111}$	14-19/11/95	8.462	3	$Q_{\text{H}_2\text{CO}} <$	4.2 -	$3.5 \cdot 10^{26} \text{ mol./s}$	$Q_{\text{H}_2\text{CO}} <$	3.0 -	$2.6 \cdot 10^{26} \text{ mol./s}$
$\text{H}_2\text{CO}_{212-111}$	$L_p = 300000 \text{ km}$		\Rightarrow	$Q_{\text{PH}_2\text{CO}} <$	29. -	$27. \cdot 10^{26} \text{ mol./s}$	$Q_{\text{PH}_2\text{CO}} <$	21. -	$19. \cdot 10^{26} \text{ mol./s}$
CO(1-0)	23/06-20/11	8.480	3	$Q_{\text{CO}} <$	4.6 -	$7.4 \cdot 10^{28} \text{ mol./s}$	$Q_{\text{CO}} <$	3.2 -	$5.3 \cdot 10^{28} \text{ mol./s}$
CO(2-1)	23/06-20/11	8.475	4	$Q_{\text{CO}} <$	1.1 -	$1.0 \cdot 10^{28} \text{ mol./s}$	$Q_{\text{CO}} <$	0.8 -	$0.7 \cdot 10^{28} \text{ mol./s}$

On retiendra que le taux de production de CO est inférieur à 500 kg/s (10^{28} moléc./s) en moyenne (dernière ligne), et qu'il n'a pas du dépasser 1 tonne/s.

III.2 Autres comètes intéressantes

D'autres comètes montrent une activité à plus de 4 UA du soleil, qui pourrait bien être dominé par la sublimation de CO. Les comètes candidates auraient été notamment D/Shoemaker-Levy 9 après sa rupture (mais aucune détection ultraviolette n'a été faite), vers la magnitude 15 à 4.5 UA, C/1994 J2 Takamizawa, qui après son périhélie survenu le 29 juin 1994 à 1.95 UA du soleil, montre encore une activité, avec une magnitude 15-16 à plus de 6 UA du soleil et C/1993 A1 Mueller, découverte à la magnitude 15 à 4.5 UA du soleil et passée au périhélie le 1er décembre 1994 à 1.94 UA du soleil. Si on s'intéresse de près aux comètes à plus de 4 UA du soleil, certaines présentent encore une petite activité, alors que d'autres ne montreraient plus que leur noyau nu. Toutes étant en grande partie composées de glace d'eau, il est donc possible qu'une activité basée sur la sublimation de CO, dépendant éventuellement de l'abondance de cette molécule, domine (ou est absente) au-delà de cette distance.

La détectabilité de la raie J=2-1 de CO dans des comètes à des grandes distances héliocentriques a été évaluée par J. Crovisier (1993): elle serait une température de la coma assez froide à ces distances (20-30 K) et une faible vitesse d'expansion (0.5-0.6 km/s). Pour une comète du type des deux dernières citées au paragraphe

précédent (magnitude absolue proche de 5), la loi de corrélation magnitude - taux de dégazage (Jorda et al. 1996) suggère que $Q_{CO} = 10^{28}$ moléc./s est tout à fait réaliste.

Dans ces conditions, à 3 UA de la Terre, on aurait $A(CO(2-1)) = 0.09$ Kkm/s à l'IRAM, ce qui est détectable (à 5 sigmas) en un "run" (4h d'intégration). A l'avenir, ce type de comètes a priori peu intéressantes (plus faibles que la magnitude 9, et se rapprochant peu du soleil (périhélie à plus de 2 UA)), deviennent des cibles potentielles, car peut-être peu épuisées en CO.

Références

- A'Hearn, M.F., Schleicher, D.G., Feldman, P.D., Millis, R.L. and Thompson, D.T.** *Astron. J.* **89**, 579-591, **1984**
"Comet Bowell 1980b"
- Altenhoff, W.J., Stumpff, P.** *Astron. Astrophys.*, **293**, L41-L42, **1995**
"Size estimate of "asteroïd" 2060 Chiron from 250 GHz measurements"
- Biver, N., Rauer, H., Despois, D., Moreno, R., Paubert, G. Bockelée-Morvan, D., Colom, P., Crovisier, J., Gérard, E. and Jorda, L.** *Nature* **380**, 137-139, 14 march **1996**
"Substantial outgassing of CO from comet Hale-Bopp at large heliocentric distance"
- Biver, N.** *L'Astronomie*, vol. **110**, 76-82, mars **1996b**
"La comète Hale-Bopp"
- Bockelée-Morvan, D. et al.** Poster: "Solar System Ices", Toulouse, 27-30 mars 1995
"The sublimation of carbon monoxide ice in comet P/Schwassmann-Wachmann 1: results from millimeter observations"
- Bus, S.J., A'Hearn, M.F., Schleicher, D.G. and Bowell E.** *Science* **251**, 774-777, **1991**
"Detection of CN emission from (2060) Chiron"
- Cabot, H** Thèse de doctorat de l'Université Grenoble I, 7 juin **1996**
"Analyse des courbes de lumière et interprétation de l'activité des comètes lointaines: application à la comète P/Schwassmann-Wachmann 1"
- Cochran, A.L., Barker, E.S., Cochran, W.D.** *Astron. J.* **85**, 474-477, **1980**
"Spectrophotometric observations of P/schwassmann-Wachmann 1 during outburst."
- Cochran, A.L., Cochran, W.D.** *Icarus* **90**, 172-175, **1991**
"The first detection of CN and the distribution of CO+ gas in the coma of comet P/Schwassmann-Wachmann 1."
- Combi, M.R. and Delsemme, A.H..** *Astrophys. J.*, **237**, 633-640, **1980**
"Neutral cometary atmospheres. I. An average random walk model for photodissociation in comets"
- Cowan, J.J. and A'Hearn, M.F.** *Icarus* **50**, 53-62, **1982**
"Vaporization in Comets; Outbursts from Comet Schwassmann-Wachmann 1"
- Crovisier, J.** "Workshop on the Activity of Distant Comets", 153-159, **1993**
W.F. Huebner et al eds, SWRI.
"Models for the atmospheres of distant comets: application to the detectability of carbon monoxide"
- Crovisier, J., Biver, N., Bockelée-Morvan, D., Colom, P., Jorda, L., Lellouch, E., Paubert, G. and Despois D.** *Icarus* **115**, 213-216, **1995**
"Carbon Monoxide Outgassing from Comet P/Schwassmann-Wachmann 1"
- Delsemme, A.H.** *"Comets"*, 85-130, **1982**
Edts L.L. Wilkening, The University of Arizona Press, Tucson, Arizona

- "Chemical composition of cometary nuclei"
Enzian, A., Cabot, H. and Klinger, J. *Astron. Astrophys.*, sous presse, **1996**
- "A 2 ½ D thermodynamic model of cometary nuclei"
 I". Application to the activity of comet 29P/Schwassmann-Wachmann 1"
Fitzsimmons, A., Cartwright, I. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **278**, L37-L40, **1996**
- "Optical spectroscopy of comet C/1995 O1 Hale-Bopp"
Green, S. *Astrophys. J.*, **412**, 436-440, **1993**
- "Collisional excitation of CO by H₂O: an astrophysicists's guide to obtaining rate constants from coherent anti-stokes raman line shape data"
Jewitt, D. Senay, M. and Matthews, H. *Science* **271**, 1110-1113, **1996**
- "Observations of Carbon Monoxide in Comet Hale-Bopp"
Jorda, L., Crovisier, J., Green, D.W.E. (en préparation), *Icarus* **1996**
- "Correlation between comets visual magnitudes and OH production rates"
Luu, J.X. and Jewitt, D.C. *Astron. J.*, **100**, 913-932, **1990**
- "Cometary activity in 2060 Chiron"
Meech, K.J., Belton, M.J.S. *Astron. J.* **100**, 1323-1338, **1990**
- "The atmosphere of 2060 Chiron"
Rauer, H., Biver, N., Crovisier, J., Bockelée-Morvan, D., Colom, P., Despois, D., Ip, W.-H., Jorda, L., Lellouch, E., Pabert, G. and Thomas, N. Soumis à *Planet. Space Sci.*, **1996**
- "Millimetric and optical observations of Chiron"
Senay, M.C., Jewitt, D. *Nature* **371**, 229-231, **1994**
- "Coma formation driven by carbon monoxide release from Comet Schwassmann-Wachmann 1"
Stern, S.A. *Sky & Telescope* 32-34, March **1994**
- "The Chiron perihelion campaign"
Yamamoto, T. *Astron. Astrophys.* **142**, 31-36, **1985**
- "Formation environment of cometary nuclei in the primordial solar nebula"

Circulaires UAI:

Biver, N. et al.	Comet C/1995 O1 (Hale-Bopp)	<i>IAUC N°6386</i> , 1996c
Biver, N. et al.	Comet C/1995 O1 (Hale-Bopp)	<i>IAUC N°6421</i> , 1996d
Biver, N. et al.	Comet C/1995 O1 (Hale-Bopp)	<i>IAUC N°6458</i> , 1996e
Crovisier, J. et al.	Comet C/1995 O1 (Hale-Bopp)	<i>IAUC N°6394</i> , 1996
Ferrin, I.	Comet 29P/Schwassmann-W. 1	<i>IAUC N°6370</i> , 1996
Fitzsimmons, A.	Comet C/1995 O1 (Hale-Bopp)	<i>IAUC N°6252</i> , 1995
Fitzsimmons, A. et al.	Comet C/1995 O1 (Hale-Bopp)	<i>IAUC N°6361</i> , 1996b
(Hale, A., Bopp, T.)	Comet 1995 O1	<i>IAUC N°6187</i> , 1995
Jewitt, D. et al.	Comet C/1995 O1 (Hale-Bopp)	<i>IAUC N°6377</i> , 1996
Jorda, L. et al.	Comet 29P/Schwassmann-W. 1	<i>IAUC N°6262</i> , 1995
Lellouch, E. et al.	Periodic comet Schwassmann-W. 1	<i>IAUC N°5994</i> , 1994
Matthews, H. et al.	Comet C/1995 O1 (Hale-Bopp)	<i>IAUC N°6234</i> , 1995
Rauer, H. et al.	Comet C/1995 O1 (Hale-Bopp)	<i>IAUC N°6236</i> , 1995
Sekanina, Z.	Comet C/1995 O1 (Hale-Bopp)	<i>IAUC N°6240</i> , 1995
Senay, M.C., Jewitt, D.	Periodic comet Schwassmann-W. 1	<i>IAUC N°5929</i> , 1994

Senay, M.C. et al.	Comet C/1995 O1 (Hale-Bopp)	IAUC N°6312, 1996
Weaver, H.A. et al.	Comet C/1995 O1 (Hale-Bopp)	IAUC N°6376, 1996
Womack, M.P., Stern, S.A.	(2060) Chiron	IAUC N°5957, 1994
Womack, M.P., Stern, S.A.	(2060) Chiron	IAUC N°6193, 1995
Womack, M.P. et al.	Comet C/1995 O1 (Hale-Bopp)	IAUC N°6276, 1995b
Womack, M. et al.	Comet C/1995 O1 (Hale-Bopp)	IAUC N°6382, 1996
Woodney, L. et al.	Comet C/1995 O1 (Hale-Bopp)	IAUC N°6408, 1996

CHAPITRE 5

Synthèse des résultats

Ce chapitre fait une synthèse comparative des résultats obtenus sur chaque comète. Nous verrons dans un premier temps ce qu'il faut retenir en ce qui concerne les conditions d'excitation des molécules dans les atmosphères cométaires et les caractéristiques (vitesse et géométrie) du dégazage. Ensuite nous comparerons les abondances moléculaires.

I Géométrie et thermodynamique des atmosphères

Preliminaire: Les observations radioastronomiques exploitées ne sont pas sensibles aux régions très proches du noyau: dans le signal enregistré la contribution des molécules à moins de 100 à 1000 km du noyau est négligeable. Donc, toutes les conclusions tirées sur les conditions physiques et chimiques de l'atmosphère des comètes ne concernent que la zone au-delà des 100 premiers kilomètres.

I.1 Distribution des températures observées

La température du gaz dans l'atmosphère des comètes dépend de nombreux facteurs, dont la température du gaz près de la surface du noyau, qui serait autour de 185 K à 1 UA du soleil, mais pouvant descendre jusqu'à 130 à 40 K à 6 UA, suivant l'état d'activité du noyau (Crovisier et al. 1995). Des modèles hydrodynamiques (Crifo 1990), (Bockelée-Morvan et al. 1987) et des simulations Monte Carlo (Xie and Mumma 1996) ont été utilisées pour estimer le profil de température dans les atmosphères cométaires. Dans la première centaine de kilomètres de l'atmosphère, la température du gaz descendrait jusqu'à des valeurs très basses de l'ordre de la dizaine de Kelvin en raison de la détente adiabatique du gaz. D'autres processus, tels que la recondensation (Crifo 1990) peuvent s'opposer à cette baisse de température. A plus grande distance, typiquement de 500 à 20000 km, la photolyse de l'eau va contribuer au réchauffement de la coma, auquel s'oppose en partie le refroidissement radiatif. Les modèles prévoient donc une dépendance de la température avec la distance héliocentrique et une augmentation avec le taux de production de l'eau (Bockelée-Morvan et al. 1987).

Les mesures de température obtenues dans cette étude, concerne la région comprise entre 1000 et plus de 10000 km du noyau, au-delà de laquelle les molécules observées ne sont plus couplées hydrodynamiquement. La *figure 5.I.1* rassemble les différentes mesures de température effectuées sur les comètes étudiées, en fonction de la distance héliocentrique. Il apparaît bien que les températures mesurées augmentent en moyenne lorsque la distance au soleil diminue et suivent une loi $T = 72(\pm 6) R_h^{-0.83(\pm 0.01)}$ [K], avec un coefficient de corrélation $\rho = 0.905$. La dépendance avec le taux de production de l'eau est moins claire: T est effectivement en général plus élevée pour les forts taux de production de H₂O, avec un minimum autour de 10 K pour les comètes qui ne dégazent pas d'eau (29P/S.W.1 et Hale-Bopp à 6 UA du soleil): c'est à peu près le minimum prédit par les modèles hydrodynamiques.

Plus près du soleil, il existe cependant des écarts significatifs: à 1.5 UA du soleil, la comète Hyakutake présente une température plus basse (20K) que des comètes telles que 19P/Borrelly, 22P/Kopff et Szczepanski (40-60 K), dont les taux de dégazage sont environ 5 fois plus faibles. On remarquera simplement que ces 3 dernières comètes ont été observées proches de leur périhélie (distance héliocentrique ayant varié de moins de 4% en un mois), tandis que C/1996 B2 Hyakutake se rapprochait très vite du soleil ($R_h = 2.1$ à 1.6 en un mois).

I.2 Distribution des Vitesses d'expansion

Ces modèles hydrodynamiques prévoient une vitesse d'expansion moyenne de l'ordre de 0.75 km/s dans l'atmosphère, lorsqu'elle est dominée par la sublimation de l'eau, à 1 UA. Cette vitesse d'expansion moyenne dépendrait de la température initiale du gaz par conversion en énergie cinétique lors de son expansion (Crovisier et al. 1994). Le chauffage photolytique peut aussi contribuer à une augmentation notable de la vitesse à plus de 1000 km du noyau, notamment pour des taux de dégazage importants (10^{30} moléc./s). Les profils de raies de la comète 109P/Swift-Tuttle le suggérerait. De 0.7 à 1.5 UA les mesures (*figure 5.I.2*) sont regroupées autour de la valeur attendue de 0.8 km/s et pour une atmosphère de CO à 6 UA on trouve 0.5 km/s.

L'évolution de la vitesse d'expansion en fonction de la distance héliocentrique avait déjà été en partie mesurée dans la comète de Halley à partir des profils de raie de OH (Bockelée-Morvan et al. 1990) et de HCN(1-0) (Schloerb et al. 1987). Les mesures présentées ici couvrent un plus grand domaine de distances héliocentriques (0.25 à 6.7 UA) et correspondent aussi à différentes comètes, avec différents taux de dégazage. Plusieurs auteurs proposent ou utilisent des lois empiriques décrivant l'évolution de la vitesse d'expansion en fonction de la distance héliocentrique ($0.58 R_h^{-0.5}$ km/s pour Delsemme (1982)). L'ensemble des mesures présentées ici montre bien une dépendance avec R_h , mais avec une dispersion d'une comète à l'autre: certaines comètes s'alignent sur la loi trouvée pour Hale-Bopp ($1.03(\pm 0.06) R_h^{-0.45}$ km/s) (109P/Swift-Tuttle, mais aussi 19P/Borrelly et 22P/Kopff nettement moins actives) et les autres plutôt sur celle obtenue pour la comète Hyakutake ($0.80 R_h^{-0.65}$ km/s). Près du soleil, où le chauffage photolytique intervient, la pente semble plus importante.

Enfin on retiendra que les profils de raie ont permis une détermination assez précise des vitesses d'expansion, dont la dépendance avec la distance au soleil est proche de $R_h^{-0.5}$ en moyenne. Cependant, à distance héliocentrique égale, on note une dispersion d'une comète à l'autre, de l'ordre de 0.4 km/s à 1 UA.

I.3 Jets et dégazage anisotrope

L'existence de jets de poussières dans les atmosphères cométaires est connue depuis longtemps. Les dessins, puis les images CCD des comètes, ont mis en évidence ces structures nettes et asymétriques depuis le XIX^e siècle (dessins de la comète 109/P_{Swift-Tuttle} lors de son passage de 1862 notamment). Les observations in situ réalisées par la sonde européenne Giotto ont également montré que l'activité du noyau de la comète de Halley se limitait à un nombre restreint de zones actives et que le gaz et les poussières étaient émis dans des directions bien déterminées ("jet"), préférentiellement à partir de la face éclairée du noyau (Keller et al. 1987).

Figure 5.I.1: Mesures de température des atmosphères cométaires en fonction des distances héliocentriques lors des observations.

Figure 5.I.2: Vitesses d'expansion mesurées dans diverses comètes en fonction de la distance au soleil.

Les observations millimétriques des comètes ne sont pas sensibles aux régions internes de la coma, et la distribution de gaz observée n'est pas forcément représentative de la répartition des zones actives à sa surface du noyau (Crifo et al. 1994). Les premières observations de raies millimétriques dans les comètes (1P/Halley, Austin, Levy) ne montraient pas d'asymétrie très marquée, mais, au moins dans les deux derniers cas, la géométrie des observations ne permettait pas de mettre facilement en évidence une asymétrie jour/nuit. Mais, depuis, de nombreux cas de raies très asymétriques sont apparus, et montrent qu'il existe sans doute une contrepartie gazeuse aux jets de poussières. L'anisotropie de dégazage peut être représentée de deux manières:

[1] Par une **asymétrie jour/nuit**: la comète dégaze beaucoup moins du côté anti-solaire: la densité de l'atmosphère y est quasiment nulle ou, beaucoup plus faible avec une vitesse d'expansion réduite. Les raies montrent alors une partie décalée vers le rouge moins intense et plus étroite, lorsque l'angle de phase est faible.

[2] Par un **jet étroit** (moins de 2π stéradians) dans une atmosphère où le dégazage est plus ou moins isotrope.

Il n'a en général pas été évident de faire une distinction nette entre les deux possibilités, pour chaque comète. Les observations des comètes C/1996 B1 (Szczeplanski), 22P/Kopff, 45P/Honda-Mrkos-Pajdusakova et C/1995 O1 (Hale-Bopp) s'interprètent plutôt suivant la première hypothèse. D'un autre côté, les images optiques des comètes 19P/Borrelly, 29P/Schwassmann-Wachmann 1 et 109P/Swift-Tuttle, montrent un jet de poussières assez marqué, et nous avons vu que pour les 2 dernières, le dégazage devait se faire au moins en partie dans un jet étroit [2]. On notera aussi que ce sont les comètes avec les plus longues périodes (Austin, Levy et Hyakutake) qui présentent les raies avec l'asymétrie la moins marquée.

L'utilisation d'une géométrie de jets particulière permet de mieux représenter les profils des raies observées et la distribution spatiale des intensités dans le plan du ciel. Toutefois, cela ne change pas fondamentalement la valeur des taux de production par rapport à ceux déduits avec un modèle isotrope (modifications de l'ordre de 30% à 50% en général).

I.4 Distribution spatiale de H₂CO et CO

Formaldéhyde

Depuis que cette molécule a été découverte dans la comète de Halley, elle a souvent été associée à une source étendue. Les mesures in situ, réalisées à partir du spectromètre de masse à bord de la sonde spatiale Giotto, ont montré que l'essentiel du formaldéhyde observé proviendrait d'une source étendue dans l'atmosphère de la comète. Meier et al. (1993) ont ainsi analysé les mesures du spectromètre de masse à des distances comprises entre 1700 et 4700 km du noyau, qui montrent une augmentation de l'abondance du formaldéhyde avec la distance, incompatible avec une source entièrement nucléaire: cela nécessiterait des variations du taux de production sur une courte échelle de temps. Ils trouvent cependant une abondance totale supérieure à 3.8% par rapport à l'eau, dont moins de 0.4% venant directement du noyau et 2.9% à moins de 4700 km. L'hypothèse envisagée ici, est celle d'une distribution de molécule fille dans le cadre du modèle de densité Haser équivalent (cf. Annexe A-II), qui signifierait que la longueur d'échelle était d'environ 7000 km au moment du survol de la comète de Halley par Giotto ($R_h = 0.90$).

Figure 5.I.4: Evaluations des longueurs d'échelle de la source étendue de H₂CO expliquant le mieux la distribution observée, pour 4 comètes, en fonction de la distance héliocentrique.

La figure 5.I.4 montre les longueurs d'échelle nécessaires à l'interprétation des observations radio du formaldéhyde dans les 4 comètes pour lesquelles on dispose de mesures à différentes positions par rapport à la direction du noyau. Le domaine de distances héliocentriques couvert n'est pas très grand, mais une loi de variation $6800 R_h^{+1.38}$ [km] semble se dessiner. Malgré une abondance du formaldéhyde bien plus élevée dans la comète de Halley (comparer avec la table II.2), la longueur d'échelle déduite des données de Meier et al. (1993) est compatible avec cette loi. La valeur obtenue pour les comètes les plus actives (1P/Halley et 109P/Swift-Tuttle) semble plutôt au-dessus de celle des comètes qui le sont moins (Austin): la dépendance des vitesses d'expansion avec le taux de production est probablement en partie responsable de cette dispersion.

Quant à la nature de la source étendue de H₂CO, plusieurs hypothèses ont été proposées, dont celle de polymères de H₂CO issus de grains (Boice et al. 1990, Meier et al. 1993). Si l'on compare la dépendance moyenne de sa longueur d'échelle avec la loi moyenne obtenue pour la vitesse d'expansion (paragraphe I.2), on obtient une durée de vie, pratiquement proportionnelle à R_h^2 , ($7500 R_h^2$ [s]). C'est ce qu'on attendrait pour une molécule se dissociant sous l'effet du rayonnement solaire, avec un taux équivalent de $\beta_0 \approx 1.3 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ à 1 UA du soleil. C'est en tous cas un ordre de grandeur plus élevé que pour le taux de photodissociation du méthanol, qui ne serait donc pas le principal parent du formaldéhyde.

Les sources de CO

Les mesures in situ de la densité de CO dans l'atmosphère de la comète de Halley par la sonde spatiale Giotto, montreraient que la majeure partie du CO vient d'une source étendue, également (Eberhardt et al. 1987). Certaines espèces, comme CO₂, H₂CO et OCS, se photodissocient en CO. Les deux dernières ont des durées de vie assez courtes, si bien qu'une partie du CO observé est sans doute le résultat de leur photodissociation. Leur contribution est toutefois faible puisque leur abondance par rapport à l'eau est bien inférieure à celle de CO. Le dioxyde de carbone est plus abondant, mais il ne représenterait qu'environ la moitié du CO venant d'une source étendue. De plus, la durée de vie de CO₂ est longue, ce qui nécessiterait une quantité d'un ordre de grandeur plus élevé de cette molécule pour fournir tout le CO observé. Une autre molécule, C₃O₂ a été proposée comme source de CO (Huntress et al. 1991): cette voie reste à explorer, mais une recherche rapide dans Hale-Bopp de C₂O, un des intermédiaires de photodissociation observable en ondes millimétriques, est restée infructueuse. La limite supérieure en taux de production sera à évaluer, mais si tout le CO vient de C₃O₂, alors C₂O devrait être aussi très abondante.

CO n'a pas été détecté dans beaucoup de comètes, mais dans les 3 cas: C/1996 B2 (Hyakutake), C/1995 O1 (Hale-Bopp) et 29P/Schwassmann-Wachmann 1, il a pratiquement été démontré que CO provient en grande partie du noyau: dans Hyakutake, la molécule a été détectée à l'interféromètre de l'IRAM, et la distribution observée est compatible avec celle d'une molécule mère, ou d'une molécule libérée dans les premières centaines de kilomètres (Despois et al. 1996). Même les observations à antenne unique donnent des abondances suffisamment élevées pour que l'essentiel du CO soit libéré très près du noyau. Dans le cas des comètes lointaines, 29P/S.W.1 et Hale-Bopp, CO serait à l'origine de l'activité de ces comètes: il est donc nécessaire que CO vienne directement de la surface du noyau (ou même de plus profondément), pour entraîner les poussières observées.

Chercher une source étendue de CO dans ces conditions, reviendrait à trouver une molécule devant réaliser trop d'hypothèses: très volatile, très abondante (>20% par rapport à l'eau), et avec une durée de vie très courte. C₃O₂ pourrait plus ou moins bien remplir ces conditions, mais n'a pas été détectée directement ni indirectement. De toute manière cette molécule est nettement moins volatile que CO, un peu moins que CO₂, et il serait bien compliqué de ne pas accepter que CO soit présent sous cette forme dans les glaces cométaires.

En résumé, il est certain que CO est le produit de photodissociation de certaines espèces déjà identifiées dans les comètes ou à trouver. Mais dans les comètes abondantes en CO (20% environ par rapport à l'eau, près du soleil), la majeure partie de celui-ci vient de la sublimation glaces cométaires. Même les dernières cartes des raies de CO(3-2) ou (2-1) dans la comète Hale-Bopp (au JCMT et avec le 30m de l'IRAM) confirment une distribution de molécule mère.

II Composition chimique des comètes

Evolution des compositions atmosphériques avec la distance héliocentrique

A moins de 2 Unités Astronomiques du Soleil, la température d'équilibre à la surface d'un noyau de comète est suffisamment importante pour permettre la sublimation des molécules observées dans les atmosphères cométaires. L'eau, le principal composant des glaces cométaires, a une température de sublimation de 152 K, atteinte à moins de 2.5 UA du soleil. Seules 2 comètes ont été suivies sur un grand domaine de distances héliocentriques: C/1996 B2 (Hyakutake) et C/1995 O1 (Hale-Bopp). La première, proche du soleil, n'a pas montré de variations très significatives d'abondances relatives entre 1.5 et 0.3 UA du soleil, à part peut-être pour CS.

Ceci doit être confirmé avec un modèle d'excitation complet. L'existence d'une molécule d'abondance de l'ordre de 0.2% et de longue durée de vie (1 jour à 1 UA du soleil), ou réfractaire, se photodissociant en CS, pourrait expliquer l'enrichissement apparent en CS près du soleil (sa contribution au CS observé serait augmentée d'un ordre de grandeur en passant de $R_h = 1$ à 0.25 UA).

L'observation de comètes à grande distance héliocentrique, comme 29P/S.W.1 et Hale-Bopp, qui sera suivie de 6.7 à 0.9 UA, avant son périhélie, apporte plus d'informations. Si on suppose que ces comètes seraient abondantes en CO près du soleil ($CO/H_2O = 20\%$, comme dans Hyakutake), les abondances relatives à CO des autres espèces sont bien plus faibles à 6 UA du soleil que près du soleil. La table II.1 ci-dessous résume ces résultats de mesure.

Table II.1: Abondances relatives à CO en fonction de la distance au soleil

Molécule	29P/S.W.1	Hale-Bopp				Comète moyenne
		6.5 UA	4.5 UA	3.5 UA	2.5 UA	
Rh =	6.2 UA	6.5 UA	4.5 UA	3.5 UA	2.5 UA	0.5-1.5 UA
H ₂ O/CO	?	< 4	0.8 ± 0.2	1.6 ± 0.1	5 ± 1	5.0
HCN/CO	< 0.1 %	< 0.5 %	0.7 ± 0.1 %	0.63 ± 0.1 %	0.84 ± 0.1 %	0.5 % - 1.2 %
CH ₃ OH/CO	< 1.2 %	3.6 ± 0.8 %	6.0 ± 1.5 %	7.0 ± 1.0 %	19. ± 3. %	6 % - 34 %
H ₂ S/CO	< 2.4 %	?	5 ± 1 %	5.0 ± 0.7 %	8.3 ± 0.4 %	2 % - 4 %
CS/CO	< 0.4 %	?	0.15 ± 0.03 %	0.15 ± 0.03 %		0.3 % - 0.8 %
H ₂ CO _(f) /CO	< 0.6 %	< 2.4 %	< 0.5 %	0.2 %		2 % - 7 %

Note: La valeur en italique pour le méthanol dans Hale-Bopp correspond à une détection marginale.

La comparaison entre les comètes 29P/S.-W.1 et Hale-Bopp, à plus de 6 UA montre de meilleures limites supérieures pour la comète 29P/S.-W.1, qui a été plus longuement observée. Ces limites sont comparables, sauf dans le cas du méthanol, dont la détection reste cependant marginale, et qui pourrait aussi provenir des grains, dans le cas de Hale-Bopp. En ce qui concerne l'évolution des abondances avec la distance héliocentrique, on pourra donc se référer à ces 2 comètes pour le point à plus de 6 UA. On peut alors classer les molécules en 3 catégories, par comparaison avec les abondances dans les comètes près du soleil:

- celles qui paraîtraient **peu volatiles**, comme l'eau, que sont CS, et H₂CO, ou leur parents;

- celles semblent plus **volatiles** car d'abondance "normale" à partir de 4.5 UA, mais sous abondantes à 6.5 UA: **HCN** et **CH₃OH** (Températures de sublimation autour de 95 K);

- celles **très volatiles**: **CO** par référence, et pour **H₂S** la question n'est pas résolue: une abondance "normale" à plus de 6 UA du Soleil n'est pas exclue.

Pour l'eau, on attend une sublimation efficace à moins de 3 UA du soleil, pour HCN et CH₃OH, et CS₂, à moins de 6 UA, pour H₂S et H₂CO, à moins de 15 UA et pour CO à moins de 65 UA dans l'hypothèse de glaces pures (Yamamoto 1985). Il apparaît donc que si CS₂ est à l'origine du CS observé et si le formaldéhyde provient des glaces cométaires, ces 2 molécules sont moins facilement libérées que HCN, CH₃OH et H₂S, et leur sublimation semble liée à celle de la glace d'eau.

Comparaisons près du soleil, entre 0.7 et 1.5 UA

Table II.2: Abondances relatives à l'eau des molécules observées dans les différentes comètes

Comète	Austin	Levy	Szcze.	Tabur	Hyaku.	109P	23P	122P	19P	22P	45P
<R _h >	1.11	1.35	1.48	1.05	1.10	1.02	0.52	0.72	1.37	1.59	0.87
HCN	0.13% ±0.03	0.12% ±0.02	0.09% ±0.01	<i>0.14%</i> <i>±0.02</i>	0.11% ±0.01	0.24% ±0.02	<i>0.15%</i> <i>±0.05</i>	<i>0.11%</i> <i>±0.03</i>	0.11% ±0.02	0.13% ±0.02	<i>0.10%</i> <i>±0.02</i>
CH ₃ OH	4.9 % ±0.9	1.9 % ±0.3	6.9 % ±2.0	< 1.4%	1.2 % ±0.3	4.2 % ±0.7		2.0% ±0.6	1.5 % ±0.5	2.5 % ±0.5	
H ₂ S	0.4 % ±0.1	0.43% ±0.06		<i>0.9 %</i> <i>±0.1</i>	0.65% ±0.03	0.6 % ±0.1				0.58% ±0.08	
CO				<24%	19.0% ±3.0			< 15%		< 6 %	
H ₂ CO	0.37% ±0.11	0.15 % ±0.06	<0.24 %	<i>0.10%</i> <i>±0.03</i>	0.18% ±0.04	1.00% ±0.40	<i>0.35%</i> <i>±0.10</i>	<1.3% ±0.03	0.10% ±0.03	<0.15 %	
H ₂ CO _(f)	1.0 % ±0.2	0.57% ±0.14	<1.53 %	<i>0.48 %</i> <i>±0.16</i>	0.66% ±0.22	1.37% ±0.35	<i>0.7 %</i> <i>±0.2</i>	<2.1% ±0.13	0.46% ±0.13	<0.3%	
CH ₃ OH /HCN	38. ±12.	16.5 ±3.1	79. ±26.	< 10.	13.3 ±3.0	17.5 ±3.3		18 ±7	14.3 ±5.1	19.8 ±4.8	

(En *italique*: observations mal contraintes (température non mesurée); En **caractères gras**: observations bien contraintes (plusieurs raies observées, ou, et poses décalées pour H₂CO_(f), dans l'hypothèse d'une source étendue)

La table II.2 présente un bilan comparatif des abondances des différentes molécules, observées ou cherchées dans plusieurs comètes observées près du soleil (chapitre 3). Les abondances extrêmes varient de moins d'un facteur 2.5, sauf pour CO, qui est une molécule particulière, et CH₃OH, pour laquelle 3 comètes ont des abondances plus de 2 fois supérieures à la moyenne des autres, les rapports extrêmes valant plus de 5. Deux comètes ont un rapport d'abondance CH₃OH par rapport à HCN s'éloignant significativement de la moyenne de toutes les autres (16 ±3) (cf. dernière ligne et *figure 5.IIa*). On comprend que les comètes à courte période, telles que 22P/Kopff, soit appauvries en CO qui est une molécule très volatile. Mais H₂S est à peu près aussi abondante dans tous les types de comètes, bien qu'assez volatile, mais susceptible d'être plus facilement piégé dans la glace d'eau.

Sur la *figure 5.IIa* en mettant à part le cas de 109P/Swift-Tuttle, dont la géométrie de dégazage particulière a peut-être faussé certaines abondances (problèmes de modèles ou taux de dégazage de l'eau sous-évalués?), l'abondance de HCN semble relativement constante d'une comète à l'autre: $0.12 \pm 0.03\%$, tandis que celle du méthanol varie de 1.2 à 6.9%. Des observations d'autres comètes en infrarouge (Bockelée-Morvan et al. 1995) complètent utilement ces mesures puisqu'elles montrent que les 2 ou 3 comètes apparemment surabondantes en **méthanol** ne sont pas un cas isolé, et que d'autres comètes sont aussi peu abondantes en méthanol que la comète Levy. Mumma et al. (1993, 1996) distingue deux types de comètes: celles riches et celle pauvres en méthanol. A'Hearn et al. (1995) ont également constaté une dispersion importante du rapport C_2/CN (et C_3/CN) à partir d'observations dans le domaine visible: la plupart des comètes pauvres en chaînes carbonées appartiendraient à la famille de Jupiter. Il est ici peu évident de dire si on a 2 classes distinctes, mais il est certain qu'on a une **dispersion en abondance significative** (surtout par comparaison à HCN) dont l'origine reste à élucider: les comètes venant probablement de la ceinture de Kuiper (19P et 22P) semblent pauvres en méthanol, mais les autres se répartissent aléatoirement. Les comètes Hyakutake et Levy appartiennent à une catégorie différente de Austin et Szczepanski bien qu'aucune caractéristique orbitale ne permette de les distinguer.

La *figure 5.IIb* permet de comparer l'abondance du formaldéhyde dans l'hypothèse d'une source étendue par rapport à celle du méthanol. Les quelques points de mesures montrent une corrélation ($\rho = 0.83$): $[H_2CO_{(f)}/H_2O] = 0.30(\pm 0.06) + 0.18(\pm 0.16)[CH_3OH/H_2O]$ (en %), qui n'est pas en désaccord avec les limites supérieures obtenues dans les autres comètes. L'étude de cette corrélation a un double intérêt:

- D'une part H_2CO est une des voies possible de photodissociation de CH_3OH , dont on ne connaît pas précisément le rapport de branchement (Bockelée-Morvan et al. 1994). Si CH_3OH se photodissocie donc en partie en H_2CO , on s'attend à voir augmenter l'abondance de H_2CO avec celle du méthanol (assez indépendamment du modèle de distribution adopté pour H_2CO). C'est le cas, et l'utilisation de la longueur d'échelle du méthanol pour interpréter les observations du formaldéhyde donnerait des taux de production d'un ordre de grandeur comparable, donc il n'est pas exclu qu'une partie du formaldéhyde vienne du méthanol. Cette corrélation peut aussi s'interpréter différemment, en disant que le parent du formaldéhyde pourrait avoir une abondance qui varie comme celle du méthanol en liaison avec l'origine de la formation des comète.

- D'autre part, si on extrapole cette relation à l'absence de CH_3OH , il resterait 0.3 % de H_2CO : cela peut représenter une contribution d'une autre origine, non liée à celle du méthanol, et/ou une contribution venant directement du noyau.

Il est en effet complexe d'analyser les observations de H_2CO , car si une longueur d'échelle de 6800 km à 1 UA du soleil permet de mieux les interpréter globalement, il n'est pas exclu que l'on puisse décomposer la distribution observée en trois sources: une source nucléaire (représentant moins de 0.1% de H_2O), une source moyennement étendue (6800 km) et une avec une longueur d'échelle beaucoup plus grande (≈ 60000 km à 1UA), pour une contribution due à la photodissociation du méthanol.

Figure 5.IIa: Abondances relatives à l'eau du méthanol en fonction de celle de HCN dans les comètes observées près du soleil. (Boîtes en pointillés pour les limites supérieures à 3 sigmas)

Figure 5.IIb: Abondances relatives à l'eau du formaldéhyde (dans le cas de la source étendue qui permet d'interpréter les observations au mieux) en fonction de celle du méthanol dans les comètes près du soleil.

Autres molécules

De nouvelles molécules ont été récemment découvertes en ondes radio dans les comètes Hyakutake et Hale-Bopp, mais avec des abondances faibles par rapport à l'eau. Certaines étaient presque attendues, car soupçonnées dans les observations in situ de 1P/Halley (spectre infrarouge de OCS à 4.85 μm obtenu avec IKS à bord de la sonde VEGA 1) et, ou détectées dans le milieu interstellaire. CS avait déjà été observé en ultraviolet dans les comètes. Par contre, HNC, malgré une abondance faible de l'ordre de 0.007 %, est susceptible de donner beaucoup d'informations sur l'origine des glaces cométaires. S'il est peu probable qu'on détecte une nouvelle molécule très abondante dans les comètes, l'avenir s'orientera plutôt vers ces espèces plutôt rares mais précieuses.

En conclusion, nous disposons maintenant d'informations utiles pour l'exploitation des observations cométaires. De nombreux points communs, validant en partie les modèles théoriques, apparaissent dans les mesures de températures, vitesses d'expansion et géométrie du dégazage des différentes comètes. D'un autre côté, nous avons obtenu des informations très utiles sur le comportement de chaque molécule bien observée: évolution du taux de sublimation avec la distance héliocentrique et distribution dans l'atmosphère. D'autre part, la comparaison des comètes entre elles montre des différences de composition à interpréter, et l'observation d'espèces plus rares devrait apporter davantage d'informations sur l'origine des comètes.

Références du chapitre

- A'Hearn, M.F., Millis, R.L., Schleicher, D.G., Osip, D.J. and Birch, P.V.** *Icarus*, 118, 223-270, **1995**
"The ensemble properties of comets: results from narrowband photometry of 85 comets, 1976-1982"
- Bockelée-Morvan, D., and Crovisier, J.** *ESA. SP-278*, 233-240, **1987**
"The role of water in the thermal balance of the coma"
- Bockelée-Morvan, D., Crovisier, J. and Gérard, E.** *Astron. Astrophys.*, **238**, 382-400, **1990**
"Retrieving the coma gas expansion velocity in P/Halley, Wilson (1987 VII) and several other comets from the 18-cm OH line shapes"
- Bockelée-Morvan, D., Crovisier, J., Colom, P. and Despois, D.** *Astron. Astrophys.*, **287**, 647-665, **1994**
"The rotational lines of methanol in comets Austin 1990 V and Levy 1990 XX"
- Bockelée-Morvan, D., Brooke, T.Y. and Crovisier, J.** *Icarus*, **116**, 18-39, **1995**
"On the origin of the 3.2-3.6 μm emission features in comets"
- Boice, D.C., Huebner, W.F., Sablik, M.J. and Konno, I.** *Geophys. Res. Lett.*, **17**, 1813, **1990**
- Crovisier, J. and Schloerb, F.P.** *"Comets in the Post-Halley Era"*, 149-173, **1990**
Edts R. Newburn and J. Rahe, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht.
"The study of comets at radio wavelengths"
- Crovisier, J.** *Journ. of Geophys. Research E2*, **99**, 3777-3781, **1994**
"Photodestruction rates for cometary parent molecules"

- Crovisier, J., Brooke, T.Y., Hanner, M.S., Keller, H.U., Lamy, P.L., Altieri, B., Bockelée-Morvan, D., Jorda, L., Leech, K. and Lellouch, E.** *Astron. Astrophys.*, **315**, 385-388, **1996**
 "The infrared spectrum of comet C/1995 O1 (Hale-Bopp) at 4.6 AU from the Sun"
- Crifo, J.F.** *"Comets in the Post-Halley Era"*, **1990**
 Edts R. Newburn and J. Rahe, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht.
 "Hydrodynamic models of the collisional coma"
- Crifo, J.F., Itkin, A.L., Rodionov, A.V.** *Icarus*, **1995**
 "The Near-Nucleus Coma formed by Interacting Dusty Gas Jets effusing from a Cometary Nucleus I."
- Delsemme, A.H.** *"Comets"*, 85-130, **1982**
 Edts L.L. Wilkening, The University of Arizona Press, Tucson, Arizona
 "Chemical composition of cometary nuclei"
- Despois, D., Wink, J., Dutrey, A., Neri, R., Lucas, R. et al.** *Asteroids, Comets, Meteors 1996*, Versailles France, 8-12 July **1996**
 "Radio interferometric observations of comet C/1996 B2 (Hyakutake) at IRAM"
- Eberhardt, P., Krankowsky D., Schulte U. et al.** *Astron. Astrophys.*, **187**, 481-484, **1987**
 "The CO and N₂ abundance in comet P/Halley"
- Festou, M.C., Rickman, H. and West, R.M.** *Astron. Astrophys. Review*, **4**, 362-447, **5**, 37-163, **1993**
 "Comets"
- Huntress Jr., W.T., Allen, M. and Delitsky, M.** *Nature*, **352**, 316-318, **1991**
 "Carbon suboxide in comet Halley?"
- Keller, H.U., et al.** *Astron. Astrophys.*, **187**, 807-823, **1987**
 "Comet P/Halley's nucleus and its activity"
- Meier, R., Eberhardt, P., Krankowsky, D. and Hodges, R.R.** *Astron. Astrophys.*, **277**, 677-690, **1993**
 "The extended formaldehyde source in comet P/Halley"
- Mumma, M.J., Weissman, P.R. and Stern, S.A.** *Protostars and planets III*, 1177-1252, **1993**
- Mumma, M.J., DiSanti, M.A., Dello Russo, N., Fomenkova, M., Magee-Sauer, K., Kaminski, C.D. and Xie, D.X.** *Science*, **272**, 1310-1314, **1996**
 "Detection of Abundant Ethane and Methane, Along with Carbon Monoxide and Water, in Comet C/1996 B2 Hyakutake: Evidence for Interstellar Origin."
- Schloerb, F.P., Kinzel, W.M., Swade, D.A. and Irvine, W.M.** *Astron. Astrophys.*, **187**, 475-480, **1987**
 "Observations of HCN in comet P/Halley"
- Xie, X. and Mumma, M.J.** *Astrophys. J.*, **464**, 442-456, **1996**
 "Monte Carlo simulation of cometary atmospheres: application to comet P/Halley at the time of the Giotto spacecraft encounter. I. Isotropic model"
 E.H. Levy and J.I. Lunine, Edts, Univ. of Arizona Press, Tucson
- Yamamoto, T.** *Astron. Astrophys.*, **142**, 31-36, **1985**
 "Formation environment of cometary nuclei in the primordial solar nebula"

Conclusion générale

Le travail que j'ai effectué au cours de cette thèse porte sur l'observation en ondes millimétriques et submillimétriques de 14 comètes différentes. Dix de ces comètes ont été observées entre 1994 et 1996. L'intérêt des observations spectroscopiques à ces longueurs d'onde est de mesurer les taux de production de molécules "mères" qui proviennent directement de la sublimation des glaces cométaires à la surface du noyau. Les observations ont été orientées vers trois objectifs distincts.

Les molécules HCN, H₂CO, CH₃OH et H₂S, déjà identifiées dans les atmosphères cométaires, ont été recherchées dans 7 nouvelles comètes lors de leur passage près du soleil: 19P/Borrelly en 1994, 122P/de Vico en 1995, 45P/Honda-M.P., C/1996 B1 (Szczipanski), C/1996 B2 (Hyakutake), 22P/Kopff et C/1996 Q1 (Tabur) en 1996. Nous avons également observé le radical OH dans la plupart de ces comètes, ce qui a permis de déterminer leur taux de production en eau, principale molécule mère cométaire. L'objectif de ces observations était de mesurer des abondances par rapport à l'eau et de faire une étude comparative afin de mettre en évidence d'éventuelles variations de composition d'une comète à l'autre, liées à leur origine et leur histoire.

En octobre 1993, D. Jewitt et M. Senay ont détecté le monoxyde de carbone dans la comète lointaine 29P/Schwassmann-Wachmann 1. Nous avons observé cette comète, ainsi que deux autres comètes, 95P/Chiron et C/1995 O1 (Hale-Bopp) à l'automne 1995, qui manifestaient une activité importante à plus de 6 UA du soleil. Ces observations avaient pour objectif de mieux comprendre les mécanismes qui dominent l'activité des comètes à grande distance héliocentrique. CO n'a pas été détecté dans 95P/Chiron.

Enfin, deux nouvelles comètes exceptionnelles, C/1996 B2 (Hyakutake) qui est passée très près de la terre en mars 1996, et C/1995 O1 (Hale-Bopp) qui est une comète très active, nous ont permis de rechercher et de découvrir de nouvelles molécules en ondes radio, CS, CH₃CN et HNC. La comète Hale-Bopp a fait l'objet d'un suivi sur un grand domaine de distances héliocentriques et les observations se poursuivront encore jusqu'au périhélie en avril 1997 et au-delà.

L'exploitation de ces observations nous a permis d'obtenir des informations sur les conditions thermodynamiques qui règnent dans les atmosphères cométaires. Dans un premier temps, je me suis intéressé aux différents mécanismes d'excitation des molécules. L'interprétation des différentes raies observées à haute résolution spectrale a aussi permis de contraindre la géométrie du dégazage de certaines des comètes observées.

En ce qui concerne les conditions d'excitation d'une molécule dans une atmosphère cométaire, j'ai pris en compte deux mécanismes supplémentaires, par rapport aux modèles précédemment employés (Crovisier 1987, Bockelée-Morvan et al. 1987, 1992, 1994): l'excitation collisionnelle par les électrons et l'excitation des niveaux de rotation par le rayonnement cosmologique à 3 K.

Pour modéliser les collisions avec les électrons, nous avons utilisé un modèle plausible pour le profil de densité et de température des électrons, inspiré des mesures in situ des comètes de Halley et 21P/Giacobini-Zinner. Nous avons montré que, dans le cas de comètes particulièrement actives telles que 109P/Swift-Tuttle, Hyakutake et Levy, non seulement ce processus domine l'excitation collisionnelle par les molécules d'eau, à partir d'une certaine distance au noyau, mais aussi qu'il est nécessaire pour pouvoir interpréter de manière satisfaisante les observations. Les collisions avec les ions n'ont pas été modélisées, mais elles pourraient aussi avoir un rôle significatif.

L'excitation des niveaux de rotation des molécules cométaires par le rayonnement cosmologique à 3 K est plus facile à modéliser. Ce mécanisme doit être pris en compte pour l'interprétation des observations des comètes lointaines.

Les observations simultanées de plusieurs transitions d'une même molécule, en particulier celles du méthanol, nous ont permis de mesurer la température moyenne du gaz dans les atmosphères de 9 comètes. Grâce aux observations des comètes Hyakutake et Hale-Bopp, ces mesures de température couvrent un domaine très large de distances héliocentriques: 0.3 à 6.7 UA. Les températures extrêmes mesurées vont de 9K pour la comète 29P/S.W.1 à 6.2 UA à plus de 120 K à moins de 0.5 UA du Soleil dans le cas de la comète Hyakutake. L'ensemble des mesures pourrait être représenté par une loi de puissance $T = 72 R_h^{-0.8}$ [K] avec une dispersion de l'ordre d'un facteur 2, en partie liée à l'activité des comètes.

L'analyse des profils de raies a permis de mesurer assez précisément les vitesses d'expansion des 13 comètes détectées. Ces mesures couvrent également un grand domaine de distance héliocentrique (0.3 à 6.7 UA). La dépendance moyenne avec la distance au soleil est à peu près décrite par la loi $v_{\text{exp}} = 0.9(\pm 0.2) R_h^{0.55(\pm 0.1)}$ km/s pour l'ensemble des comètes. Nous avons également vu qu'un grand nombre de raies cométaires observées montraient un décalage spectral significatif qui s'interprète en terme de dégazage anisotrope, sous forme de jets plus ou moins collimatés. Ces profils de raies sont souvent la preuve d'un dégazage préférentiel en direction du soleil.

L'intérêt essentiel de ce travail a été de déterminer les taux de production des différentes molécules que nous avons observées. L'analyse comparative de ces données nous donne des informations concernant le noyau des comètes elles-mêmes. Cinq résultats importants ont été obtenus:

[1] L'activité des comètes lointaines semble dominée par le dégazage d'une espèce volatile comme CO. Cette molécule a été identifiée dans les comètes 29P/Schwassmann-Wachmann 1 et Hale-Bopp à plus de 6 UA du soleil, avec un taux de dégazage supérieur à 1 tonne par seconde;

[2] Nous avons observé l'apparition progressive de la sublimation de 6 autres espèces moléculaires (H_2S , HCN, CH_3OH , H_2CO , CS et CH_3CN) dans la comète Hale-Bopp, entre 5 et 3 UA du soleil. Depuis leur première détection, nous suivons l'évolution de leurs abondances relatives, ainsi que le taux de production du radical OH;

[3] La comparaison des compositions chimiques de 11 comètes près du soleil montre une dispersion deux fois plus importante pour une espèce comme le méthanol que dans le cas de HCN ou H_2S , dont les abondances varient tout de même d'un facteur 2.5 d'une comète à une autre;

[4] Il a été montré que la distribution spatiale de l'émission du formaldéhyde (dans 4 comètes différentes) s'interprète au mieux avec une source étendue de longueur d'échelle proche de 7000 km à 1 UA du soleil. L'essentiel de cette molécule ne vient donc pas directement de la surface du noyau;

[5] Enfin, de nouvelles espèces ont été détectées en ondes millimétriques au cours de ce travail de thèse (CO, CS, CH₃CN et HNC). Parmi ces molécules, certaines sont très importantes car leurs abondances offrent de nouvelles contraintes sur l'origine des comètes. HNC, en particulier, a été détecté avec une abondance importante de 6% par rapport à HCN dans la comète Hyakutake qui pourrait indiquer que les glaces cométaires contiennent des grains d'origine interstellaire inaltérés.

Le passage très favorable de la comète Hyakutake nous a apporté un grand nombre de ces dernières découvertes, et l'arrivée de la comète Hale-Bopp offre de nouvelles perspectives. L'observation de la comète Hale-Bopp entre 7 et 3 UA du soleil a déjà fourni des données uniques, mais son passage au périhélie devrait apporter des résultats nouveaux. A l'automne 1996, plus de 4 mois avant son passage au périhélie, cette comète était déjà la plus active jamais observée. Son observation autour du périhélie devrait non seulement permettre de réobserver les espèces nouvellement découvertes et de suivre leur évolution, mais aussi d'identifier de nouvelles molécules. De plus cette comète sera observée encore pendant des mois voire des années, et nous espérons ainsi suivre son activité le plus loin possible du soleil. Les observations des différentes molécules seront complémentaires de ce qui a été fait dans la phase pré-périhélie.

L'exploitation complète des observations de la comète Hyakutake devrait encore fournir du travail pour plusieurs mois. Les résultats préliminaires permettent déjà de préparer les observations de la comète Hale-Bopp dont l'étude et l'exploitation des données nous mèneront jusqu'à la fin de ce siècle. Certaines de ces données sont inédites, en particulier les observations en interférométrie millimétrique. Elles apporteront un grand nombre d'éléments essentiels à la compréhension de l'origine des comètes. La comète 46P/Wirtanen devrait être explorée par une sonde spatiale au début du XXI^e siècle. L'expérience millimétrique MIRO, embarquée sur la sonde spatiale Rosetta, permettra l'observation in situ de l'atmosphère de cette comète: les observations que nous analysons actuellement serviront de base à la préparation de cette nouvelle exploration spatiale.

ANNEXES

A-I Réduction des observations

Avant de pouvoir interpréter une intensité de raie, un travail préliminaire, plus ou moins approfondi est nécessaire: d'une part, il est important de savoir précisément comment la source est observée (problèmes de pointage) et d'autre part il faut bien connaître ce que représente quantitativement le signal observé (unité et précision de la mesure).

A-I.1 Modèle de pointage et calculs d'offset

Introduction

Le principal inconvénient de l'observation radioastronomique par rapport à l'observation avec un télescope optique (proche ultraviolet à infrarouge) est qu'on ne dispose pas d'image du champ observé. Avec un télescope classique, avant de prendre un spectre de la source observée, par exemple, il est possible de centrer la

source sur la fente du spectrographe à partir d'une image visible du champ ou de celle-ci, avec une possibilité de suivi et de correction en temps réel (par division du faisceau venant du télescope ou en utilisant un instrument guide) En radioastronomie, on observe "en aveugle": il n'est en général pas possible d'obtenir l'équivalent d'une image du champ de l'objet observé pour pointer le radiotélescope. Aucun instrument n'est équipé de l'équivalent des matrices de détecteurs CCD des télescopes visibles: les techniques multifaisceaux de détection en mode continuum (Bolomètres de l'IRAM ou SCUBA au JCMT) ou en mode spectral (au FCRAO) se développent tout juste et ne comportent au mieux que l'équivalent de quelques dizaines de points image (pixels). Mais, surtout dans le cas des comètes, l'intensité du signal des sources ne permet pas d'obtenir l'équivalent d'une image en quelques secondes ou minutes avec un bon rapport signal sur bruit.

Le principe des observations radioastronomiques cométaires est donc de fournir des éphémérides aussi précises que possible et de déterminer la direction à pointer (en azimut et élévation pour la plupart des radiotélescopes, qui sont sur une monture azimutale). L'antenne doit alors être orientée le mieux possible dans cette direction.

Sources d'erreur de pointage

Mots Clés: Ephémérides, coordonnées équatoriales, éléments orbitaux, astrométrie.

Puisqu'on ne peut corriger parfaitement en temps réel le pointage de l'antenne du radiotélescope, plusieurs sources d'erreur ou d'incertitude peuvent apparaître. De plus, comme on a souvent l'équivalent d'un seul point image, de la taille du lobe d'antenne (de 10" à 200" typiquement, suivant l'instrument et la fréquence), les exigences sur la qualité du pointage sont très importantes: à un demi-lobe (gaussien), le signal d'une source ponctuelle décroît d'un facteur 2, si bien que chercher 2" de précision n'est pas forcément abusif. Les principales sources d'erreur sont les suivantes:

[1] Pour les comètes, essentiellement: **erreurs d'éphémérides:**

En général, chaque radiotélescope comporte un logiciel permettant de convertir les coordonnées d'une source dans un repère classique (équatorial ou galactique) en coordonnées azimutales apparentes, avec les corrections de précession, d'aberration et de réfraction notamment. Pour les objets du système solaire le problème se complique pour plusieurs raisons:

- ils sont à une distance finie: il est nécessaire de corriger en temps réel de la parallaxe: la parallaxe équatoriale des comètes observées va de 1.3" pour 29P/S.-W.1 à 86" pour C/1996B2 (Hyakutake) au périégée!

- ils se déplacent sur la voûte céleste (pour les comètes observées, de moins de 0.1" à 45" (Hyakutake près du périégée) par minute): il faut fournir des éphémérides réactualisées en temps réel: donc jusqu'à plusieurs dizaines de fois par minute.

Au 30m de l'IRAM, un programme de calcul d'éphémérides à partir d'un jeu d'éléments orbitaux cométaires est inclus dans le logiciel qui gère le télescope;

Au JCMT, il faut fournir des éphémérides en coordonnées équatoriales apparentes topocentriques (donc corrigées de la précession et de la parallaxe pour le radiotélescope), suffisamment échantillonnées en temps pour le programme d'interpolation qui recalculé en temps réel les éphémérides à partir du fichier;

Pour l'interféromètre de l'IRAM au Plateau de Bure, il faut également fournir un fichier d'éphémérides, mais en coordonnées géocentriques J2000.0, avec la parallaxe équatoriale.

En général, les erreurs de pointage dues aux éphémérides ne viennent pas de l'interprétation de celles-ci par le système de gestion du télescope (Au 30m de l'IRAM et au JCMT les coordonnées prises en compte par le

radiotélescope, correspondent bien à moins de 1" d'angle près aux éphémérides calculées indépendamment, avec les mêmes sources). Mais les orbites cométaires ne sont pas parfaitement connues, ni stables: Nous appellerons donc **erreurs d'éphémérides** l'écart entre la position donnée par les éphémérides utilisées et la position réelle de la comète.

Ces erreurs peuvent être estimées a posteriori, souvent à mieux que 1", grâce à l'astrométrie de position des comètes dans le visible, à laquelle les astronomes amateurs apportent une contribution non négligeable. Ces données permettent de calculer la meilleure orbite qui les représente (éléments calculés par B.G. Marsden, S. Nakano (circulaires MPC), D.K. Yeomans (Jet Propulsion Laboratory) ou P. Rocher (Bureau des Longitudes)) avec des résidus en général inférieurs à 1".

Pour chaque comète, les éléments orbitaux les plus récents ont été utilisés pour calculer les éphémérides exactes avec un programme d'intégration numérique (perturbations orbitales prises en compte), que nous comparons aux éphémérides utilisées pour les observations (éventuellement recalculées à partir des éléments orbitaux utilisés). Dans le cas de 109P/Swift-Tuttle et 19P/Borrelly, il a fallu même remonter aux sources (positions astrométriques publiées), pour examiner s'il n'y avait pas de résidus systématiques supplémentaires.

C'est ainsi que dans plusieurs cas, des erreurs de 8" à 15" (Austin, 109P/Swift-Tuttle, 122P/de Vico, Hyakutake) ont été constatées a posteriori car nous ne disposons pas d'éléments orbitaux suffisamment précis au moment des observations. Lorsque C/1996 B2 Hyakutake est passée près de la Terre, des erreurs inférieures à 3" ont été obtenues, par un effort de toute la communauté astronomique cométaire internationale, qui permettait d'avoir des éléments orbitaux réactualisés à partir d'observations datant de moins de 2 ou 3 jours! En quelques semaines, la déviation observée peut très bien atteindre plus de 10": le 12 mai 1996, C/1996 B2 n'avait pas été observée depuis près de 20 jours et l'écart atteignait 40" (perturbation non gravitationnelles importantes dans l'orbite), et la comète était indétectable. D'autre part, dans certains cas (29P/S.W.1 et Hale-Bopp autour d'avril 1996), les perturbations des planètes (Jupiter principalement) modifient rapidement les orbites des comètes, et il faut utiliser des éléments orbitaux osculateurs à une date proche de celle des observations, si on n'utilise pas de programme intégrant numériquement la trajectoire de la comète (problème à au moins 3 corps).

[2] Pour toutes les sources: **erreurs de pointage de l'antenne**

C'est la deuxième source principale d'erreur, mais elle est bien moins facile à évaluer: dans son principe, il s'agit de l'écart entre la position réellement pointée et la position visée (théoriquement). On peut y inclure 3 sous parties: - **Mouvement de l'antenne**

- **Réfraction anormale** (liée à l'atmosphère, équivalent de la turbulence en optique)

- **Alignement des récepteurs**

Le paragraphe suivant détaille le principe qui vise à limiter ces erreurs et la façon dont elles ont été évaluées.

Pointage du radiotélescope

Dans le cas des antennes de 30m de l'IRAM et de 15m du JCMT, le pointage peut-être décomposé en 3 niveaux: orientation de l'antenne vers la position (azimut et élévation) désirée et lu par les encodeurs, puis première correction due à un "modèle de pointage" introduit dans le système de gestion du radiotélescope,

réactualisé régulièrement (tous les 8 jours environ au 30m de l'IRAM), puis deuxième correction entrée par l'observateur. La première étape de pointage serait insuffisante pour obtenir une précision de 2" constante dans le temps, c'est pourquoi, régulièrement, des sources de référence (planète, Quasars,...), de positions parfaitement connues et intenses, sont observées dans la plupart des directions du ciel, pour contrôler la qualité du pointage. Celle-ci peut changer avec le temps pour de nombreuses raisons, comme notamment une évolution, ne serait-ce qu'infime (quelques secondes d'angles) de l'orientation des axes de rotation de l'antenne, la déformation de l'antenne principale et l'orientation du réflecteur secondaire. L'objectif du "modèle de pointage" est de modéliser plus ou moins l'orientation des axes de rotation,... pour corriger des erreurs de pointage systématiques. Celles-ci peuvent apparaître au cours du temps, et d'autres sources d'erreur variables (réfraction anormale, alignement des récepteurs),... obligent l'observateur à contrôler régulièrement le pointage. Environ une fois par heure d'observation en changeant de source (si les directions (azimut, élévation) sont très différentes), il faut contrôler la qualité du pointage sur les sources de référence et éventuellement ajouter des nouvelles corrections.

Dans de bonnes conditions (stabilité météorologique,...), on peut alors avoir un pointage absolu meilleur que 3" à l'IRAM (0.4" en relatif) et 2" au JCMT. Pendant les observations, à l'IRAM, nous essayons dans la mesure du possible de prendre les meilleures corrections possibles en temps réel, mais il n'est pas toujours évident d'avoir une source de référence suffisamment bien détectée, et proche en azimut et en élévation de l'objet étudié.

Notamment dans le cas des observations de Levy, 109P/Swift-Tuttle et 19P/Borrelly, ces corrections à apporter ont été modélisées a posteriori, à partir de toutes les mesures de pointage disponibles (fichier "pointing.dat" à l'IRAM). Dans certains cas, il est possible qu'une source intense (donc sur laquelle les corrections auront été mesurées avec une bonne précision (moins de 0.2" par exemple)) ait eu une trajectoire dans le ciel (en azimut et élévation) similaire à la comète observée mais décalée de quelques heures. On remarquera (voir exemple *figure AII*) que ces corrections se répètent assez bien pour les mêmes coordonnées horizontales, à quelques heures ou jours d'intervalle, en plus d'éventuelles corrections temporaires, par exemple dues à la réfraction anormale qui peut déplacer ou déformer l'aspect des objets, plus ou moins aléatoirement, sur près de 10" ou plus.



Figure AII: Représentation des corrections de pointage mesurées sur des sources de référence pendant une période d'observation. Echelle des corrections (longueur et orientation des flèches) et incertitudes (ellipses au bout des flèches) dans le cadre en haut à gauche (4"x4"). Origine des flèches: position de la source sur le ciel.

En suivant la trajectoire apparente de la comète, j'ai donc tenté d'exprimer ces corrections optimales d'azimut "col*" ou d'élévation "nule" en fonction de l'azimut, pour une élévation proche de celle de la comète. L'utilisation de fonctions trigonométriques simples ($\alpha_1 + \alpha_2 \sin(\alpha_3(\text{azimut}) + \alpha_4)$, pour tous les azimuts ou deux domaines, avec raccordement continu) a l'avantage de donner des fonctions qui ne divergent pas et qui ont plus ou moins un sens physique puisque s'il s'agit entre autres de modéliser les défauts des axes du télescope, qui seront des fonctions périodiques de l'azimut. Les résidus entre ce petit modèle et les valeurs utilisées sont en général compris entre 1" et 2" (cf. Table A.I.1.1). A partir de ce modèle des corrections qui auraient dû être employées, on peut estimer une erreur commise par écart aux corrections ("col*" et "nule") effectivement employées. Ces erreurs restent en général assez faibles, sauf en cas de difficultés de pointage (mauvaises conditions météorologiques,...) où elles peuvent atteindre plusieurs secondes d'angle, mais le modèle peut aussi être erroné pour les mêmes raisons: les écarts résultants sont plutôt à prendre dans l'absolu comme incertitude de pointage.

Table A.I.1.1: Ecart type résiduel entre les modèles de pointage et les mesures de référence.

Comète (observée à l'IRAM)	Austin 21-25 mai 1990	Levy 26-31 août 1990	109P/S.T. 11 nov.- 7 jan.93	19P/Borrelly 8 -10 nov. 94
rms en azimut:	2.3"	1.7"	1.2"	0.8"
rms en élévation:	4.3"	1.8"	2.2"	1.1"

Note: Les données pour la comète Austin viennent de Colom et al. 1992.

L'alignement des récepteurs (toujours au 30m de l'IRAM, où on peut en utiliser jusqu'à 4 simultanément) n'est pas toujours parfait: sur les sources les plus intenses il est possible de mesurer un écart systématique en azimut et élévation à mieux que 0.5". Dans le programme des corrections de pointage utilisé, ce paramètre supplémentaire est pris en compte, et pour chaque "scan" (5 min d'observation environ), pour chaque récepteur, l'ensemble des écarts estimés pour le pointage est converti en écart en ascension droite et déclinaison qui s'ajoutent aux erreurs d'éphémérides, pour obtenir la position réellement pointée par rapport à la comète.

Ainsi, pour une série d'observation, il est possible d'estimer la position moyenne visée par rapport au noyau, évaluée en coordonnées cartésiennes sur le plan du ciel ($\Delta\alpha'$ ($= -15\cos(\delta)\Delta\alpha$) et $\Delta\delta$ en ") ou polaires: "offset" ρ en secondes d'angle et Position Angulaire (axe de référence vers le pôle Nord: $\rho^2 = \Delta\alpha'^2 + \Delta\delta^2$, $\tan(P.A.) = -\Delta\delta/\Delta\alpha'$). On y a inclus les éventuels écarts supplémentaires, imposés dans le cas d'une cartographie, par exemple.

Ce sont ces positions qui apparaissent dans les données d'observation des chapitres 3 et 4, ou une estimation rapide de l'incertitude de pointage, qui est entre 2" et 3" pour les spécifications de l'IRAM et du JCMT. Mais suivant les circonstances (alignement du récepteur, stabilité atmosphérique, basse élévation, peu de sources de pointages, ou, au contraire, corrections de pointage très stables et source proche de la comète) ces valeurs ont été rehaussées (à 4" ou 5") ou diminuées (à 1" ou 2"). Pour l'exploitation des données, les incertitudes de pointage sont considérées comme des offsets de direction indéterminée, mais dont l'importance permettra de modéliser la baisse de signal.

A-I.2 Nature du signal mesuré en radioastronomie

L'obtention d'un spectre, dans une échelle d'intensité donnée, se fait après plusieurs opérations, qui sont aussi source d'erreurs.

Signaux parasites et méthodes d'observation

Sans détailler la technique de détection hétérodyne, comme dans une majeure partie des observations astronomiques, le signal brut venant de la direction de la source est fortement contaminé par des signaux parasites: d'origine instrumentale, atmosphérique ou astronomique. Dans la majeure partie des cas, il s'agit d'un continuum thermique, d'un niveau bien plus élevé que la source observée. Il va falloir le soustraire, mais on va malheureusement en garder les fluctuations ou bruit, qui seront d'autant plus importantes que le signal responsable est fort. C'est entre autres la raison pour laquelle les récepteurs sont refroidis. L'atmosphère va jouer un double rôle, puisque suivant les conditions météorologiques (en particulier la quantité de vapeur d'eau au-

dessus du télescope) et la fréquence, elle sera plus ou moins transparente: plus la transmission sera meilleure plus son émissivité sera faible.

On définit ainsi une température de système " T_{sys} " qui va caractériser le bruit, définie à partir des températures de récepteur ($T_{\text{rec}} = 50$ à 500 K typiquement) et de l'atmosphère ($T_{\text{atmosphère}} \approx 250$ K, $T_{\text{cabine}} \approx 290$ K):

$$T_{\text{sys}} = \left(1 + \text{Gain}_{\text{bande image}}\right) \frac{e^{\tau}}{\eta_{\text{mb}}} \left[\eta_{\text{rss}} T_{\text{ciel}} + (1 - \eta_{\text{rss}}) T_{\text{cab}} + T_{\text{rec}} \right]$$

avec $\tau = \tau_{\text{zénith}} / \sin(\text{élévation})$: opacité atmosphérique, plus élevée à basse élévation;

$T_{\text{ciel}} = T_{\text{atmosphère}}(1 - e^{-\tau})$: "Température" du ciel: plus l'opacité est élevée, plus elle augmente;

η_{rss} ou Forward efficiency: efficacité de l'antenne + récepteur vers l'avant (fraction du signal venant des 2π stéradians en avant (le ciel), le reste venant de la cabine des récepteurs,... (T_{cab}).

Le facteur $(1 + \text{Gain}_{\text{bande image}})$ vient du fait qu'on observe un deuxième domaine de fréquence simultanément, atténué du facteur " $\text{Gain}_{\text{bande image}}$ " qui vaut entre 1 (observation double bande) et 0.001 dans certains cas à l'IRAM.

La première contamination d'origine astronomique couvre aussi tout le ciel: c'est le continuum cosmologique à 2.73K. La première méthode pour retirer l'ensemble du flux parasite, est de le mesurer sur une position de référence en dehors de la source: c'est le principe du "**Position Switch**" ou "**Beam-Switch**", pour lesquels on soustrait pour chaque spectre le signal venant d'une position de référence, suffisamment proche de la comète, pour ne pas perdre trop de temps. En effet, il faut faire ce va et vient comète - position de référence à suffisamment grande fréquence (par exemple 2 Hz en mode "Wobbler-Switch" à l'IRAM, où c'est l'orientation du miroir secondaire qui permet de viser 2' à 4' à côté de la source) pour ne pas être sensible aux fluctuations du signal à retirer. Une conséquence de ce procédé est que seulement la moitié du temps d'intégration est passé sur la source.

La deuxième méthode permet de gagner un facteur 2 en temps d'intégration: c'est le "**Frequency Switch**": le principe est d'aller chercher le signal de référence à une fréquence différente (mais assez proche) de celle observée, dans la mesure où les continuums parasites varient peu avec la fréquence. Cela ne convient que pour les observations de raies étroites, pour lesquelles on observe en permanence la source à une fréquence $+\Delta f/2$ à laquelle on soustrait toutes les 2 secondes (par exemple) le signal observé à la fréquence $-\Delta f/2$. En observant une bande de largeur typiquement $2\Delta f$ (Δf vaut en pratique 7.8 ou 15.6 MHz à l'IRAM et 16.2 MHz au JCMT), on récupère le signal pour la moitié du temps d'intégration, en positif à $-\Delta f/2$, et l'autre moitié en négatif à $+\Delta f/2$. Il ne s'agit alors plus que de "replier" le spectre pour obtenir la raie observée pendant 100% du temps, avec des raies "fantômes" en négatif à $-\Delta f$ et $+\Delta f$, d'intensité moitié. (Ex *figure A.1.2a*). Cette technique a été disponible à partir de 1995 à l'IRAM, et est maintenant souvent employée pour les observations cométaires dont les raies ont une largeur inférieure à 1 à 2 MHz en général. Un des inconvénients est de ne pas bien retirer les éventuelles ondes stationnaires basse fréquence qui existent dans le radiotélescope et responsables de "ripples" qui sont des oscillations de la ligne de base, plus ou moins régulières: en général on réussit assez bien à les retirer avec des lignes de base sinusoïdales, de fréquences principales en général proches du Δf choisi. L'autre inconvénient vient du fait que certaines sources parasites peuvent avoir une émission étroite: CO mésosphérique, CO de nuages galactiques, non retirées par ce processus: il faut que par effet Doppler les raies observées dans la comète soient suffisamment éloignées de ces raies parasites.

Figure A.I.2a: Spectre replié, en Frequency Switch au JCMT: Raies de CO(3-2) cométaire et mésosphérique, et leurs raies "fantômes" éloignées de 16.2 MHz (14 km/s). La comète était à +9.2 km/s par rapport à la Terre.

Figure A.I.2b: Spectre replié, en Frequency Switch au JCMT: Raies de HCN(4-3) cométaire et stratosphérique.

En pratique, les raies mésosphériques CO(1-0) à (4-3) ont été observées, avec un signal 5 à 20 fois plus fort que les raies de CO cométaires, mais elles sont étroites (largeur de l'ordre de 1km/s) et prévisibles, puisque à la vitesse 0 par rapport à la Terre. Il faut donc éviter cette technique d'observation lorsque la vitesse géocentrique de la comète est proche de 0. Une autre raie, HCN(4-3) stratosphérique (exemple *figure A.I.2b*, référence Jamarillo et al. 1988 pour l'observation du HCN stratosphérique) a été observée involontairement au JCMT depuis 1996: c'est une raie bien plus large (plus de 6km/s) et parfois moins intense que les raies cométaires, mais qui doit être proprement retirée lorsque les raies cométaires s'y superposent.

Enfin dans le cas des observations de CO nous avons été plusieurs fois concernés par le problème des contaminations galactiques: ces raies ne sont pas facilement prévisibles: la distribution de CO (et de température) semble pouvoir varier à petite échelle (quelques minutes d'angle) et le décalage Doppler de ces raies, relativement étroites (1 à 3 km/s), a parfois été faible par rapport aux raies cométaires (2 à 10km/s par exemple). L'observation en "Beam-Switch" retire cette contamination, jusqu'à l'ordre 1 de la distribution par des positions de référence symétriques, mais il reste les fluctuations à l'ordre 2 et celles dont la taille caractéristique est plus petite que la distance source - référence, si bien qu'on peut parfois rendre la contamination plus complexe sans la soustraire parfaitement.

Echelle utilisée pour les signaux observés

Le signal effectivement reçu de la source par le radiotélescope, est le résultat de la convolution, sur toutes les directions de l'espace, de l'intensité spécifique de la source par le diagramme d'antenne du radiotélescope, multipliée par la transmission atmosphérique ($e^{-\tau}$). Dans l'approximation de Rayleigh-Jeans, l'intensité spécifique est directement proportionnelle à la température du corps noir: $I_\nu = (2\nu^2/c^2) kT$. C'est cette formule qui sert en radioastronomie pour exprimer les intensités en Température de brillance [en Kelvin].

On définit alors la Température d'antenne hors atmosphère T_a^* comme le signal reçu après correction du facteur (e^{τ}) pour compenser de la transmission atmosphérique. Le but de chaque procédure de "calibration" (à faire toutes les 5 à 15min à l'IRAM, suivant la stabilité de la transmission de l'atmosphère) est d'évaluer la valeur de τ . Dans le cas de passage de gros nuages (grande quantité de vapeur d'eau), ce paramètre peut varier d'un facteur 2 en quelques minutes, et généralement les observations ne sont pas à conserver, ou perdent leur valeur quantitative. En pratique, les comètes ne couvrent pas la moitié du ciel mais se comportent comme des sources peu étendues par rapport à la taille de la figure de diffraction de l'antenne. Celle-ci se modélise assez bien par une gaussienne de largeur θ_b à mi-hauteur, où θ_b est la taille du lobe d'antenne. Mais ce n'est qu'une fraction du signal qui arrive dans ce lobe principal, le reste venant des lobes secondaires proches (restant de la figure de diffraction), ou plus lointains (restant de la sensibilité sur 2π stéradians). On définit alors le rendement en lobe principal η_{mb} ou **Beam_eff** (Beam efficiency) comme la fraction de signal dans le lobe principal.

Pour une source uniforme qui aurait exactement la taille du lobe principal $T_B = T_a^* / \eta_{mb}$ vaudrait exactement sa température de brillance. Les planètes sont souvent proches de réaliser cette condition, et leur température est bien connue, si bien que moyennant un petit calcul de convolution entre une gaussienne de largeur θ_b et l'aspect (dimension angulaire) de la planète au moment des observations, on peut mesurer le paramètre $\eta_{mb} = T_a^* / T_{B(\text{calculé})}$. Sa valeur, dépendant de la fréquence, est généralement régulièrement mesurée et donnée avec les caractéristiques des radiotélescopes, mais elle peut être réévaluée à chaque observation, notamment lors de pointage sur les planètes, qui fournissent une valeur précise de T_a^* pour un décalage nul.

Pour l'interprétation des observations cométaire, nous utilisons donc de préférence cette échelle d'intensité, exprimée en Température de brillance sur le lobe principal, en Kelvin. Mais ce que nous exploitons plus précisément, c'est l'intégrale de la raie sur sa largeur, qui peut varier de moins de 1km/s à plus de 4km/s (pour les comètes) lorsqu'on l'exprime en unités de vitesse Doppler: $\Delta v = c/f \Delta f$, où f est la fréquence au repos de la raie observée. L'**Aire de raie** est donc l'intégrale de $T_B dv$ sur la raie, qui en pratique est une somme sur les différents canaux d'échantillonnage en fréquence/vitesse de la raie, qui peut donc être exprimée en **Kkm/s**.

A-I.3 Taille des lobes et rendements des antennes

Mesures de lobes et d'efficacité à l'IRAM

L'utilisation des mesures de pointage sur des sources ponctuelles ou des planètes, avec un programme de convolution pour les planètes, permet d'estimer la valeur des rendements (η_{mb}) et de la taille des lobes d'antenne (θ_b), en fonction de la fréquence. Les procédures de pointage, à l'IRAM, fournissent un profil d'intensité en fonction de l'écart angulaire, qui se modélise très bien par une gaussienne de largeur θ et de maximum d'intensité T . Les différentes mesures de θ donnent directement la taille du lobe, pour une source ponctuelle, ou peuvent redonner assez précisément sa valeur pour l'observation d'une planète de diamètre apparent petit ou comparable, après déconvolution. Comme exposé précédemment, les mesures de T permettent d'estimer les rendements.

Pour les observations antérieures à 1994, et celles plus récentes, j'ai ainsi pu recalculer les tailles des lobes, notamment aux fréquences observées dans les comètes. Un rajustement de l'antenne de l'IRAM a eu lieu entre temps et ces valeurs sont légèrement différentes, de même que pour les efficacités η_{mb} . Théoriquement, la taille de la figure de diffraction d'Airy est proportionnelle à la longueur d'onde, ou inversement proportionnelle à la fréquence. En pratique celle-ci peut être légèrement modifiée par l'illumination plus ou moins parfaite des différents récepteurs.

Voici donc les valeurs mesurées (Table A.I.3.1) ou, et utilisées pour l'exploitation des données cométaires, pour lesquelles on donne une loi empirique qui représente le mieux les observations. L'écart type moyen est en général inférieur à 0.5".

Table A.I.3.1: Evaluation des tailles du lobe de l'antenne de 30m de l'IRAM:

Domaine de fréquence	Taille du lobe avant 1994	Taille du lobe 1994-1996	Spécification IRAM 1995 (Manuel IRAM)
$\nu = 86 \text{ à } 115 \text{ GHz}$	$2380/\nu + (\nu-88.6)/40$	$2340/\nu + (\nu-88.6)/60$	2398/ ν (précision < 1")
$\nu = 130 \text{ à } 170 \text{ GHz}$	$2540/\nu$	$2360/\nu$	
$\nu = 205 \text{ à } 266 \text{ GHz}$	$2840/\nu$	$2400/\nu$ ($\nu < 245 \text{ GHz}$)	

Note: Les fréquences sont exprimées en GHz et les largeurs à mi-puissance des lobes d'antenne en "

Les estimations de septembre à novembre 1994 sont basées sur:

- 271 mesures à 9 fréquences différentes, à 3mm de longueur d'onde (86 à 115 GHz);
- 58 mesures à 3 fréquences différentes, à 2mm de longueur d'onde (145 à 169 GHz);
- 61 mesures à 3 fréquences différentes, à 1.3mm de longueur d'onde (217 à 230 GHz).

C'est aux arrondis près les valeurs utilisées pour les interprétations des observations, et elles représentent les spécifications à mieux que 3% près. La table A.I.3.2 donne les valeurs des efficacités η_{mb} de l'antenne de l'IRAM telles que spécifiées et mesurées récemment.

Table A.I.3.2: Mesures d'efficacité (η_{mb} ou Beam efficiency) à l'IRAM - 30m

Fréquence	Spécification IRAM	Valeurs mesurées	commentaires
$\nu = 86.8 \text{ GHz}$	0.75	0.75 ± 0.02	Nov. 1994
$\nu = 88.6 \text{ GHz}$	0.75	0.70 ± 0.03	Nov. 1994
$\nu = 115 \text{ GHz}$	0.68	0.66 ± 0.04	Sept.-Nov. 1994
$\nu = 145 \text{ GHz}$	0.54	0.55 ± 0.04	Nov. 1994
$\nu = 226 \text{ GHz}$	0.40	0.33 ± 0.06	Nov. 1994 (problèmes avec le miroir secondaire)
$\nu = 230.5 \text{ GHz}$	0.39	0.42 ± 0.03	Sept.-Oct. 1994

Les valeurs sont données à 10% d'erreur près (Manuel IRAM), et peuvent dépendre aussi de l'élévation de la source (déformation de l'antenne), comme pour la taille du lobe. Ces valeurs sont aussi sensibles à la précision de l'étalonnage en intensité qui peut être également contrôlé (paragraphe suivant).

Sources de référence en calibration

Il est en général fort utile d'observer des sources de référence pour la calibration des observations. En effet, ces sources sont en général bien connues, stables et fortes en intensité. Leur spectre a été enregistré au moins une fois dans des bonnes conditions d'observation et de réglage des récepteurs pour en obtenir une "calibration" absolue (Référence principale en onde millimétriques pour l'IRAM dans l'article de Mauesberger et al. (1989)). Pour les raies très couramment observées (exemple: HCN, CO, CS), il existe donc de nombreuses sources de référence dans le ciel, dont en général au moins une bien au-dessus de l'horizon au moment des observations. Pour les raies moins classiques, certaines de ces sources restent cependant souvent suffisamment intenses pour présenter des raies facilement détectable en quelques minutes d'intégration par temps moyen. L'observation rapide, en principe avant la comète, de ces sources a un double intérêt:

[1] vérifier le réglage en fréquence des récepteurs: après quelques minutes d'intégration, ces observations doivent montrer des raies connues à la fréquence choisie pour régler le récepteur: parfois il faut chercher des raies autre que la principale à observer dans la comète, si l'élément chimique est peu abondant dans la source de référence. Mais avec une bande passante d'au moins 0.5 GHz, il est en général toujours possible de détecter une raie d'un élément connu et de la voir apparaître à la bonne fréquence, sauf problème.

[2] vérifier l'étalonnage en intensité, pour les raies dont il existe une référence d'observation antérieure: l'intensité (maximum ou aire de la raie) doit être proche de celle de la référence. En général le rapport signal sur bruit de ces raies est très élevé (> 100 en 2 à 5 min d'observation) et n'est pas un facteur limitant. Les écarts par rapport à la référence, ou même d'une observation à l'autre, caractérisent précisément ces incertitudes de "calibration" ou des erreurs ou fluctuations du rendement de l'antenne. Certaines de ces sources (nuages moléculaires) sont relativement étendues et l'incertitude due au pointage influe peu.

En pratique, par exemple, les fluctuations d'intensité (de calibration) à court terme peuvent atteindre 20% à 1.3mm à l'IRAM, qui est le domaine où les observations sont les plus sensibles à la qualité du pointage et aux conditions météo. Dans certains cas (en novembre - décembre 1995 au JCMT) et pour la raie HCN(3-2) à l'IRAM en avril 1996, l'observation de telles sources a entre autres permis de mettre en évidence un problème de signal trop faible. Il a été corrigé en divisant par 2 la valeur de η_{mb} utilisée pour convertir les signaux dans l'échelle T_B .

Références

Manuel JCMT:

Matthews, H.E. "The James Clerk Maxwell Telescope: A Guide for the Prospective User" **1996**
(Disponible sur le réseau internet <http://www.jach.hawaii.edu/>)

Manuel IRAM:

Wild, W. "The 30m Manual, a handbook for the IRAM 30m Telescope, Pico Veleta, Spain" **1995**
(Disponible sur le réseau internet <http://www.iram.es/>)

IRAM Newsletter Publiée tout les 2 mois, édité par Robert Lucas, IRAM, Grenoble
19, January 18, 1995: "Cookbook Formulae for Estimating Observing Times at the 30m Telescope"

Colom, P., Crovisier, J., Bockelée-Morvan, D., Despois, D. and Paubert, G.

Astron. Astrophys. **264**, 270-281, **1992**

"Formaldehyde in comets: I. Microwave observations of P/Brorsen-Metcalf (1989X), Austin (1990V) and Levy (1990XX)"

Jamarillo, M., de Zafra, R.L., Barrett, J.W., Parrish, A. and Solomon, P.M.

Geophys. Research Letters **15**, 265-268, **1988**

"MM-Wave observations of stratospheric HCN at tropical latitudes"

Maesberger, R., Guélin, M., Martin-Pintado, J., Thum, C., Chernicharo, J., Hein, H. and Navarro, S.

Astron. Astrophys. Suppl., **79**, 217-261, **1989**

"Line calibrators at $\lambda = 1.3, 2$ and 3mm "

A-II Transfert du rayonnement

Données du problème et approximations

L'équation de transfert de rayonnement sur la ligne de visée est:

$$\frac{dI(\nu, z)}{dz} = -\frac{d\tau(\nu, z)}{dz} I(\nu, z) + S(\nu, z) \Rightarrow I(\nu, +\infty) = e^{-\tau(\nu, +\infty)} \left[I_{bg}(\nu) + \int_{-\infty}^{+\infty} e^{+\tau(\nu, z)} S(\nu, z) dz \right] \quad (1)$$

$$\text{avec } \frac{d\tau(\nu, z)}{dz} = \frac{c^2}{8\pi\nu_{ij}^2} \left[\frac{g_j}{g_i} p_i - p_j \right] n(r) A_{ji} \phi_{ij}(\nu) \text{ et } S(\nu, z) = \frac{h\nu_{ij}}{4\pi} p_j n(r) A_{ji} \phi_{ij}(\nu) \quad (2)$$

$\phi_{ij}(\nu)$ est la fonction décrivant le profil de la raie $i \rightarrow j$ centrée sur ν_{ij} , au repos $\left(\int_{\nu} \phi_{ij}(\nu) d\nu = 1 \right)$

Mais la grandeur observée en ondes millimétriques (cf. Annexe A-I) est T_B [K] ou l'aire de la raie $A = \int T_B d\nu$ [Kkm/s], par rapport au continuum. C'est donc une intensité déduite du continuum I_{bg} , moyennée par le profil de sensibilité de l'antenne qui nous intéresse. ($I' = I - I_{bg}$ représentera l'intensité reçue, moins l'intensité d'arrière plan ("background"), modélisée par un corps noir à 3K en général). Le profil de sensibilité de l'antenne est défini par une fonction $\eta(\theta, \rho)$, qui est en général une gaussienne de largeur à mi hauteur ρ_b , indépendante de l'angle polaire θ pour les antennes de révolution (IRAM, JCMT, CSO,... contrairement au radiotélescope de Nançay):

$$\eta(\theta, \rho) = \frac{1}{\Omega_B} e^{-\rho^2/2\sigma_B^2}, \text{ avec } \Omega_B = 2\pi\sigma_B^2 \text{ et } \sigma_B = \frac{\rho_B}{2\sqrt{2 \ln 2}} \Rightarrow \iint_{\theta, \rho} \eta(\theta, \rho) \rho d\rho d\theta = 1$$

On cherche donc à calculer l'expression suivante:

$$T_b(\nu) = \frac{c^2}{2k\nu^2} \langle I(\nu) \rangle = \frac{c^2}{2k\nu^2} \iint_{\rho, \theta} (I(\nu, \rho, z = +\infty) - I_{bg}(\nu)) \eta(\theta, \rho) \rho d\rho d\theta \text{ et } A = \int_{\nu} T_b(\nu) \frac{c}{\nu} d\nu \quad (3)$$

A-II.1 Intégration analytique à symétrie sphérique

Programmes *radiomole8.for* et *radiomole9.for*

Dans ces programmes nous utilisons plusieurs hypothèses simplificatrices permettant d'avancer dans l'intégration analytique avant l'intégration numérique. L'opacité est considérée comme faible ($e^{-\tau} \approx 1 - \tau$) et pourra être évaluée en moyenne dans l'atmosphère, avec une pondération par le profil de sensibilité de l'antenne. En supposant de plus une symétrie sphérique, l'intégrale en coordonnées cylindriques peut être évaluée en coordonnées sphériques avec $r^2 = z^2 + \rho^2$, et le calcul de l'intensité reçue se déduit de celui des densités de colonnes moyennes des différents niveaux:

$$\langle I(\nu_{ij}) \rangle = I_{bg}(\nu_{ij}) + \langle \tau_{vij} \rangle (I_{ex}(\nu_{ij}) - I_{bg}(\nu_{ij})) \text{ avec } \langle \tau_{vij} \rangle = \frac{c^2 A_{ji}}{8\pi\nu^2} \left[\frac{g_j}{g_i} \langle N_i \rangle - \langle N_j \rangle \right]$$

$$\text{et } I_{ex}(\nu_{ij}) = \frac{2h\nu_{ij}^3}{c^2} \frac{\langle N_j \rangle}{\left[\frac{g_j}{g_i} \langle N_i \rangle - \langle N_j \rangle \right]}$$

L'intégration est ramenée à l'expression suivante, en supposant que les populations ne dépendent que de r :

$$\langle N_i \rangle = \int_r p_i(r) 4\pi r^2 n(r) \left[\frac{1}{4\pi} \int_{\theta=0}^{2\pi} \int_{\varphi=0}^{\pi} \eta(r, \theta, \varphi) \sin(\varphi) d\varphi d\theta \right] dr, \text{ on pose } H(r) = \left[\frac{1}{4\pi} \int_{\theta=0}^{2\pi} \int_{\varphi=0}^{\pi} \eta(r, \theta, \varphi) \sin(\varphi) d\varphi d\theta \right]$$

La première intégrale est évaluée par une somme discrète sur les différents intervalles $[r_i, r_{i+1}]$ où ont été calculées les populations, la seconde ($H(r)$) est calculée et tabulée pour un échantillonnage serré de paramètres r (r/Δ en pratique). Dans le calcul de ces deux expressions intervient la prise en compte des points suivants, pour la plupart rajoutés au programme initial (Crovisier 1987).

- Source étendue:

La distribution de densité suit le modèle **Haser équivalent** où $n(r) = \frac{Q_p}{4\pi r^2 v} \frac{L}{L_p - L} \left(e^{-r/L_p} - e^{-r/L} \right)$,

L_p est la longueur d'échelle de la source étendue;

L est la longueur d'échelle de la molécule ($L=v/\beta$, v : vitesse d'expansion radiale de la molécule, β taux de photodissociation);

Q_p est le taux de production du parent.

Le programme demande systématiquement la valeur de L_p , sachant que dans le cas $L_p = 0$, on retrouve le modèle de Haser correspondant à la distribution d'une molécule mère.

- Ecart de pointage exprimé en fraction de lobe:

On peut introduire des paramètres supplémentaires dans le calcul de la fonction "poids des sphères" $H(r)$. Le premier correspond à la prise en compte du cas où le profil de réponse de l'antenne n'est pas centré sur la comète, mais décalé de ρ_0 ou $\alpha_0 = \rho_0/\rho_B$ dans le plan du ciel. Dans le cas d'un lobe gaussien, la fonction $\eta(r, \theta, \varphi)$ devient (en l'exprimant en fonction des variables adimensionnelles réduites (par rapport à la taille du lobe): $\alpha = r/\rho_B$, $\rho' = \rho/\rho_B$ et $\sigma'_B = \sigma_B/\rho_B$):

$$\eta(\alpha, \theta, \varphi, \alpha_0) = \frac{1}{\Omega_B} e^{-\rho'^2/2\sigma_B'^2}, \text{ avec } \rho'^2(\alpha, \theta, \varphi, \alpha_0) = (\alpha \sin(\varphi) \cos(\theta) - \alpha_0)^2 + (\alpha \sin(\varphi) \sin(\theta))^2$$

Les fonctions $H(\alpha, \alpha_0)$ sont tabulées, et le paramètre supplémentaire à fournir au programme est l'offset relatif à la taille du lobe α_0 . L'intégration numérique des fonctions H est en pratique limitée à $\alpha_0 \leq 2$, ce qui couvre largement le domaine des décalages involontaires (pointage, éphémérides, cf. Annexe A-I) lors des observations (valeur maximum ainsi autorisée de l'ordre de 20").

- Jet conique et offset:

Lorsque le dégazage n'a lieu que dans un cône dirigé suivant l'axe des z (vers l'observateur), de demi-angle au sommet φ_j , l'intégration n'est pas plus complexe: dans le calcul de la densité colonne, on devrait en fait utiliser $n(r, \varphi)$, avec $n = 0$ si $\varphi > \varphi_j$, ce qui revient à inclure cette limitation dans les bornes de l'intégration du calcul de la fonction $H(\alpha, \alpha_0, \varphi_j)$, en remplaçant le terme $1/4\pi$ par $1/\Omega_{jet} = 1/[2\pi(1-\cos(\varphi_j))]$ dans l'expression de la densité. La prise en compte d'un écart de pointage dans cette configuration ne pose pas de problème supplémentaire.

Le cas particulier $\varphi_j = 90^\circ$, revient à diviser par 2 les valeurs de H (intégrale suivant φ , symétrique par rapport à $\varphi = 90^\circ$), mais comme la densité a été multipliée par 2 ($\Omega_{jet} = 2\pi$), le résultat est exactement le même

que pour un dégazage dans les 2 hémisphères. Concrètement, cela revient à rabattre l'hémisphère du côté opposé à l'observateur dans celui qui est vers lui, la densité colonne restant la même. Mais il restera des différences évidentes au niveau du profil de la raie et de son opacité (localement multipliée par 2, mais elle est souvent négligeable), non évaluées par ce programme.

- Lobe circulaire à section pavée (Pour les observations infrarouges)

Le cas précédent est celui d'un lobe gaussien de révolution, il est évidemment possible d'envisager toute autre forme de lobe dans le calcul de la fonction H. Pour étendre le programme à l'interprétation d'observations infrarouges, nous y avons ajouté le cas de lobes circulaires à section pavée, c'est à dire que la fonction $\eta(\rho)$ devient:

$$\eta(\rho) = 1/(4\pi \rho_B^2), \quad \text{si } \rho < \rho_B, \quad \eta(\rho) = 0, \quad \text{sinon.}$$

Le calcul de $H(\alpha, \alpha_0, \varphi_j)$ est même plus simple que dans le cas du profil gaussien, car une étape supplémentaire se fait analytiquement (il s'agit en fait de calculer la fraction de surface d'une sphère incluse dans un cylindre): il

reste une seule intégrale à évaluer du type: $I_i(a, b) = \frac{1}{2} \int_a^b \sin(\varphi_i) d\theta$. La table A.II.1 présente les différents cas possibles, en fonction de l'écart (offset) de pointage.

$$\text{avec } \cos(\varphi_0) = \frac{1}{\alpha} \left(\alpha_0 \cos(\theta) + \sqrt{1 - \alpha_0^2 \sin^2(\theta)} \right), \text{ et } \cos(\varphi_1) = \frac{1}{\alpha} \left(\alpha_0 \cos(\theta) - \sqrt{1 - \alpha_0^2 \sin^2(\theta)} \right)$$

$$\text{on définit : } \theta_1 : \cos(\theta_1) = \frac{\alpha^2 \sin^2(\varphi_j) - 1 + \alpha_0^2}{2\alpha_0}, \text{ si } \alpha_0 \neq 0 \text{ et } \theta_m : \sin(\theta_m) = \frac{1}{\alpha_0}, \text{ si } \alpha_0 > 1, \theta_m = \theta_1, \text{ si } \alpha_0 > \sqrt{1 + \alpha^2}$$

Table A.II.1: Valeur de l'expression $h(r) = 4\pi\rho_B^2 \Omega_{\text{jet}} H(r)$ dans les différents cas possibles

	$\alpha \sin(\varphi_j) < 1$ ($r \cdot \sin(\varphi_j) < \rho_B$)	$\alpha \sin(\varphi_j) > 1$ ($r \cdot \sin(\varphi_j) > \rho_B$)
$\alpha_0 = 0$ <i>pas d'offset</i>	$h = 2\pi(1 - \cos(\varphi_j))$	$h = 2\pi(1 - \sqrt{1 - \alpha^2})$
$\alpha_0 < 1$ <i>(offset < ρ_B)</i>	$\alpha_0 < 1 - \alpha \sin(\varphi_j)$: $h = 2\pi(1 - \cos(\varphi_j))$	$\alpha_0 < \alpha \sin(\varphi_j) - 1$: $h = 2\pi - I_0(0, \pi)$
	$\alpha_0 > 1 - \alpha \sin(\varphi_j)$: $h = 2\pi - I_0(\theta_1, \pi)$	$\alpha_0 < \alpha \sin(\varphi_j) - 1$: $h = 2\pi - I_0(\theta_1, \pi)$
$\alpha_0 > 1$ <i>(offset > ρ_B)</i>	$\alpha_0 < 1 + \alpha \sin(\varphi_j)$: $h = I_1(0, \theta_m) - I_0(\theta_1, \theta_m) - 2\theta_1 \cos(\varphi_j)$	$\alpha_0 < \alpha \sin(\varphi_j) - 1$: $h = I_1(0, \theta_m) - I_0(0, \theta_m)$
	$\alpha_0 < 1 + \alpha \sin(\varphi_j)$: $h = I_1(0, \theta_m) - I_0(\theta_1, \theta_m) - 2\theta_1 \cos(\varphi_j)$	$\alpha_0 > \alpha \sin(\varphi_j) - 1$: $h = I_1(0, \theta_m) - I_0(\theta_1, \theta_m) - 2\theta_1 \cos(\varphi_j)$
	$\alpha_0 > 1 + \alpha \sin(\varphi_j)$: $h = 0$	$\alpha_0 > 1 + \alpha \sin(\varphi_j)$: $h = 0$

Note importante: Ceci est valable pour $0 \leq \varphi_j \leq 90^\circ$, sinon $h(\varphi_j) = 2 h(90^\circ) - h(180^\circ - \varphi_j)$.

- Lobes pré-programmés:

Dans la dernière version "*radiomole9.for*", au lieu de fournir au programme différentes tailles de lobe pour le calcul des intensités des raies, celles-ci sont évaluées en fonction de la fréquence pour différents radiotélescopes. Cette option est bien plus pratique quand il s'agit de faire des estimations de signal pour préparer une observation et trouver la raie la plus facile à détecter pour une molécule avec un radiotélescope donné. Cependant, elle est moins recommandée pour exploiter des observations, car le programme calcule en interne une taille de lobe à partir d'une formule approchée (inversement proportionnel à la fréquence). En pratique, il peut y avoir des écarts notables, dépendant de la qualité de surface de l'antenne (qui est de temps en temps réajustée) et de la fréquence. Les formules appliquées aux cas "IRAM" et "JCMT" correspondent à peu près aux mesures de taille de lobe et spécification de 1996, pour ces antennes de 30m et 15m de diamètre (Annexes I et III); pour les autres options "NRAO", "CSO" et "PdB-C", les formules sont similaires, adaptées à des antennes de 12, 10.4 et 270m de diamètre ($\text{lobe} = 72000/(D.v)$, avec D en m et v en GHz).

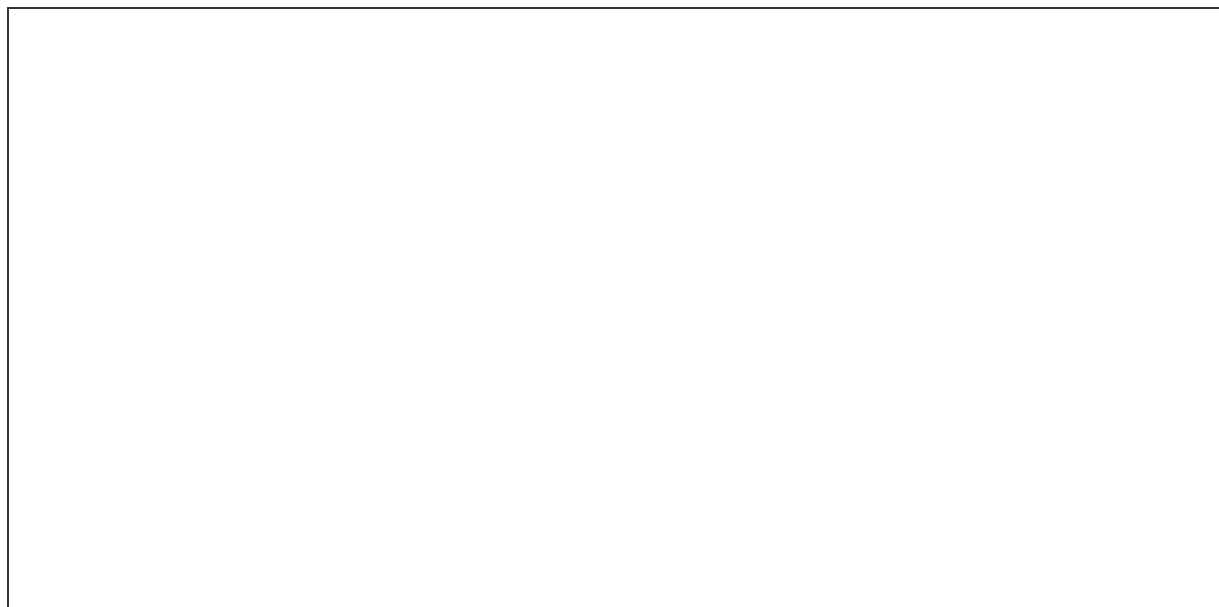


Figure A.II.1a: Définition des variables de coordonnées sphériques (r, θ, φ) ou polaires (ρ, θ, z) utilisées pour l'intégration de l'équation de transfert dans l'atmosphère cométaire.

A-II.2 Intégration numérique et modélisation de jets

Pour modéliser une géométrie de dégazage plus complexe qu'un simple cône dirigé vers l'observateur, l'intégration numérique devient indispensable. Le code numérique "*radioshap4.for*" a été développé à cet effet.

L'intégration numérique offre davantage de possibilités difficilement ou non prises en compte dans le principe précédent d'intégration du rayonnement. Avec ce calcul, il est possible de faire varier plusieurs paramètres sur chaque cellule élémentaire de l'intégration. Voici les nouvelles possibilités offertes:

- Dégazage dans un **jet incliné sur la ligne de visée**, avec décalage (voir paragraphe le détaillant);
- Prise en compte des **effets de profondeur optique** des raies;
- Calcul de la **forme des raies**;
- Taux de production variable dans le temps, vitesse d'expansion et dispersion variable radialement,...
- Lobe plus complexe: introduction du "lobe d'erreur" ("Error Beam" (Schneider et al. 1994)).

Ces calculs seront possibles dans la mesure où les populations relatives des niveaux de la molécule concernée ont été préalablement calculées.

Principe du programme

Dans ce programme, l'équation de transfert est intégrée sur une discrétisation à deux dimensions de l'atmosphère cométaire: sur une base de coordonnées cylindriques dirigée vers le télescope, le premier échantillonnage est effectué sur les paramètres d'impact ($\rho_i = 1\text{ km}$ à ρ_{\max}), soit en reprenant l'échantillonnage du calcul des populations, soit en re-échantillonnant celui-ci par interpolation linéaire, pour un pas (toujours logarithmique) plus serré. Ensuite, pour chaque paramètre d'impact, le programme intègre l'équation de transfert sur la ligne de visée (axe z), en discrétisant celui-ci de $-z_{\max}$ à $+z_{\max}$. Les distances z_i sont en fait déterminées à partir de l'échantillonnage initial suivant $r: z_i = \sqrt{(r_j^2 - \rho_{ip}^2)}$. L'atmosphère de la comète est ainsi décomposée en environ $n(n+1)$ cellules, où n est le nombre de paramètres d'impact choisi (à adapter notamment en fonction de la taille du lobe et du décalage de pointage, pour ne pas être sous échantillonné). La figure A.II.2a représente ces cellules d'intégration dans un plan méridien (z, ρ).

Les populations sont re-échantillonnées sur une base $(r_i)_{i=1,n}$, avec $r_{mi} = \sqrt{(r_i \cdot r_{i+1})}$, et sont interpolées pour $(r_{mi})_{i=0,n-1}$. Les pas étant logarithmiques, les moyennes sont géométriques. A ce niveau là, il est possible d'annuler les populations avant ou au-delà d'une distance radiale donnée, ce qui permettra d'évaluer l'influence d'un taux de production variable dans le temps.



Figure A.II.2a: Définition de la cellule d'intégration et des variables s'y rapportant.

Une "cellule" est centrée sur une distance radiale r_{mi+j} et est limitée par:

$$\rho_i = r_i \quad < \rho < \quad \rho_{i+1} = r_{i+1} \quad \text{sur l'axe des paramètres d'impacts, } < \rho > = \rho_{mi} = \sqrt{(\rho_i \rho_{i+1})}$$

$$z_j = \sqrt{(r_{i+j}^2 - \rho_{mi}^2)} < z < z_{j+1} = \sqrt{(r_{i+j+1}^2 - \rho_{mi}^2)}.$$

(Pour la première cellule à $j=0$, $z_0 = 0$)

On définit $\langle z \rangle = z_{mj} = 0.5(z_j + z_{j+1})$, qui intervient dans les angles de latitude ϕ par rapport au plan du ciel, relatifs à la cellule:

$$\cos(\phi_1) = z_j / \sqrt{(z_j^2 + \rho_{mi}^2)} > \cos(\phi_m) = z_{mi} / \sqrt{(z_{mi}^2 + \rho_{mi}^2)} > \cos(\phi_2) = z_{j+1} / \sqrt{(z_{j+1}^2 + \rho_{mi}^2)}$$

Le programme peut alors calculer toutes les données utiles relatives à cette cellule dpdz: paramètres dépendant de la distance radiale (population, densité, température (si variable),...) ou de l'angle φ (projection $v_{\text{exp}} \cdot \cos(\varphi)$ du vecteur vitesse moyen pour le profil de raie). De plus, dans le cas d'un jet limité en angle φ , cela permet de réduire la cellule ou de l'éliminer si elle est en dehors.

(Nous utiliserons les indices l (low) et u (up) pour désigner les niveaux de rotation de la molécule, pour éviter les confusions avec i et j .)

On peut alors intégrer numériquement l'intensité reçue (I) pour chaque paramètre d'impact ρ_{mi} , (éventuellement remplacé par un indice i dans les expressions), avec un nombre limité d'approximations:

$$I_i(\rho_{mi}, \nu, +\infty) = e^{-\tau_i(\rho_{mi}, \nu, +\infty)} \left[I_{bg}(\nu) + \int_{-\infty}^{+\infty} e^{+\tau_i(\rho_{mi}, \nu, z)} S_i(\rho_{mi}, \nu, z) dz \right]$$

$$= e^{-\sum_{j_{\max}}^{-j_{\max}^{-1}} \Delta\tau_i(\nu, z_{mj})} \left[I_{bg}(\nu) + \sum_{-j_{\max}}^{j_{\max}^{-1}} \int_{z_j}^{z_{j+1}} e^{+\tau_i(\rho_{mi}, \nu, z)} S_i(\rho_{mi}, \nu, z) dz \right]$$

L'intégration discrète permet de remplacer certaines fonctions par leur valeur moyenne sur chaque "cellule":

$$\frac{d\tau_i(\nu, z)}{dz} \approx \frac{c^2 A_{ul}}{8\pi\nu^2 l_u} \phi_{lu}(\nu, r_{mi+j}, z_{mj}) \left[\frac{g_u}{g_l} P_l(r_{mi+j}) - P_u(r_{mi+j}) \right] n(r_{mi+j}) \Rightarrow \Delta\tau_i(\nu, z_{mj}) = \frac{d\tau_i(\nu, z)}{dz} (z_{j+1} - z_j)$$

$$S_i(\nu, z) \approx \frac{h\nu l_u A_{ul}}{4\pi} \phi_{lu}(\nu, r_{mi+j}, z_{mj}) P_u(r_{mi+j}) n(r_{mi+j}), \quad \phi_{lu}(\nu, r_{mi+j}, z_{mj}): \text{profil de raie local}$$

$$\Rightarrow I_i(\nu, +\infty) = e^{-\sum_{j_{\max}}^{-j_{\max}^{-1}} \Delta\tau_i(\nu, z_{mj})} \left[I_{bg}(\nu) + \sum_{-j_{\max}}^{j_{\max}^{-1}} S_i(\nu, z_{mj}) e^{+\sum_{k=j}^{j-1} \Delta\tau_i(\nu, z_{mk})} \frac{e^{\Delta\tau_i(\nu, z_{mj})} - 1}{\Delta\tau_i(\nu, z_{mj})} (z_{j+1} - z_j) \right]$$

En pratique, pour éviter de calculer une exponentielle d'une quantité qui peut être très grande (opacité intégrée de $-z_{\max}$ à z), le regroupement des 2 exponentielles ci-dessus revient à calculer l'exponentielle de l'opposé de l'opacité (<0), en intégrant de l'avant ($+z_{\max}$) vers l'arrière.

L'étape suivante de l'intégration consiste à sommer sur les différents paramètres d'impact, pondérés par

la sensibilité de l'antenne:
$$I(\nu) = \sum_i I_i(\nu, \rho_{mi}) \int_{\theta}^{\rho_{i+1}} \int_{\rho_i} \eta(\theta, \rho) \rho d\rho d\theta = \sum_i I_i(\nu, \rho_{mi}) L_i(\rho_{\text{off}}, \theta_{\text{jet}}, \theta_{\text{off}})$$

C'est à ce niveau que sont introduits les paramètres d'asymétrie: décalage de pointage (ρ_{off}), demi-ouverture azimutale du jet (θ_{jet}) et position angulaire du décalage par rapport à son plan de symétrie (θ_{off}). C'est dans le calcul de la fonction L_i du couplage de la couronne de rayon ρ_{mi} , avec le profil de l'antenne, qu'ils apparaissent:

$$L_i(\rho_{\text{off}}, \theta_{\text{jet}}, \theta_{\text{off}}) \approx \frac{\rho_{i+1}^2 - \rho_i^2}{2\Omega_B} \int_{\theta_{\text{off}} - \theta_{\text{jet}}}^{\theta_{\text{off}} + \theta_{\text{jet}}} e^{-\frac{(\rho_{mi} \cos\theta - \rho_{\text{off}})^2 + (\rho_{mi} \sin\theta)^2}{2\sigma_B^2}} d\theta, \text{ pour un lobe gaussien;}$$

Cette intégrale ne se calcule pas analytiquement mais ne présente pas de difficulté numérique.

Une option supplémentaire nous permet de prendre en compte le cas d'un profil de lobe plus proche de la réalité, tel que défini dans (Schneider et al. 1994) et (Garcia-Burillo et al. 1993): au lobe principal (gaussien) s'ajoute un ou plusieurs "lobes d'erreur", gaussiens mais bien plus larges. Pour le radiotélescope de 30m de l'IRAM, le principal lobe d'erreur est environ 14 fois plus large (1mm à 3mm de longueur d'onde) avec un rendement à peine plus faible. Il faut fournir au programme le rapport $x = \eta_{err.b}/\eta_{mb}$ des rendements des 2 lobes, qui fait 2 intégrations avec 2 lobes différents, le résultat étant $I' = I'(\rho_B) + x I'(14\rho_B)$. En pratique les raies attendues pour des sources cométaires sont peu sensibles à cette modification (différences inférieures à 10% pour les aires des raies à 1mm de longueur d'onde)

Profil de raie

Comme nous venons de le voir, l'intensité calculée est monochromatique, et de nombreux paramètres peuvent être évalués en chaque point de coordonnées (r, φ) de l'atmosphère cométaire. Il est donc possible, (et indispensable si l'opacité est élevée) de déterminer le profil de la raie, en la découpant en canaux de largeur dv (en km/s, avec $dv = c/v_{lu} dv$) autour de la fréquence centrale de la raie (typiquement de -2 à +2 km/s). Pour cela il faut préalablement définir le découpage de la raie. L'intégration est faite pour chaque "canal", l'étape importante venant de la définition du profil de la raie pour chaque cellule. Le profil global est calculé dans le repère au repos par rapport à la comète, les différents effets pris en compte au niveau de chaque cellule sont:

- Le décalage moyen de la raie du facteur $v_{lu}(v_{exp}/c)\cos(\varphi_{mi})$;
- Auquel s'ajoute une éventuelle structure hyperfine (décalages et poids statistiques des composantes connus), essentiellement pour HCN;
- Un profil gaussien dont la largeur est l'élargissement thermique à la température $T(r)$: $\Delta v = v_{lu}/c \sqrt{(2kT(r)/m)}$. C'est a priori la principale source d'élargissement des raies, la largeur naturelle étant négligeable car la durée de vie des niveaux est très longue, et l'élargissement collisionnel aussi, vu les faibles densités des atmosphères cométaires (au moins dans la région où sont sensibles les observations radio).

Ceci est un des principaux avantages de ce programme par rapport au précédent, car on va pouvoir tirer profit de la particularité des observations hétérodynes radio, qui est la très grande résolution spectrale. Les observations récentes de comètes, avec un rapport signal sur bruit largement supérieur à 10, vont pouvoir ainsi être pleinement exploitées. Les sorties du programme sont notamment le décalage Doppler moyen de la raie et le maximum d'intensité, entre autres, pour caractériser le profil général (intensité et opacité pour chaque canal). Ce programme fournit évidemment aussi l'aire totale de la raie et son opacité moyenne. La comparaison des résultats des deux programmes permet de les valider, et dans les cas des raies optiquement minces on retrouve bien des valeurs très proches (écarts maximaux de l'ordre de quelques pour cents).

Par contre, ce programme est plus gourmand en temps de calcul que le précédent (demande actuellement 10 à 30s de temps cpu sur une station Alpha DEC 3000 sous VMS, typiquement, pour une raie), et ne permet de calculer que le profil d'une raie à la fois, pour des conditions d'observations données.

Définition géométrique des modèles de jet

Nous avons pris en compte un dégazage anisotrope d'une manière assez simplifiée, qui permet de faciliter l'intégration. Un "jet" sera défini par un modèle où la densité est nulle en dehors d'un domaine limité, défini par des angles en coordonnées sphériques (exemples sur la *figure A.II.1a*), l'axe polaire étant dirigé vers l'observateur:

- de φ_1 à φ_2 qui sont deux angles de co-latitude ($\varphi \in [0^\circ ; 180^\circ]$, $\varphi_2 > \varphi_1$)
- et de $-\theta$ à $+\theta$ en longitude ($\theta \in [0^\circ ; 180^\circ]$ ou $\theta_{\text{rad}} \in [0 ; \pi]$ (en radians))

L'angle solide du jet est alors $\Omega_j = 2\theta_{\text{rad}} (\cos(\varphi_1) - \cos(\varphi_2))$, ce qui signifie qu'il faudra multiplier la densité par le facteur $4\pi/\Omega_j$ par rapport au modèle de Haser avec dégazage à symétrie sphérique.

Sauf dans le cas du jet dirigé vers l'observateur ($\varphi_1 = 0$ et $\theta = 180^\circ$), ce "jet" n'a plus d'axe de symétrie. Cependant, pour des angles solides faibles surtout, on peut trouver des jeux de valeurs de φ_1 , φ_2 et θ , pour lesquels la section (à r constant) du "jet" sera suffisamment proche d'un disque pour que la différence après intégration numérique puisse être négligée.

Table A.II.2: Correspondances suggérées pour les "Jets" (Valeurs remarquables des trios d'angles φ_1 , φ_2 et θ)

ouverture du jet:	6.70% (de 4π st.) (cône de 30°)	14.64% (cône de 45°)	25% (cône de 60°)	50% (hémisphère)	75% (cône de 120°)
inclinaison					
0°	$0^\circ < \varphi < 30^\circ$ $\theta_m = 180^\circ$ $\Rightarrow \langle \varphi \rangle = 0^\circ$	$0^\circ < \varphi < 45^\circ$ $\theta_m = 180^\circ$ $\Rightarrow \langle \varphi \rangle = 0^\circ$	$0^\circ < \varphi < 60^\circ$ $\theta_m = 180^\circ$ $\Rightarrow \langle \varphi \rangle = 0^\circ$	$0^\circ < \varphi < 90^\circ$ $\theta_m = 180^\circ$ $\Rightarrow \langle \varphi \rangle = 0^\circ$	$0^\circ < \varphi < 120^\circ$ $\theta_m = 180^\circ$ $\Rightarrow \langle \varphi \rangle = 0^\circ$
$\approx 15^\circ$	$0^\circ < \varphi < 40^\circ$ $\theta_m = 103.077^\circ$ $\Rightarrow \langle \varphi \rangle = 15.1^\circ$	$0^\circ < \varphi < 55^\circ$ $\theta_m = 123.635^\circ$ $\Rightarrow \langle \varphi \rangle = 15.7^\circ$	$0^\circ < \varphi < 70^\circ$ $\theta_m = 136.782^\circ$ $\Rightarrow \langle \varphi \rangle = 16.3^\circ$	$0^\circ < \varphi < 100^\circ$ $\theta_m = 153.368^\circ$ $\Rightarrow \langle \varphi \rangle = 18.3^\circ$	$0^\circ < \varphi < 130^\circ$ $\theta_m = 164.355^\circ$ $\Rightarrow \langle \varphi \rangle = 23.9^\circ$
$\approx 30^\circ$	$0^\circ < \varphi < 60^\circ$ $\theta_m = 48.231^\circ$ $\Rightarrow \langle \varphi \rangle = 36.0^\circ$	$0^\circ < \varphi < 70^\circ$ $\theta_m = 80.125^\circ$ $\Rightarrow \langle \varphi \rangle = 35.7^\circ$	$0^\circ < \varphi < 80^\circ$ $\theta_m = 108.912^\circ$ $\Rightarrow \langle \varphi \rangle = 32.2^\circ$	$0^\circ < \varphi < 110^\circ$ $\theta_m = 134.126^\circ$ $\Rightarrow \langle \varphi \rangle = 37.9^\circ$	$0^\circ < \varphi < 135^\circ$ $\theta_m = 158.162^\circ$ $\Rightarrow \langle \varphi \rangle = 37.6^\circ$
$\approx 45^\circ$	$15^\circ < \varphi < 75^\circ$ $\theta_m = 34.104^\circ$ $\Rightarrow \langle \varphi \rangle = 48.7^\circ$	$0^\circ < \varphi < 80^\circ$ $\theta_m = 63.799^\circ$ $\Rightarrow \langle \varphi \rangle = 45.5^\circ$	$0^\circ < \varphi < 90^\circ$ $\theta_m = 90^\circ$ $\Rightarrow \langle \varphi \rangle = 45^\circ$	$0^\circ < \varphi < 120^\circ$ $\theta_m = 120^\circ$ $\Rightarrow \langle \varphi \rangle = 54.3^\circ$	$0^\circ < \varphi < 140^\circ$ $\theta_m = 152.884^\circ$ $\Rightarrow \langle \varphi \rangle = 50.5^\circ$
$\approx 60^\circ$	$30^\circ < \varphi < 90^\circ$ $\theta_m = 27.846^\circ$ $\Rightarrow \langle \varphi \rangle = 62.2^\circ$	$0^\circ < \varphi < 90^\circ$ $\theta_m = 52.721^\circ$ $\Rightarrow \langle \varphi \rangle = 53.6^\circ$	$0^\circ < \varphi < 110^\circ$ $\theta_m = 67.063^\circ$ $\Rightarrow \langle \varphi \rangle = 63.4^\circ$	$0^\circ < \varphi < 130^\circ$ $\theta_m = 109.570^\circ$ $\Rightarrow \langle \varphi \rangle = 66.7^\circ$	$0^\circ < \varphi < 150^\circ$ $\theta_m = 144.693^\circ$ $\Rightarrow \langle \varphi \rangle = 70.3^\circ$
$\approx 75^\circ$	$45^\circ < \varphi < 105^\circ$ $\theta_m = 24.966^\circ$ $\Rightarrow \langle \varphi \rangle = 76.0^\circ$	$30^\circ < \varphi < 120^\circ$ $\theta_m = 38.594^\circ$ $\Rightarrow \langle \varphi \rangle = 77.5^\circ$	$15^\circ < \varphi < 135^\circ$ $\theta_m = 53.795^\circ$ $\Rightarrow \langle \varphi \rangle = 79.9^\circ$	$0^\circ < \varphi < 150^\circ$ $\theta_m = 96.462^\circ$ $\Rightarrow \langle \varphi \rangle = 82.1^\circ$	$0^\circ < \varphi < 160^\circ$ $\theta_m = 139.197^\circ$ $\Rightarrow \langle \varphi \rangle = 82.1^\circ$
90°	$60^\circ < \varphi < 120^\circ$ $\theta_m = 24.115^\circ$ $\Rightarrow \langle \varphi \rangle = 90^\circ$	$45^\circ < \varphi < 135^\circ$ $\theta_m = 37.279^\circ$ $\Rightarrow \langle \varphi \rangle = 90^\circ$	$30^\circ < \varphi < 150^\circ$ $\theta_m = 51.962^\circ$ $\Rightarrow \langle \varphi \rangle = 90^\circ$	$0^\circ < \varphi < 180^\circ$ $\theta_m = 90^\circ$ $\Rightarrow \langle \varphi \rangle = 90^\circ$	$0^\circ < \varphi < 180^\circ$ $\theta_m = 135^\circ$ $\Rightarrow \langle \varphi \rangle = 90^\circ$

Figures A.II.2b et 2c: Exemples de définition de jets en coordonnées sphériques (3 jets d'ouverture équivalente à 30° et d'orientation différente et deux jets d'ouverture équivalente à 60°)

A-II.3 Application à l'expérience MIRO sur Rosetta

Le programme "*radioshap4.for*" a été initialement conçu pour une observation à distance des comètes (l'intégration sur la ligne de visée se fait jusqu'à "+∞", qui en pratique est limitée par la durée de vie de la molécule (choix de r_{\max})), mais il contient la base nécessaire pour interpréter une observation in situ de l'atmosphère cométaire. Il suffira de considérer l'intégration sur un seul paramètre d'impact, défini par $r_{\text{orb}} \cdot \sin(\theta_{\text{visé}})$, où r_{orb} est la distance de l'orbiteur au noyau, et $\theta_{\text{visé}}$ l'angle visé par rapport à la direction de celui-ci. De plus cette intégration est limitée suivant l'axe des z: depuis -∞, ou 0 si on vise le noyau (I_{bg} est alors un corps noir autour de 180 K, si c'est la température de surface du noyau), jusqu'à la distance de l'orbiteur. Dans ces conditions, a priori assez proches du noyau, la densité est plus élevée et les raies peuvent facilement être optiquement épaisses: on observe alors une autre région de l'atmosphère cométaire, à laquelle les observations au sol sont peu sensibles.

Le projet d'expérience MIRO sur la sonde Rosetta de l'Agence Spatiale Européenne devrait observer les raies à 242 GHz du méthanol avec une petite antenne submillimétrique, dans l'atmosphère de la comète 46P/Wirtanen. La version "*radiomiro5.for*" du programme présenté dans cette annexe permet d'évaluer les signaux des différentes raies et leur profil, dont l'analyse pourrait permettre de remonter au profil radial de température du gaz dans l'atmosphère interne de la comète.

Références:

- Crovisier, J. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **68**, 223-258, **1987**
"Rotational and vibrational synthetic spectra of linear parent molecules in comets"
- Garcia-Burillo, S., Guélin, M., Cernicharo, J. *Astron. Astrophys.*, **274**, 123-147, **1993**
"CO in Messier 51, I. Molecular spiral structure"
- Schneider, N., and Stutzki, J. *IRAM Newsletter*, May 19, **1994**
"A correction method for 30-m error beam pick-up in large spectral line maps"

A-III Les différents Radiotélescopes millimétriques

A-III.1 L'antenne de 30m de l'IRAM

Mis en service en 1985, ce radiotélescope de 30m de diamètre est géré par la France (47%), l'Allemagne (47%) et l'Espagne (6%) au sein de l'Institut de RadioAstronomie Millimétrique (IRAM), basé en France à Grenoble. L'IRAM gère également l'interféromètre à 5 antennes (au 1-11-96) millimétrique de 15m de diamètre, situé dans les alpes sur le Plateau de Bure, près de Grenoble.

Cette antenne de 30m de diamètre est une des plus performantes dans son domaine: elle est dépassée en taille par celle de 45m de Nobeyama (Japon), mais qui n'observe pas à aussi hautes fréquences. La partie mobile a une masse de 800 tonnes, pointée avec une précision de 2", et l'écart moyen à la parabole parfaite du réflecteur principal est de 75 μ m. Des mesures holographiques fréquentes ont pour but de contrôler cet

état de surface et de régler l'alignement des différents panneaux (420 au total, de 2 m de long) qui constituent sa surface, pour la maintenir aussi parfaite que possible.

L'antenne est située dans la Sierra Nevada andalouse (Espagne), sur les flancs du Pico-Veleta, deuxième plus haut sommet du pays, qui culmine à 3398 m d'altitude. Ses coordonnées précises (utiles, notamment, pour le calcul de coordonnées horizontales et topocentriques de comètes) sont les suivantes:

Longitude = 3° 23' 33.7" W (= -13min 34.2s) *Latitude* = 37° 03' 58.3" N *Altitude* = 2920 m.

Les observations millimétriques à submillimétriques ne peuvent se faire que sous un air sec, donc en altitude où la quantité de vapeur d'eau précipitable de l'atmosphère est la plus faible possible. Typiquement, à

2900 m d'altitude, elle varie de 2 à 7mm par beau temps, ce qui donne une opacité zénithale à 230 GHz de 0.15 à 0.5.

En 1996, le radiotélescope est équipé de 6 récepteurs hétérodynes différents, avec une possibilité d'en utiliser jusqu'à 4 simultanément. Le faisceau est séparé en 2 polarisations rectilignes perpendiculaires, chacune étant dirigée vers:

- [1] Le récepteur à 0.8mm (320-360 GHz), mais mis en service que quelques semaines par an;
Ou les récepteurs Rx3mm1 (82-116 GHz) et Rx230G1 (204-245 GHz), qu'une grille dichroïque permet d'utiliser simultanément;

et: [2] Le récepteur à 2mm de longueur d'onde (130-180 GHz);
Ou un deuxième jeu de 2 récepteurs Rx3mm2 (82-116 GHz) et Rx230G2 (210-267 GHz), configurés sur le même principe que les précédents.

L'utilisation de la grille séparatrice pour les récepteurs à 3mm et 1.3mm de longueur d'onde est à optimiser suivant les fréquences observées et occasionne des pertes, minimisées pour des fréquences doubles l'une de l'autre. Le système permet également de gérer jusqu'à 3 récepteurs en mode Frequency-Switch simultanément. La résolution maximum accessible avec les spectromètres est de 10 kHz.

Enfin, pendant quelques mois d'hiver (météo la plus favorable, statistiquement), le deuxième miroir Nasmyth du radiotélescope est orienté vers l'un des récepteurs bolométriques du MPIfR (Allemagne) à 7 ou 19 canaux, fonctionnant à 1.3mm de longueur d'onde.

A-III.2 Le 15m du JCMT

L'autre radiotélescope principalement utilisé pour les observations cométaires, est le James Clerk Maxwell Telescope géré par l'Observatoire Royal d'Edinburgh et financé par l'Angleterre, le Canada et les Pays Bas. Il est situé au sommet du Mauna Kea, site fourni par l'Université d'Hawaii (USA). Mis en service dans les années 90, c'est également le plus grand dans le domaine submillimétrique, avec son antenne de 15m de diamètre. La précision de surface de celle-ci varie de 28µm à 50µm, suivant les conditions thermiques, et c'est une des seules antennes submillimétrique à pouvoir observer de jour comme de nuit, sans contrainte d'élongation solaire car elle est protégée par une membrane en Gortex (voir photo ci-dessous). Cette membrane, transparente aux micro-ondes, protège aussi du vent et des poussières, ainsi que la coupole, qui est fermée en cas de mauvais temps (L'antenne de l'IRAM est à l'air libre).

Les coordonnées géographiques du télescope sont:

Longitude = 155° 28' 47" W (= -10h21min 55s) *Latitude* = 19° 49' 33" N *Altitude* = 4092 m.

A cette altitude l'air est encore plus sec, la quantité de vapeur d'eau précipitable variant typiquement entre 0.5mm et 5mm, soit une opacité zénithale à 345 GHz de 0.12 à 0.6. Le radiotélescope est actuellement équipé de 3 récepteurs hétérodynes (un seul est utilisable à la fois):

- A2: couvre le domaine 205 - 285 GHz;

- B3i: couvre la bande 300 - 380 GHz et est utilisable en Frequency-Switch. Il est sur le point d'être remplacé par le B3 avec une température de récepteur nettement meilleure;

- C2: couvre le domaine 450 - 505 GHz, et doit être remplacé par le récepteur W, couvrant les domaines 430-510 GHz et 625-710 GHz.

Dans le domaine submillimétrique, la transmission atmosphérique est très dépendante de la quantité de vapeur d'eau et de la fréquence, en raison des nombreuses raies de rotation de cette molécule (à 183.3, 325.2, 380.2, 439.1, 448.0, 470.9, 474.7, 488.5, 556.9GHz,...), les observations à haute fréquence (>360 GHz) n'étant possibles que par très beau temps.

L'autocorrélateur (DAS) permet d'obtenir au mieux une résolution de 78 kHz, avec les récepteurs B3 dont la stabilité en fréquence est la meilleure. La taille du lobe d'antenne varie de 20" à 8" ($4860/\nu_{[\text{GHz}]}$), les rendements utilisés pour l'analyse des observations sont $\eta_{\text{mb}} = 0.69$ (A2), 0.58 (B3i) et 0.52 (C2).



En 1996, un nouveau récepteur continuum bolométrique est installé au foyer du télescope (en alternance avec les récepteurs précédents) "SCUBA" équipé de 91 et 37 "pixels" optimisés pour 450 et 850 μm . Ce système très prometteur devrait permettre d'obtenir de véritables "images" en continuum submillimétrique.

D'autres radiotélescopes servent à l'observation de comètes dans le domaine millimétrique à submillimétrique, notamment le Caltech Submillimeter Observatory, avec une antenne de 10.4m couvrant le domaine 200-800 GHz, situé à 163.8m du JCMT, avec une possibilité d'interférométrie entre les 2 antennes. Les antennes millimétriques du NRAO (12m de diamètre à Kitt-Peak (USA)), du FCRAO (14m, USA) et du SEST (15m de diamètre, ESO - Suède, à La-Silla, Chili) sont également utilisés pour des observations cométaires.

A-IV Paramètres des transitions fréquemment observées

Les valeurs entre parenthèses donnent l'incertitude sur les dernières décimales.

Table A.IV.1: Données caractéristiques des molécules linéaires

Molécule	μ (Debye)	B_0 (MHz)	D (MHz)	$(eQq)_N$ (MHz) (couplage Quadr.)	C_N (MHz) (couplage Quadr.)
HCN	2.9846(15)	44315.9757(4)	0.08724(6)	-4.70789(8)	0.01013(3)
H ¹³ CN	2.9846(15)	43170.1243(8)	0.08289(1)	-4.737(28)	0.01
HNC	3.05(10)	45331.9925(20)	0.100144(77)	+0.28(3)	0.02
DCN	2.9902(15)	36207.4623(2)	0.057730(14)	-4.698(13)	0.00823(18)
CO	0.1078	57635.96826(12)	0.18350552(46)	0	
CS	1.958(3)	24495.5663(9)	0.0400577(19)	0	
OCS	0.71519(3)	6081.4921(1)	0.0013014(7)	0	

A-IV.2 HCN

Paramètres re-calculés à partir des données de Townes, C.H. and Schawlow (1975)

Raie	ν_0 (MHz)	A_{ji} [s ⁻¹]	E_j [K]	Structure Hyperfine: Δf [MHz], Δv [km/s], poids statistique.					
1-0	88631.848	0.024063 10 ⁻³	4.25361	F 0->1 +2.088 -7.063 11.11 %		F 2->1 0.0 0.0 55.56 %		F 1->1 -1.433 +4.847 33.33 %	MHz km/s
2-1	177261.111	0.230997 10 ⁻³	12.76073	F 1->1 +2.334 -3.947 8.33 %	<i>F 1->2</i> <i>+0.901</i> <i>-1.524</i> <i>0.56 %</i>	F 3->2 +0.111 -0.188 46.67 %	F 2->1 0.0 0.0 25.00 %	F 1->0 -1.187 +2.008 11.11 %	F 2->2 -1.433 +2.424 8.33 %
3-2	265886.432	0.835251 10 ⁻³	25.52115	F 2->2 +2.088 -2.354 3.70 %	<i>F 2->3</i> <i>+0.543</i> <i>-0.612</i> <i>0.106%</i>	F 4->3 +0.066 -0.074 42.9 %	F 3->2 0.0 0.0 29.6 %	F 2->1 -0.246 +0.277 20.0 %	F 3->3 -1.543 +1.740 3.70%

4-3	354505.472	$2.05301 \cdot 10^{-3}$	42.53459	F 3->3 +1.977 -1.672 2.08%	<i>F 3->4</i> +0.367 -0.310 0.033%	F 5->4 +0.046 -0.039 40.7 %	F 4->3 0.0 0.0 31.3 %	F 3->2 -0.111 +0.094 23.8 %	F 4->4 -1.610 +1.362 2.08 %
5-4	443116.137	$4.10049 \cdot 10^{-3}$	63.80062	F 4->4 +1.911 -1.293 1.33 %	<i>F 4->5</i> +0.255 -0.173 0.013%	F 6->5 +0.035 -0.024 39.4 %	F 5->4 0.0 0.0 32.0 %	F 4->3 -0.066 +0.045 25.9 %	F 5->5 -1.656 +1.120 1.33 %
6-5	531716.333	$7.19372 \cdot 10^{-3}$	89.31876	F 5->5 +1.865 -1.052 0.93 %	<i>F 5->6</i> +0.175 -0.099 0.006%	F 7->6 +0.028 -0.016 38.5 %	F 6->5 0.0 0.0 32.4 %	F 5->4 -0.046 +0.026 27.3 %	F 6->6 -1.690 +0.953 0.93 %
7-6	620303.967	0.011549	119.0884	F 6->6 0.68 %		F 8->7 37.8 %	F 7->6 32.7 %	F 6->5 28.2 %	F 7->7 0.68 %
8-7	708876.944	0.017380	153.1088	F 7->7 0.52 %		F 9->8 37.3 %	F 8->7 32.8 %	F 7->6 28.9 %	F 8->8 0.52 %
9-8	797433.171	0.024904	191.3793			F10->9 36.8 %	F 9->8 32.9 %	F 8->7 29.4 %	

A-IV.2b HNC

Raie	ν_0 (MHz)	A_{ji} [s^{-1}] ($\mu=2.699/3.05$)	E_j [K]	Structure Hyperfine: Δf [MHz], Δv [km/s], poids statistique.					
1-0	90663.574	$0.02106 \cdot 10^{-3}$ $0.02690 \cdot 10^{-3}$	4.35113	F 0->1 -0.124 +0.410 11.11 %		F 2->1 0.0 0.0 55.56 %		F 1->1 +0.082 -0.271 33.33 %	MHz km/s
2-1	181324.758	$0.20219 \cdot 10^{-3}$ $0.25820 \cdot 10^{-3}$	13.05327	F 1->1 8.33 %	<i>F 1->2</i> 0.56 %	F 3->2 46.67 %	F 2->1 0.0 25.00 %	F 1->0 11.11 %	F 2->2 8.33 %
3-2	271981.142	$0.73110 \cdot 10^{-3}$ $0.93362 \cdot 10^{-3}$	26.10619	F 2->2 3.70 %	<i>F 2->3</i> 0.106%	F 4->3 42.9 %	F 3->2 0.0 29.6 %	F 2->1 20.0 %	F 3->3 3.70%
4-3	362630.303	$1.7970 \cdot 10^{-3}$ $2.2948 \cdot 10^{-3}$	43.50954	F 3->3 2.08%	<i>F 3->4</i> 0.033%	F 5->4 40.7 %	F 4->3 0.0 31.3 %	F 3->2 23.8 %	F 4->4 2.08 %

A-IV.3 CO

Raie	ν_0 (MHz)	A_{ji} [s^{-1}]	E_j [K]
1-0	115271.203(1)	$0.069058 \cdot 10^{-6}$	5.532098

2-1	230538.000	0.662916 10 ⁻⁶	16.596081
3-2	345795.991	2.39692 10 ⁻⁶	33.191529
4-3	461040.770	5.89123 10 ⁻⁶	55.317805
5-4	576267.933	0.011766 10 ⁻⁶	82.974066
6-5	691473.078	0.020640 10 ⁻³	116.15925
7-6	806651.804	0.033131 10 ⁻³	154.87210
8-7	921799.707	0.049856 10 ⁻³	199.11113

A-IV.4 CS

Raie	ν_0 (MHz)	A _{ji} [s ⁻¹]	E _j [K]
1-0	48990.989	1.74898 10 ⁻⁶	2.35118
2-1	97980.950	0.016790 10 ⁻³	7.05348
3-2	146969.049	0.060710 10 ⁻³	14.10683
4-3	195954.250	0.149225 10 ⁻³	23.51107
5-4	244935.606	0.298052 10 ⁻³	35.26602
6-5	293912.160	0.522900 10 ⁻³	49.37146
7-6	342882.95	0.839465 10 ⁻³	65.82710
8-7	391847.02	1.26342 10 ⁻³	84.63263
9-8	440803.39	1.81043 10 ⁻³	105.7876
10-9	489751.1	2.49612 10 ⁻³	129.2918
11-10	538689.2	3.33609 10 ⁻³	155.1446
12-11	587616.7	4.34592 10 ⁻³	183.3455

A-IV.5 H₂CO

Raie	ν_0 (MHz)	A _{ji} [s ⁻¹]	E _j [K]	E _i [K]
2 ₁₂ -1 ₁₁	140839.518	0.053004 10 ⁻³	21.9224	15.1632
3 ₁₃ -2 ₁₂	211211.469	0.22700 10 ⁻³	32.0589	21.9224
3 ₀₃ -2 ₀₂	218222.191	0.28161 10 ⁻³	20.9564	10.4834
3 ₂₂ -2 ₂₁	218475.619	0.15703 10 ⁻³	68.0938	57.6086
3 ₁₂ -2 ₁₁	225697.772	0.27699 10 ⁻³	33.4495	22.6177
5 ₁₅ -4 ₁₄	351768.639	1.20110 10 ⁻³	62.4522	45.5700
5 ₀₅ -4 ₀₄	362736.014	1.37120 10 ⁻³	52.3125	34.9041
5 ₂₃ -4 ₂₂	365363.44	1.17770 10 ⁻³	99.6566	82.1221

A-IV.6 H₂S

Raie	ν_0 (MHz)	A _{ji} [s ⁻¹]	E _j [K]	E _i [K]
1 ₁₀ -1 ₀₁	168762.76237(2)	0.02690 10 ⁻³	27.8770	19.7778
2 ₂₀ -2 ₁₁	216710.437(2)	0.04894 10 ⁻³	83.9794	73.5789

A-IV.7 CH₃OH

(Données spectrales de 1995 LiHuong et al. - la notation adoptée est $J_{KaK'}$, où K' prend les valeurs 1 et 2 pour les niveaux + et - de l'espèce A, et 3 et 4 pour les niveaux $-K_a$ et $+K_a$ de l'espèce E)

Raie	ν_0 (MHz)	A_{ji} [s^{-1}]	E_j [K]	E_i [K]
2 ₁₄ -1 ₁₄	96739.363(3)	0.0025571 10^{-3}	11.59630	6.95357(ref)
2 ₀₁ -1 ₀₁	96741.377(3)	0.0034083 10^{-3}	6.96433	2.32150
2 ₀₃ -1 ₀₃	96744.549(3)	0.0034078 10^{-3}	19.14432	14.50133
2 ₁₃ -1 ₁₃	96755.507(3)	0.0026237 10^{-3}	27.06596	22.42245
3 ₁₁ -2 ₁₁	143865.795(4)	0.0106868 10^{-3}	28.34826	21.44383
3 ₀₃ -2 ₀₃	145093.760(4)	0.0123163 10^{-3}	26.10768	19.14433
3 ₁₄ -2 ₁₄	145097.443(4)	0.0109560 10^{-3}	18.55985	11.59630
3 ₀₁ -2 ₀₁	145103.194(4)	0.0123228 10^{-3}	13.92815	6.96433
3 ₂₂ -2 ₂₂	145124.334(4)	0.0068871 10^{-3}	51.63710	44.67227
3 ₂₃ -2 ₂₃	145126.190(4)	0.0067659 10^{-3}	35.22754	28.26261
3 ₂₄ -2 ₂₄	145126.392(4)	0.0068548 10^{-3}	38.88302	31.91808
3 ₁₃ -2 ₁₃	145131.872(4)	0.0112433 10^{-3}	34.03115	27.06596
3 ₂₁ -2 ₂₁	145133.418(4)	0.0068884 10^{-3}	51.63765	44.67238
9 ₀₁ -8 ₁₁	146618.838(18)	0.0160819 10^{-3}	104.4114	97.37480
7 ₀₃ -7 ₁₄	156828.480(13)	0.0187815 10^{-3}	77.13197	69.60543
6 ₀₃ -6 ₁₄	157048.586(13)	0.0196422 10^{-3}	60.90465	53.36754
5 ₀₃ -5 ₁₄	157178.962(13)	0.0203758 10^{-3}	46.98982	39.44646
4 ₀₃ -4 ₁₄	157246.041(14)	0.0209813 10^{-3}	35.39010	27.84353
1 ₀₃ -1 ₁₄	157270.818(15)	0.0220517 10^{-3}	14.50133	6.95357(ref)
3 ₀₃ -3 ₁₄	157272.320(14)	0.0214609 10^{-3}	26.10768	18.55985
2 ₀₃ -2 ₁₄	157276.004(15)	0.0218169 10^{-3}	19.14432	11.59630
1 ₁₃ -1 ₀₃	165050.229(7)	0.0234912 10^{-3}	22.42245	14.50133
2 ₁₃ -2 ₀₃	165061.187(7)	0.0234223 10^{-3}	27.06596	19.14432
3 ₁₃ -3 ₀₃	165099.300(7)	0.0233246 10^{-3}	34.03115	26.10768
4 ₁₃ -4 ₀₃	165190.539(7)	0.0232072 10^{-3}	43.31796	35.39010
5 ₁₃ -5 ₀₃	165369.410(7)	0.0230787 10^{-3}	54.92626	46.98982
4 ₂₃ -3 ₁₃	218440.050(15)	0.0468650 10^{-3}	44.51457	34.03115
5 ₀₃ -4 ₀₃	241700.168(6)	0.0603659 10^{-3}	46.98982	35.39101
5 ₁₄ -4 ₁₄	241767.247(6)	0.0580520 10^{-3}	39.44646	27.84353
5 ₀₁ -4 ₀₁	241791.367(6)	0.0658550 10^{-3}	34.81654	23.21244

5 ₄₁ -4 ₄₁	241806.521(5)	0.0217364 10 ⁻³	115.1603	103.5554
5 ₄₂ -4 ₄₂	241806.521(5)	0.0217364 10 ⁻³	115.1603	103.5554
5 ₄₄ -4 ₄₄	241813.248(5)	0.0216873 10 ⁻³	121.7766	110.1715
5 ₄₃ -4 ₄₃	241829.629(6)	0.0218339 10 ⁻³	129.8718	118.2659
5 ₃₁ -4 ₃₁	241832.716(5)	0.0385737 10 ⁻³	84.61834	73.01226
5 ₃₂ -4 ₃₂	241833.104(5)	0.0385738 10 ⁻³	84.61836	73.01227
5 ₂₂ -4 ₂₂	241842.287(6)	0.0511089 10 ⁻³	72.52954	60.92301
5 ₃₃ -4 ₃₃	241843.608(5)	0.0387211 10 ⁻³	81.58631	69.97971
5 ₃₄ -4 ₃₄	241852.299(5)	0.0388794 10 ⁻³	96.58513	84.97811
5 ₁₃ -4 ₁₃	241879.038(6)	0.0595926 10 ⁻³	54.92626	43.31796
5 ₂₁ -4 ₂₁	241887.678(6)	0.0511377 10 ⁻³	72.53336	60.92465
5 ₂₄ -4 ₂₄	241904.158(5)	0.0509070 10 ⁻³	59.77955	48.17005
5 ₂₃ -4 ₂₃	241904.643(6)	0.0502617 10 ⁻³	56.12410	44.51457
8 ₃₂ -8 ₂₁	251517.269(13)	0.0796113 10 ⁻³	133.3604	121.2895
7 ₃₂ -7 ₂₁	251641.754(13)	0.0776452 10 ⁻³	114.7927	102.7158
6 ₃₂ -6 ₂₁	251738.411(13)	0.0746202 10 ⁻³	98.54523	86.46377
5 ₃₂ -5 ₂₁	251811.936(13)	0.0697066 10 ⁻³	84.61836	72.53336
4 ₃₂ -4 ₂₁	251866.510(14)	0.0610365 10 ⁻³	70.01227	60.92465
Raie	v₀ (MHz)	A_{ji} [s⁻¹]	E_j [K]	E_i [K]
5 ₃₁ -5 ₂₂	251890.868(15)	0.0697485 10 ⁻³	84.61834	72.52954
6 ₃₁ -6 ₂₂	251895.703(13)	0.0747086 10 ⁻³	98.54516	86.45614
4 ₃₁ -4 ₂₂	251900.439(15)	0.0610529 10 ⁻³	70.01226	60.92301
3 ₃₂ -3 ₂₁	251905.720(16)	0.0436205 10 ⁻³	63.72714	51.63765
3 ₃₁ -3 ₂₂	251917.057(16)	0.0436238 10 ⁻³	63.72714	51.63710
7 ₃₁ -7 ₂₂	251923.671(12)	0.0778651 10 ⁻³	114.7925	102.7021
8 ₃₁ -8 ₂₂	251984.802(12)	0.0798896 10 ⁻³	133.3599	121.2667
2 ₁₂ -2 ₀₁	304208.324(13)	0.32333 10 ⁻³	21.56395	6.96433
4 ₁₂ -4 ₀₁	307165.911(13)	0.33059 10 ⁻³	37.95400	23.21244
7 ₀₃ -6 ₀₃	338124.498(7)	0.16960 10 ⁻³	77.13197	60.90465
7 ₁₄ -6 ₁₄	338344.605(7)	0.16668 10 ⁻³	69.60543	53.36754
7 ₀₁ -6 ₀₁	338408.718(7)	0.17020 10 ⁻³	64.98054	48.73958
7 ₄₄ -6 ₄₄	338504.056(7)	0.11426 10 ⁻³	151.9477	135.7021
7 ₄₂ -6 ₄₂	338512.627(7)	0.11454 10 ⁻³	145.3317	129.0857
7 ₄₁ -6 ₄₁	338512.639(7)	0.11454 10 ⁻³	145.3317	129.0857
7 ₂₂ -6 ₂₂	338512.856(7)	0.15732 10 ⁻³	102.7021	86.45614
7 ₄₃ -6 ₄₃	338530.256(7)	0.11504 10 ⁻³	160.0452	143.7984

7 ₃₁ -6 ₃₁	338540.824(7)	0.13859 10 ⁻³	114.7925	98.54516
7 ₃₂ -6 ₃₂	338543.149(7)	0.13859 10 ⁻³	114.7927	98.54523
7 ₃₄ -6 ₃₄	338559.963(7)	0.13966 10 ⁻³	126.7612	110.5129
7 ₃₃ -6 ₃₃	338583.223(7)	0.13914 10 ⁻³	111.7636	95.51427
7 ₁₃ -6 ₁₃	338614.953(7)	0.17113 10 ⁻³	85.10679	68.85593
7 ₂₁ -6 ₂₁	338639.807(7)	0.15749 10 ⁻³	102.7158	86.46377
7 ₂₃ -6 ₂₃	338721.694(7)	0.15494 10 ⁻³	86.31259	70.05660
7 ₂₄ -6 ₂₄	338722.914(7)	0.15687 10 ⁻³	89.96808	73.71203
7 ₁₂ -6 ₁₂	341415.641(7)	0.17139 10 ⁻³	80.09133	63.70606
15 ₀₁ -14 ₁₁	461753.600(32)	0.57804 10 ⁻³	278.1771	256.0165
9 ₂₁ -9 ₁₂	464834.670(19)	0.54398 10 ⁻³	142.1848	119.8763

Références

- Preusser, J. and Maki, A.G.** *J. Mol. Spectrosc.* **162**, 484-497, **1993**
 "Millimeter-Wave Measurements of Vibrationally Excited States of the HCN Isotopomers H¹³C¹⁴N, H¹²C¹⁵N, H¹³C¹⁵N, D¹²C¹⁴N, D¹³C¹⁴N, D¹²C¹⁵N and D¹³C¹⁵N"
- Nguyen-Van-Thanh and Rossi, I.** *J. Mol. Spectrosc.* **157**, 68-83, **1993**
 "Line parameters for the 1-200 GHz Spectral Range of HCN and DCN"
- Ram, R.S., Bernath, P.F. and Davis, S.P.** *J. Mol. Spectrosc.* **173**, 146-157, **1995**
 "Fourier Transform Infrared Emission Spectroscopy of CS"
- Toshiaki, O. et al.** *J. Chem. Phys.* **99(5)**, 3268-3271, **1993**
 "Millimeter and submillimeter wave spectroscopy of HNC and DNC in the vibrationally excited states"
- Jaruschewski, S., Chandra, S., Varshalovich, D.A. and Kegel, W.H.**
Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **63**, 307-312, **1986**
 "Einstein A-values for rotational transitions in the H₂CO molecule"
- Lovas, F.J. and Tiemann E.** *J. Phys. Chem. Ref. Data* **3**, 659, **1974**
 "Microwave spectral tables. I. Diatomic molecules"
- Lovas, F.J.** *J. Phys. Chem. Ref. Data* **7**, 1487,1502, **1978**
 "Microwave spectral tables. II. Triatomic molecules"
- Lovas, F.J.** *J. Phys. Chem. Ref. Data* **21**, 181-272, **1992**
 "Recommended Rest Frequencies for Observed Molecular Microwave Transitions - 1991 Revision"
- Varberg, T.D. and Evenson, K.M.** *Astrophys. J.* **385**, 763-765, **1992**
 "Accurate far-infrared rotational frequencies of carbon monoxide"
- Townes, C.H. and Schawlow, A.L.** *Dover Publications, inc., New York*, **1975**
 "Microwave Spectroscopy"

ANNEXE

A-V Articles