

La spectroscopie cométaire

Nicolas Biver

LESIA UMR8109 - *Observatoire de Paris*, 5 Place J. Janssen 92190 Meudon, France
Email : nicolas.biver@obspm.fr

Abstract. Cometary spectroscopy from the ultraviolet to the radio wavelength domain provides us with insights on the composition of the gases that are released by the cometary nuclei. While infrared to millimeter spectroscopy give access to the parent molecules that are released directly from the nucleus, visible spectroscopy enables observation of daughter species. Those “radicals” observable in the visible domain have more complex spectroscopic band-like structures and are mainly CN, C₂, C₃, NH₂. Their spectroscopic signatures are easily accessible to amateur astronomers class equipment. Provided that carefully calibrated data are acquired, some simple calculation can readily be done to convert the line intensities into comet molecular outgassing rates and thus provide interesting physical data on comets. In addition to broadband dust measurements, the interested amateur can produce valuable scientific data on comets that will always be welcome from the professional community and certainly useful as the monitoring of comets activity is always essential.

Résumé.

La spectroscopie cométaire, de l’ultraviolet aux longueurs d’onde radio, nous apporte des informations sur la composition des gaz libérés par les noyaux cométaires. Tandis que la spectroscopie infrarouge à millimétrique permet de voir les molécules mères issues directement de la sublimation des glaces cométaires, la spectroscopie visible ne permet d’accéder qu’au molécules filles. Ces espèces secondaires (radicaux) observables en visible ont des spectres de bandes plus complexes et sont pour les principales CN, C₂, C₃ et NH₂. Leur signatures spectrales sont accessible à une instrumentation typique d’astronomes amateurs. Dans la mesure où des données proprement étalonnées ont été obtenues, quelques calculs simples permettent de convertir les intensités des raies en taux de dégazage moléculaires et d’obtenir des informations physiques utiles sur les comètes. En plus des mesures à bande large concernant la poussière, l’amateur motivé pourra produire ainsi des données scientifiques utiles, toujours les bienvenues pour la communauté professionnelle, et d’autant plus intéressantes qu’il est essentiel de suivre régulièrement l’activité des comètes.

1 Introduction

L’étude spectroscopique des comètes permet de connaître les caractéristiques physico-chimiques de la chevelure entourant leur noyau. Les molécules s’échappant du noyau et leur produit de désintégration par le rayonnement solaire ont des signatures spectrales en raies étroites en Ultraviolet–Visible, Infrarouge ou Radio suivant le mécanisme d’émission. Pour obtenir une information sur la vitesse d’expansion du gaz une très grande résolution ($\lambda/\Delta\lambda \geq 10^6$) est nécessaire, que

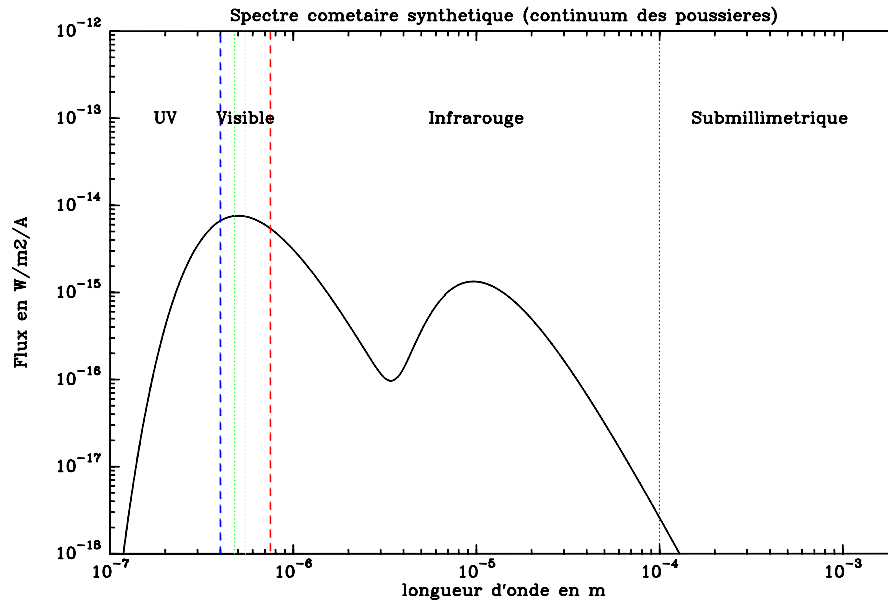


Fig. 1. Spectre synthétique très large bande (UV-radio) du continuum d’une comète active.

seule la technique radio peut fournir (Figs. 6–8). De plus, la spectrométrie à large bande peut mettre en valeur le spectre d’émission des poussières cométaires entre 5 et 100 μm de longueur d’onde (infrarouge à infrarouge lointain, Figs. 1,3) et celui de diffusion de la lumière solaire dans le domaine visible (Figs. 1,2).

Dans le domaine visible – proche ultraviolet, les spectres cométaires sont dominés par les raies de radicaux, molécules instables résultats de l’arrachage de quelques atomes aux molécules mères – issues de la sublimation des glaces cométaires. Les principaux sont C_2 responsable des “bandes de Swan” et de la couleur verte des chevelures cométaires, CN (violet), C_3 , NH , NH_2 , CH et OH (Fig. 2). D’autre part, l’intensité rayonnée dans le continuum visible, permet en principe d’évaluer la quantité de poussières présente dans la chevelure mais dépend de caractéristiques mal connues (taille et forme des grains, propriétés physiques).

Nous allons d’abord voir quelques sont les espèces moléculaires présentes dans les atmosphères cométaires et les techniques d’investigation. La partie suivante sera plus axée sur l’analyse des spectres obtenus en lumière visible, à la portée des astronomes amateurs.

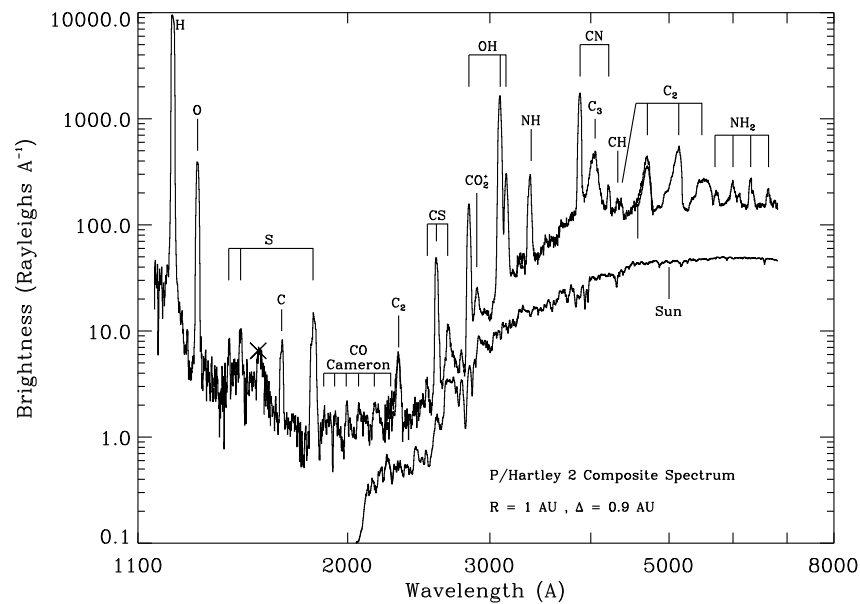


Fig. 2. Spectre ultraviolet-visible de la comète 103P/Hartley-2 observée avec le télescope spatial Hubble [31],[14]. Les bandes classiques du visible et les raies atomiques en UV – notamment la raie Lyman- α de l’hydrogène à 1216 Å, qui est la plus intense – se superposent au continuum solaire diffusé par les poussières. Les atomes d’hydrogène proviennent pour l’essentiel de la photodissociation de la molécule d’eau par le rayonnement solaire.

2 L’observation des molécules cométaires

La particularité des comètes est de contenir une quantité significative de glaces d’éléments volatils tels que l’eau, mais aussi CO ou CO₂. Présents sous forme de glace dans le noyau cométaire, ils se subliment à l’approche du Soleil pour donner naissance à l’atmosphère ou chevelure (ou coma) de la comète et aux queues d’ions et de poussières – initialement soulevées par le gaz.

Bien qu’on ait supposé depuis plus d’un siècle que l’eau était le composant majeur de ces éléments volatils, elle n’a été directement observée pour la première fois qu’en 1986. Les signatures visibles: bandes de Swan (C₂) dans le vert, raies de CN (d’où la présence présumée de “cyanogène” (C₂N₂ en réalité) responsable de la panique de 1910 lors du passage de la Terre dans la queue de la comète de Halley) et raies atomiques, vues dans les comètes rasant le soleil, sont par contre connues depuis plus d’un siècle. Mais ces spectres ne nous font voir que des “radicaux” ou autres produits de décomposition des molécules dites “mères” car issues directement des glaces cométaires. Ce sont les techniques radio et infrarouge qui ont permis entre 1985 et 1997 d’identifier directement près de 22 molécules mères cométaires (Tableau 1).

Les figures 2 et 3 donnent une idée des spectres cométaires typiques, montrant à la fois des raies spectrales et un continuum. Après l’inventaire des raies cométaires, nous allons nous intéresser aux différentes techniques et domaines de fréquence pour observer ces raies d’émission cométaires.

2.1 Molécules cométaires observées

Le tableau 1 regroupe la majorité des molécules et radicaux observés dans des comètes, leurs raies observées, leur abondance moyenne par rapport à l’eau et des longueurs d’échelle qui seront utiles pour calculer cette abondance (rapports des nombres de molécules présents dans la coma). La plupart des liaisons interatomiques des molécules sont cassées par le rayonnement solaire ultra-violet. Pour chaque molécule on définit ainsi un temps de vie caractéristique (qui va dépendre de la solidité des liaisons atomiques) au bout duquel une fraction 1/e des molécules est photodissociée. Comme en général les molécules s’éloignent toutes du noyau à peu près radialement, – et à une vitesse quasi constante – cette durée de vie peut être convertie en distance encore appelée longueur d’échelle de photodissociation L_d . Certaines molécules dites “filles”, sont aussi des produits de photodissociation d’une molécule “mère” et ne viennent pas directement du noyau. On définit alors aussi une longueur d’échelle L_p de la supposée molécule parente pour la molécule fille considérée. Le rayonnement solaire reçu variant comme l’inverse du carré de la distance au soleil r_h , les taux de photodissociation (inverse des durées de vies) suivent la même dépendance. Les longueurs d’échelle sont données pour $r_h = 1$ UA, et pourront en général être multipliées par le facteur r_h^2 pour n’importe quelle valeur de r_h . Dans certains cas, les lois mesurées peuvent être plutôt du type $L \propto r_h^1$ à $r_h^{1.5}$ car d’autres paramètres comme la vitesse du gaz ou des taux de réaction,... dépendent aussi de la distance au soleil. Un certain nombre de radicaux sont le principal produit de photodissociation de molécules mères connues:

- $\text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{OH}, \text{H}$;
- $\text{HCN} \rightarrow \text{CN}$;
- $\text{C}_2\text{H}_2, \text{C}_2\text{H}_6 \rightarrow \text{C}_2$;
- $\text{NH}_3 \rightarrow \text{NH}_2, \text{NH}$

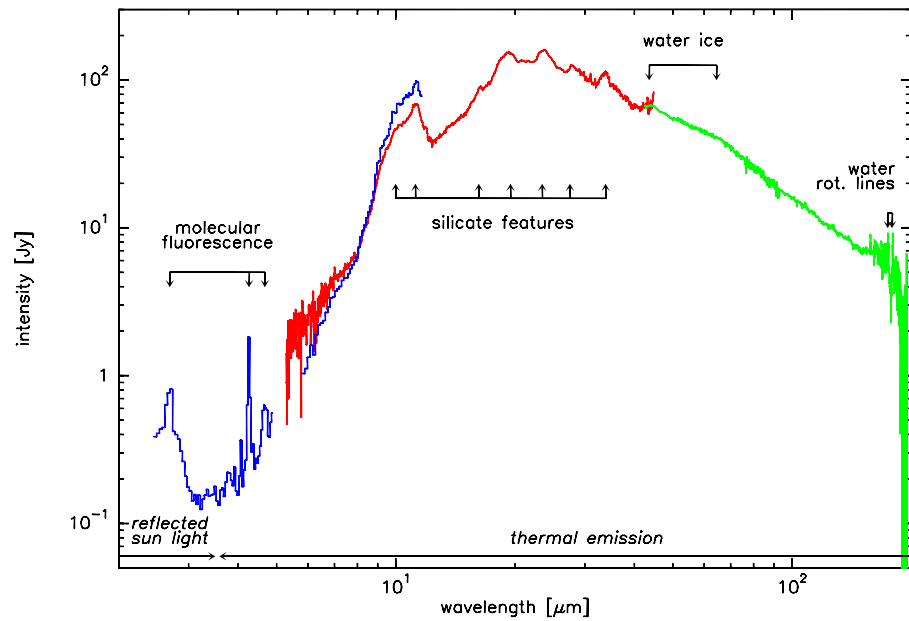


Fig. 3. Spectre proche à lointain infrarouge de la comète C/1995 O1 (Hale-Bopp) observée avec le satellite ISO (Infrared Space Observatory) [12]. A basse résolution il est dominé par le spectre d'émission thermique des poussières (avec quelques signatures larges des silicates et d'absorption par la glace d'eau). Quelques raies moléculaires apparaissent aux extrémités de ce spectre. A gauche: bandes de vibration, à droite raies de rotation.

Table 1. Molécules cométaires observées.

Molécule	Raies principales			Abondance [% eau]	Longueurs d'échelle à 1 UA	
	Radio	Infrarouge	Visible-UV		L_p [km] ^d	L_d [km] ^d
H ₂ O	0.5–0.17mm ^a	2.7, 6.3μm ^a , 1.94, 2.95μm 4.65μm	–	100	0	70000
OH	18 cm	2.87μm ^a 3.04, 3.28μm	0.30μm	90	25000	160000
H	–	–	121.6nm ^a	200	≈ 10 ⁵	3 10 ⁷
CO ₂	–	4.25μm ^a	(de CO ^b :) (185–230nm ^a)	5–10	0	430000
CO	2.6–0.65mm	4.67μm	142–160nm ^a	1–25	0+	1.3 10 ⁶
CH ₄	–	3.31μm	–	0.2–0.8	0	105000
C ₂ H ₂	–	3.03μm	–	0.3	0	60000
C ₂ H ₆	–	3.35μm	–	0.1–0.7	0	75000
C ₂	–	–	0.45–0.56μm	0.01–0.70	20000	70000
C ₃	–	–	0.405μm	0.003–0.07	2500	20000
CH	–	3.35μm	0.431μm	0.05–0.5	80000	5000
CH ₃ OH	3–0.6mm	3.52μm	–	0.5–6	0	60000
H ₂ CO	2.1–0.8mm	3.59μm	–	0.1–1.2	7500	5000
HCOOH	1.3mm	–	–	0.09	0	27000
CH ₃ CHO	2–1mm	–	–	0.02	0	12000
HCOOCH ₃	1.3mm	–	–	0.08	0	18000
(CH ₂ OH) ₂	3–1mm	–	–	0.25	0	10 ⁵ ?
NH ₃	13–0.5mm ^a	3.00μm	–	0.3–0.7	0	5500
NH ₂	–	3.23μm	0.52–0.74μm	0.2–0.6	5000	10000
NH	–	–	0.336μm	0.3	50000	150000
HCN	3.4–0.4mm	3.0μm	–	0.08–0.25	0	57000
CN	1.3mm	4.90μm	0.388μm	0.1–0.6	20000	200000
HNC	3.3–0.8mm	–	–	0.005–0.02	0 ?	57000
HNCO	1.4–0.9mm	–	–	0.1	0	29000
CH ₃ CN	3.3–1.3mm	–	–	0.01	0	110000
HC ₃ N	3.3–1.1mm	–	–	0.01	0	13000
NH ₂ CHO	1.3mm	–	–	0.01	0	10 ⁴ ?
H ₂ S	1.8, 1.4mm	–	–	0.2–1.5	0	4000
OCS	2.0–1.0mm	4.86μm	–	0.4	0+	9000
CS (CS ₂)	3.1–0.9mm	–	260nm	0.1	300	40000 ?
SO ₂	1.5–1.3mm	–	–	0.1–0.2	0	4000
SO	1.4–1.0mm	–	–	0.3	4000?	6000
H ₂ CS	1.3mm	–	–	0.02	0	?
NS	0.9mm	–	–	0.02	?	?
S ₂	–	–	290nm	0.005	0 ?	200
H ₂ O+	–	3.1μm	550–747nm	0.2%($r_n = 10^5$)–2%($r_n = 10^6$ km)		
H ₃ O+	1.0mm	2.8μm	–	0.01% maxi at $r_n = 10^4$ km ^c		
CO+	1.3mm	–	340–630nm	0.1%($r_n = 10^5$)–30%($r_n = 10^6$ km)		

^a non observable du sol;^b produit de photodissociation de CO₂ dans un état excité;^c r_n = distance au noyau cométaire en km;^d en utilisant $v \approx 0.8$ km/s comme facteur de conversion entre les durées de vies et longueurs d'échelle quand c'est possible.

3 L'observation des molécules cométaires par spectroscopie

3.1 Brève introduction à la spectroscopie moléculaire

L'objectif de cette partie n'est pas de faire une présentation détaillée des principes de la spectroscopie moléculaire (on se rapportera aux ouvrages spécialisés ou chapitres appropriés de cet ouvrage). Il s'agit simplement de donner quelques exemples simples pour comprendre les différences entre les spectres obtenus à différentes longueur d'onde.

En général la fonction d'onde d'état d'une molécule peut être décomposée en produit de trois composantes principales: les fonctions électronique, vibrationnelles et rotationnelles. Les deux dernières fonctions n'existent pas pour les atomes isolés. Dans la plupart des cas (notamment du fait des grandes différences de niveaux d'énergie) ces trois fonctions peuvent être découplées et l'énergie totale de la molécule sera la somme des énergies électroniques plus vibrationnelles plus rotationnelles (des plus hautes aux plus basses énergies). Les niveaux d'énergies sont discrétisés et peuvent être estimés à partir de la valeur de certains nombres quantiques.

En première approximation, chaque mode énergétique peut être étudié indépendamment et le couplage entre les différents modes ne changera pas notablement les niveaux d'énergie. Nous allons nous intéresser au cas de CO, molécule abondante dans les comètes et un des exemples les plus simples. En général la complexité et l'absence de symétrie dans une molécule augmentera la complexité de son spectre (e.g. le nombre de raies) et nécessitera plus de nombres quantiques pour décrire ses états d'énergie. Ceux-ci peuvent également être démultipliés en sous états (en particulier pour les radicaux) et donner lieu à des spectres avec une structure hyperfine plus complexe.

- Les états de rotation peuvent être décrits par 1 à 3 (cas général) nombres quantiques (J , K_a et K_b). Les molécules linéaires ne nécessiteront qu'un nombre quantique J , les symétriques 2 et les autres 3. Dans le cas des molécules linéaires l'énergie de rotation est au premier ordre proportionnelle à $J(J+1)$ (Fig. 4) et par conséquent la fréquence de la transition d'état $J \rightarrow J-1$ est proportionnelle à $2 \times J$. Seules les transitions à $\Delta J = 0, \pm 1$ sont autorisées.
- Etats de vibration: plus une molécule comporte d'atomes, plus son nombre de modes de vibration sera grand: il est par exemple de un seul pour CO (élongation de la liaison C-O), 3 pour CO₂ ou H₂O à 12 pour CH₃OH... On les dénomme généralement ν_1, ν_2, \dots et en première approximation l'énergie de chaque mode de vibration est proportionnelle à son nombre quantique associé (v) + 1/2. Par conséquent les transitions $v = 2 \rightarrow 1$ et $v = 1 \rightarrow 0$ vont correspondre à des changement d'énergie très voisins et donneront lieu à des raies proches en fréquence. Mais ces niveaux de vibration ont une structure fine rotationnelle et on parlera de "bandes de vibration" puisque pour une transition $\Delta\nu$, il y a beaucoup de changements d'état rotationnels

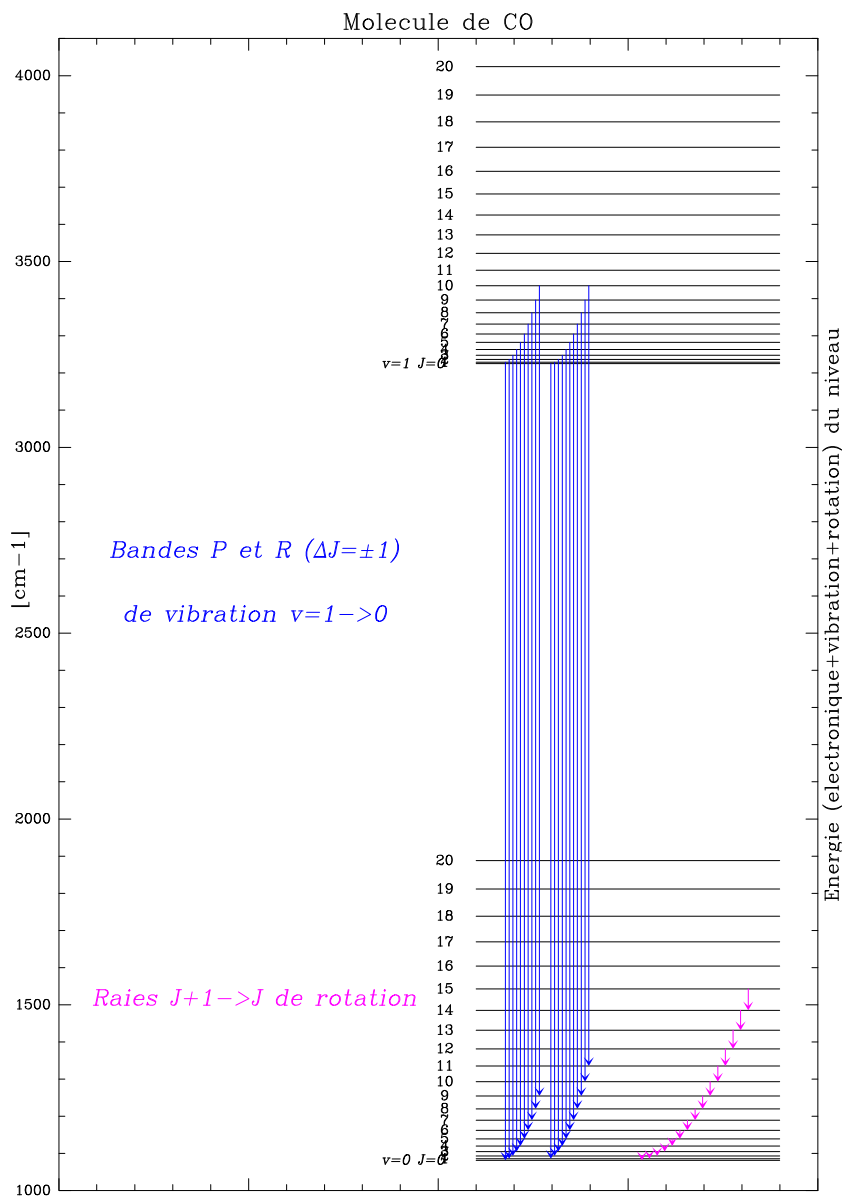


Fig. 4. Etats de rotation de CO et transitions de rotation pure (à droite) et première bande de vibration avec sa structure rotationnelle et les transitions ro-vibrationnelles autorisées. Echelle verticale: énergie des niveaux en cm^{-1} .

possibles. Tous les changements d'états $\Delta\nu$ sont autorisés mais des règles de sélection limitent les changements d'états rotationnels permis. Pour les molécules linéaires la règle de sélection est $\Delta J = 0, \pm 1$ et donne lieu à

trois familles de raies appelées “branches P ($\Delta J = +1$), Q($\Delta J = 0$) et R ($\Delta J = -1$)” – pour CO la branche Q est interdite.

- Niveaux électroniques: la nomenclature des niveaux électronique moléculaires est très similaire à celle des états électroniques atomiques: elle se rapporte essentiellement aux états d’énergie des électrons de la couche externe. Les énergies sont à nouveau bien plus élevées que celles vues précédemment (états de vibration et rotation). Très peu d’états excités vont nous intéresser car les autres sont en général dissociatifs pour la molécule: leur énergie est supérieure à celle nécessaire pour dissocier la molécule. La Fig. 5 montre en exemple les deux séries principales de niveaux électroniques excités de CO, et les transitions permises, avec la structure fine vibrationnelle et rotationnelle. Sur un spectre à haute résolution cela peut donner une forêt de raies assez dense, comme dans le cas de C₂ (Fig. 10) où les raies sont groupées par série de $\Delta v = 1, 0, -1, -2$, pour la structure vibrationnelle de l’unique bande électronique considérée – voir aussi section 3.4.

3.2 Spectres de rotation des molécules

- Domaine spectral: Radio submillimétrique à centimétrique ($\lambda \approx 0.1\text{--}10\text{mm}$)
- Molécules “visibles”: toutes celles non symétriques possédant un moment dipolaire (ex.: HCN, mais pas CO₂ ni CH₄).

L’intérêt de cette technique est de pouvoir “aisément” détecter les molécules mères: le gaz est très froid (10 à 150 K) dans la chevelure des comètes, et ces transitions de “rotation” correspondent à des niveaux d’énergie très bas. Ces températures peuvent être mesurées à partir de groupes de raies d’une molécule comme le méthanol.

La technique hétérodyne permet d’accéder à des très grandes résolutions – jusqu’à 10⁸ actuellement avec l’instrumentation au 30m de l’Institut de Radioastronomie Millimétrique (IRAM) – permettant de résoudre en vitesse Doppler les raies. Les raies moléculaires cométaires sont très étroites ($\Delta\lambda/\lambda \approx 10^{-5}$) car uniquement élargies par la dispersion des vitesses due à la géométrie du dégazage. Le gaz est froid et la densité très faible et s’expand radialement à une vitesse de 0.5 à 1.5 km/s: voir les exemples de raies résolues en vitesses Doppler dans les figures 6–8 et l’interprétation.

Les raies sont simples et en général aucune confusion n’est possible. Plus de 200 raies ont été observées et aucune reste non identifiée. Il demeure peut-être quelques exceptions mais il s’agit de signaux marginaux qui pour être confirmés nécessitent des heures d’intégration sur des instruments de 10m à 30m de diamètre – en altitude pour des questions de transparence atmosphérique – et sur des comètes brillantes. Cela reste encore bien hors de portée des moyens amateurs.

Les intensités radio I sont communément converties en températures en Kelvin par la formule $T = \lambda^2/(2k)I$. T est la température de brillance équivalente du corps noir qui émettrait I (dans l’approximation de Rayleigh-Jeans $\lambda T \gg 3000\text{K}\mu\text{m}$).

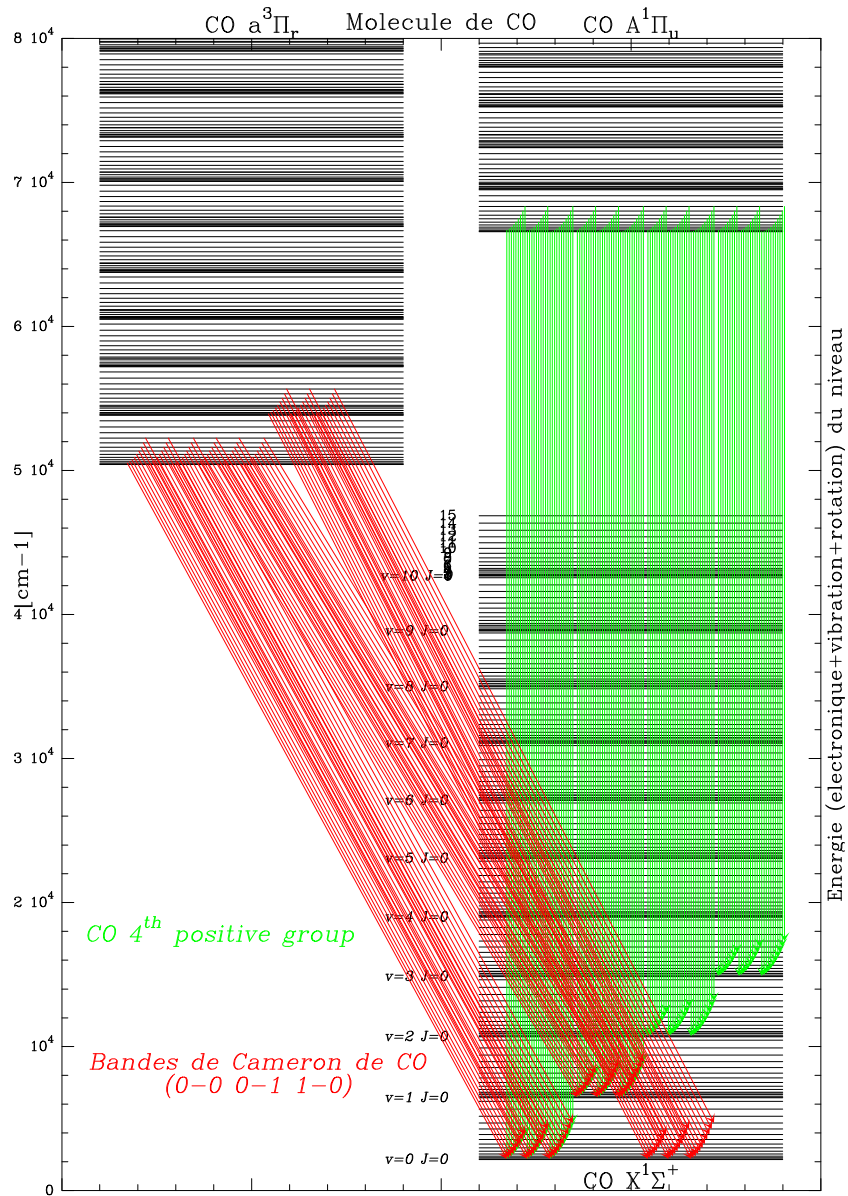


Fig. 5. Bandes électroniques UV de CO. Pour des questions de visibilité, l'échelle verticale des niveaux d'énergie a été dilatée pour la structure ro-vibrationnelle.

3.3 Spectres de vibration des molécules

- Domaine spectral: infrarouge ($\lambda \approx 2\text{--}10\mu\text{m}$, nécessite aussi un air sec – en haute altitude);

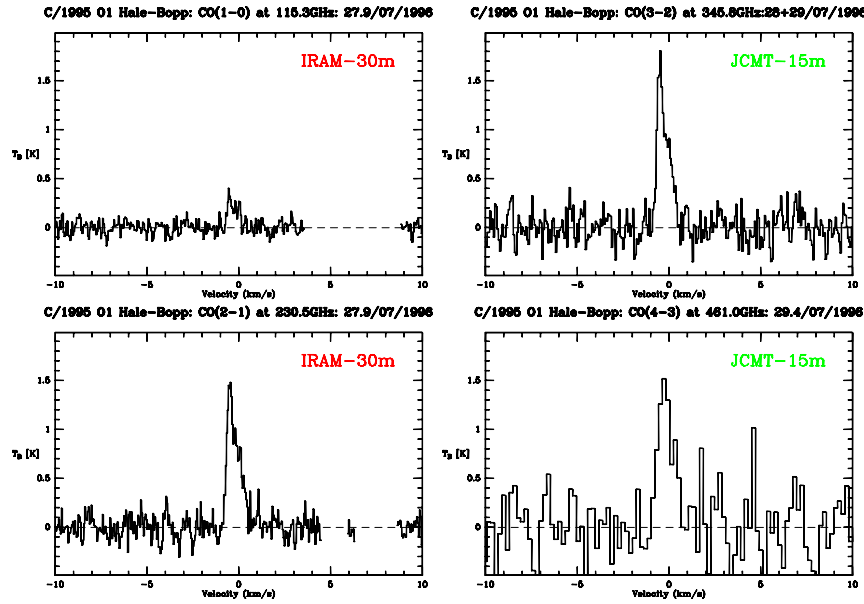


Fig. 6. Spectres radio des 4 premières transition de CO en ondes radio dans la comète Hale-Bopp en 1996. La température déduite des intensités relatives était de 30 K [6]. Les transitions sont schématisées sur la Fig 4.

- Molécules observables: la plupart, sauf les molécules homonucléaires, comme O_2 , N_2 ou S_2 .

La plupart des molécules ont des signatures en infrarouge et sont observables dans les fenêtres de transmission atmosphérique depuis le sol. Ceci exclut notamment CO_2 et un grand nombre de raies de H_2O . L'intérêt supplémentaire par rapport à la radio est de "voir" des molécules mères symétriques tels que des hydrocarbures (CH_4 , C_2H_2 ,...) sans signature radio.

Les raies de rotation-vibration sont séparées à haute résolution, mais nombreuses. Dans certains domaines de longueur d'onde ($3.4 \mu m$, vibration de la liaison C-H) il peut y avoir confusion du fait de la densité de raies (ex.: Fig. 9). Certaines molécules complexes sont pour cette raison mieux identifiables en ondes radio. L'émission continuum dûe aux poussières (Figs. 1,3) peut être gênante quand on cherche un bon rapport signal sur bruit. Pour les résolutions utiles ($\Delta\lambda/\lambda > 10\,000$), des télescopes de la gamme 3–10 m sont en général requis, en site d'altitude.

3.4 Spectres électronique des molécules

- Domaine spectral: visible à ultraviolet ($\lambda \approx 0.1-1\mu m$);
- "Molécules" observables: atomes, ions, radicaux courts (2–3 atomes).

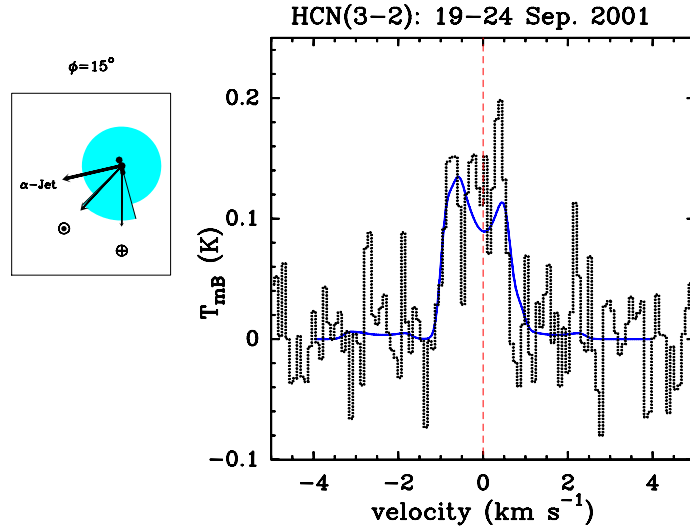


Fig. 7. Spectre radio de la raie HCN(3-2) à 1.1 mm de longueur d’onde dans la comète 19P/Borrelly en septembre 2001. Observation réalisée avec le radiotélescope de l’IRAM de 30 m. A gauche: modèle de dégazage donnant un profil de raie (trait continu) compatible avec les observations [7].

Dans ce domaine on observe les molécules “filles” et simples essentiellement. Les molécules mères ont des transitions électroniques plus faibles en intensité car à plus courte longueur d’onde où le flux solaire est plus faible. Comme en infrarouge, le mécanisme d’émission de rayonnement du gaz en visible-uv dans les comètes est celui de la fluorescence. La source d’énergie est le rayonnement solaire qui est absorbé par la molécule pour atteindre un état excité électronique avant d’émettre un photon caractéristique de la transition vers le fondamental électronique, lors de sa désexcitation spontanée qui suit. Mais l’énergie des photons visible-uv est souvent proche de celle requise pour dissocier les molécules et donc l’absorption de ces photons conduira le plus souvent à la dissociation de la molécule. Dans le visible-proche UV on verra essentiellement des radicaux (CN, C₂, OH, CS) et ions, et à plus courte longueur d’onde, en ultraviolet, presque uniquement des atomes (H, O, C, Ar) – à ces longueurs d’onde les photons absorbés du rayonnement solaire pour “exciter” ces transitions ont des énergies généralement supérieures à la plupart des liaisons moléculaires.

La structure fine est souvent très complexe (cf exemple de CO précédemment) en raison de la multitude de sous-niveaux vibrationnels et rotationnels. Une très haute résolution (ex.: Fig. 11) est nécessaire pour la résoudre entièrement. L’intensité relative des raies de la structure fine est complexe à modéliser [25], en particulier pour des molécules ayant des transitions interdites (comme C₂: section 3.2 et 3.3). Cependant l’intensité totale de chaque bande électronique est plus facile à

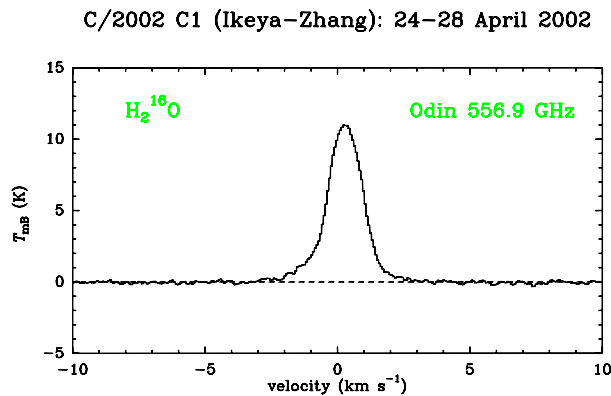


Fig. 8. Spectre de la raie de l'eau à 0.5 mm dans la comète 153P/Ikeya-Zhang obtenu depuis l'espace avec le satellite ODIN (radiotélescope submillimétrique de 1.1 m de diamètre). L'asymétrie est due à l'auto-absorption dans une raie optiquement épaisse [20].

évaluer. Le continuum dû à la diffusion de la lumière solaire par les poussières doit être retiré avec précaution en particulier pour la spectro-photométrie d'ouverture avec des filtres à bande étroite.

3.5 Les principales raies cométaires en visible

Contrairement à la radio et l'infrarouge, ce domaine de longueur d'onde est accessible à bien plus de monde. De plus les équipes travaillant sur la spectroscopie radio, infrarouge et même UV des comètes sont peu nombreuses – probablement guère plus d'une centaine de professionnels dans le monde.

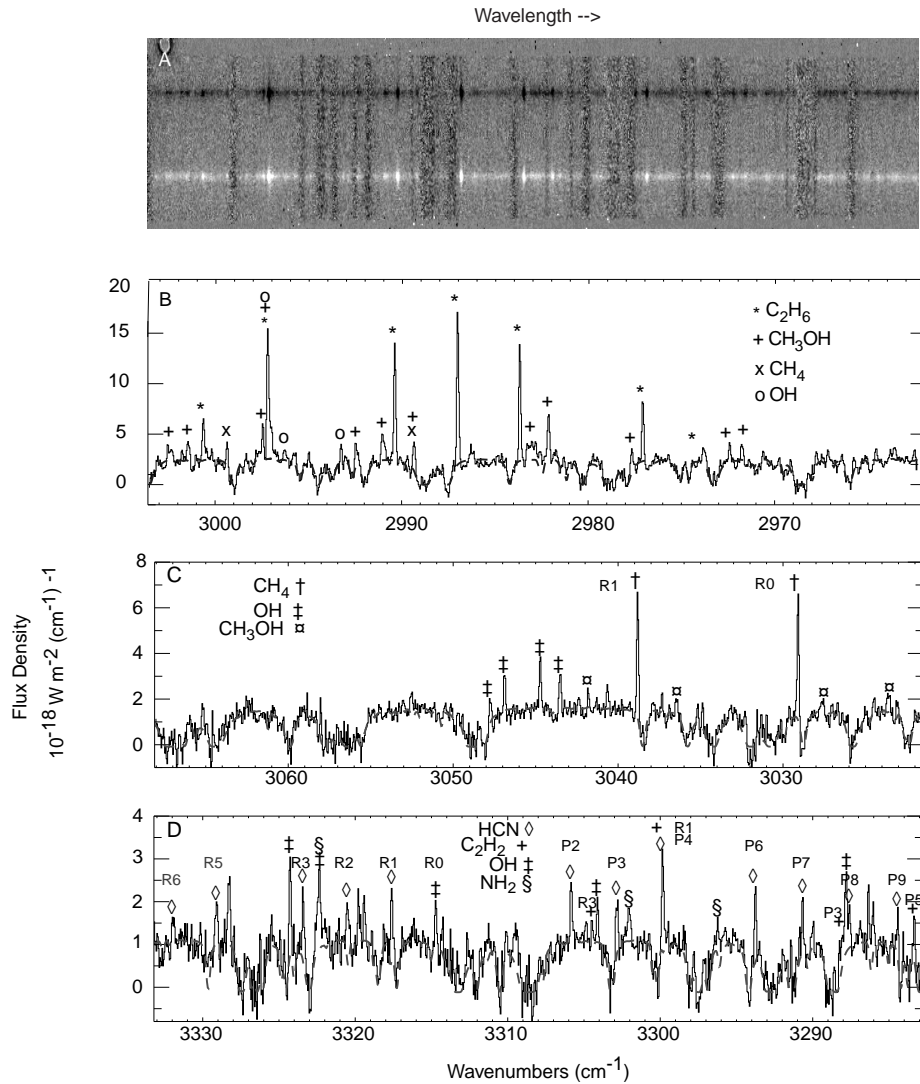


Fig. 9. Spectres infrarouge de la comète C/1999 H1 (Lee) observée avec le télescope de Keck (Spectro échelle NIRSPEC) [23]. La figure du haut (A) montre la spectro-image (ordre 23) avec la coupe (spectre en B) en-dessous. Pour supprimer le signal de l'atmosphère, le centre photométrique de la comète est déplacé le long de la fente de la position 1 vers une position 2 (12" au-dessus) où le signal est soustrait au précédent. L'opération 1-2-2+1 est répétée régulièrement pour annuler le signal atmosphérique et ses fluctuations. On obtient ainsi un spectre positif (blanc) et négatif (noir) décalé vers le haut (échelles spatiales). On remarque des bandes bruitées qui sont le résidu de suppression des émissions atmosphériques: elles correspondent à des zones de transmission nulle où le signal continuum est entièrement absorbé par l'atmosphère. D'autres régions du spectre infrarouge de la comète sont présentées en C et D (superposées à un modèle de transmission atmosphérique), correspondant à différents ordres du spectromètre observés simultanément. La résolution est de l'ordre de 25000.

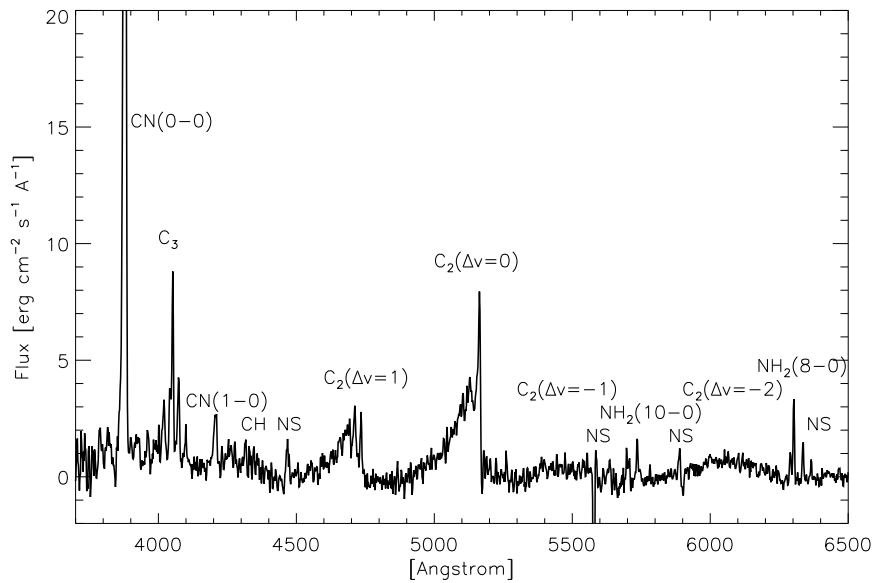


Fig. 10. Spectre visible étalonné de la comète C/1995 O1 (Hale-Bopp) observée avec le télescope de 1.5 m de l'ESO le 19 décembre 1997. Certaines raies du ciel nocturne ("NS") n'ont que partiellement été retirées [24].

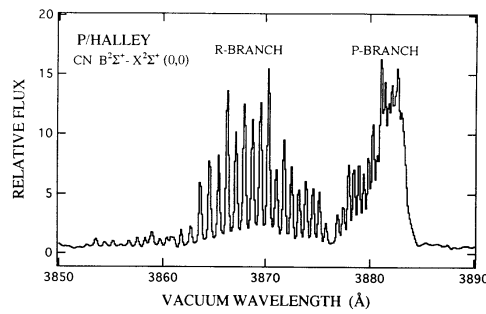


Fig. 11. Spectre haute résolution ($R \approx 15000$) de la bande de CN à 388nm de la comète 1P/Halley en avril 1986 [18]. La structure fine commence à apparaître, mais une résolution $R = \lambda/\delta\lambda = 70000$ serait nécessaire pour séparer chaque raie. C'est le cas requis avec $R = 83000$ pour séparer les raies de ^{13}CN et C^{15}N notamment avec l'instrument UVES du VLT [5].

Table 2. Principales raies cométaires en visible

Molécule	Transition électronique – (vibration)	Longueur d’onde (largeur) ^a	L/N à 1 UA 10 ⁻²⁰ W	Intensité relative
C ₂	$d^3\Pi_g - a^3\Pi_u$ ($\Delta v=+1$)	473.7 nm(-20nm)	2.40	0.54
C ₂	$d^3\Pi_g - a^3\Pi_u$ ($\Delta v=0$)	516.5 nm(-30nm)	4.50	1
C ₂	$d^3\Pi_g - a^3\Pi_u$ ($\Delta v=-1$)	563.6 nm(-30nm)	2.1	0.47
C ₂	$d^3\Pi_g - a^3\Pi_u$ ($\Delta v=-2$)	619.1 nm(-30nm)	0.7	0.15
C ₂	$A^1\Pi_u - X^1\Sigma_g^+$ ($\Delta v=+1$)	1010.0 nm	0.13	0.03
C ₂	$A^1\Pi_u - X^1\Sigma_g^+$ ($\Delta v=0$)	1210.0 nm	0.05	0.01
C ₃	$A^1\Pi_u - X^1\Sigma_g^+$ (0,0,0)-(0,0,0)	405.2 nm (35nm)	10.0	0.4
CN	$B^2\Sigma^+ - X^2\Sigma^+$ ($v = 1 - 0$)	359.0 nm (-4nm)		
CN	$B^2\Sigma^+ - X^2\Sigma^+$ ($\Delta v = 0$)	388.3 nm (-4nm)	2.5–4.5 ^b	1
CN	$B^2\Sigma^+ - X^2\Sigma^+$ ($v = 0 - 1$)	421.5 nm (-4nm)	≈0.2	0.07
CN	$A^2\Pi_i - X^2\Sigma^+$ ($v = 1 - 0$)	914.1 nm(+15nm)	≈0.7	0.20
CN	$A^2\Pi_i - X^2\Sigma^+$ ($v = 0 - 0$)	1093.0 nm(+15nm)	≈0.9	0.26
CH	$A^2\Delta - X^2\Pi_r$ ($v = 0 - 0$)	430.5 nm (9nm)	0.92	
NH	$A^3\Pi_i - X^3\Sigma^-$ ($\Delta v = 0$)	336 nm (10nm)	0.5–0.9	0.05
OH	$A^2\Sigma^+ - X^2\Pi$ ($v = 1 - 0$)	282.6 nm	0.8–2.7×10 ⁻³	0.04
OH	$A^2\Sigma^+ - X^2\Pi$ ($v = 0 - 0$)	306.4 nm (+5nm)	15–83 ×10 ⁻³	1
OH	$A^2\Sigma^+ - X^2\Pi$ ($v = 1 - 1$)	312.2 nm (+6nm)	1.2–4.2×10 ⁻³	0.07
OH	$A^2\Sigma^+ - X^2\Pi$ ($v = 0 - 1$)	346.8 nm	0.05–0.3×10 ⁻³	0.01
NH ₂	$A^2A_1 - X^2B_1$ (0,12,0)-(0,0,0)	518.2 nm (-30nm)	0.02	
NH ₂	$A^2A_1 - X^2B_1$ (0,11,0)-(0,0,0)	541.8 nm (25nm)	0.03	
NH ₂	$A^2A_1 - X^2B_1$ (0,10,0)-(0,0,0)	570.4 nm (10nm)	0.037	
NH ₂	$A^2A_1 - X^2B_1$ (0, 9,0)-(0,0,0)	602.1 nm (20nm)	0.049	
NH ₂	$A^2A_1 - X^2B_1$ (0, 8,0)-(0,0,0)	631.2 nm (15nm)	0.034	
NH ₂	$A^2A_1 - X^2B_1$ (0, 7,0)-(0,0,0)	662.4 nm (+20nm)	0.017	
NH ₂	$A^2A_1 - X^2B_1$ (0, 6,0)-(0,0,0)	698.8 nm (20nm)	0.011	
NH ₂	$A^2A_1 - X^2B_1$ (0, 5,0)-(0,0,0)	735.6 nm (+15nm)	0.01	
Quelques raies ioniques, observées loin du noyau:				
CO+	$A^2\Pi_i - X^2\Sigma^+$ ($v = 4 - 0$)	379 nm (2nm)		0.8
CO+	$A^2\Pi_i - X^2\Sigma^+$ ($v = 3 - 0$)	401 nm (2nm)		0.9
CO+	$A^2\Pi_i - X^2\Sigma^+$ ($v = 2 - 0$)	426 nm (2nm)		1.0
CO+	$A^2\Pi_i - X^2\Sigma^+$ ($v = 1 - 0$)	455 nm (3nm)		0.7
CO+	$A^2\Pi_i - X^2\Sigma^+$ ($v = 2 - 1$)	470 nm (3nm)		0.6
CO+	$A^2\Pi_i - X^2\Sigma^+$ ($v = 1 - 1$)	504 nm (4nm)		0.2
CO+	$A^2\Pi_i - X^2\Sigma^+$ ($v = 0 - 1$)	549 nm (5nm)		0.5
CO+	$A^2\Pi_i - X^2\Sigma^+$ ($v = 0 - 2$)	622 nm (6nm)		0.5
H ₂ O+	$A^2A_1 - X^2B_1$ (0,8,0)-(0,0,0)	616 nm		
H ₂ O+	$A^2A_1 - X^2B_1$ (0,3,0)-(0,0,0)	620 nm		
H ₂ O+	$A^2A_1 - X^2B_1$ (0,2,0)-(0,0,0)	670 nm		
OH+	$A^3\Pi_i - X^3\Sigma^-$ ($v = 1 - 0$)	336 nm (-4nm)		
OH+	$A^3\Pi_i - X^3\Sigma^-$ ($v = 0 - 0$)	362 nm (-5nm)		
OH+	$A^3\Pi_i - X^3\Sigma^-$ ($v = 0 - 1$)	403 nm (-4nm)		

^a: Un signe “-” (ou “+”) signifie que la bande s’étend aux longueurs d’ondes inférieures (ou supérieures) à la longueur d’onde de “tête de bande” donnée ici;

^b: $v = 0 - 0$ seule; multiplier par 1.08 pour prendre en compte aussi $v = 1 - 1$ (les autres bandes ne contribuent quasiment pas.)

Quand L/N varie avec la vitesse héliocentrique, les valeurs extrêmes sont données.

Références pour L/N: [26],[27],[28],[15],[17]et [36]

4 Analyse des spectres: calcul de quantités physiques

Dans ce chapitre, nous ne fournirons pas les informations sur les méthodes d'obtention et de réduction des données observationnelles (à savoir des spectres cométaires). C'est du ressort de l'observateur de réduire ses données, retirer les raies telluriques,... et convertir les intensités en grandeurs physiques: flux en $[\text{Wm}^{-2}\text{\AA}^{-1}]$ ou $[\text{Wm}^{-2}]$. Nous allons donner les principes de conversion de ces données en grandeur physiques caractérisant l'activité de la comète, sa composition,... concernant les molécules étudiées ici.

Distribution de densité du gaz Cette première étape est nécessaire pour comprendre la relation entre le nombre de molécules s'échappant du noyau chaque seconde (Q) et le nombre de molécules sur une ligne de visée (densité colonne N). Pour simplifier la modélisation, nous allons supposer que nous observons un régime stationnaire, une coma isotrope (pour le gaz) et en expansion radiale à vitesse constante v_{exp} . Introduire des variations (temporelles ou spatiales) de ces quantités, requiert des étapes supplémentaires dans les intégrations, à la charge du lecteur qui veut aller plus dans les détails.

- Les molécules mères viennent directement du noyau et sont détruites par le rayonnement solaire avec une longueur d'échelle L_d ($L_d = v_{exp} \times \tau_d$, τ_d = durée de vie, proportionnelle à r_h^2): Le modèle de "Haser" (simple résultat du bilan de la conservation de la matière) donne la densité locale n en fonction de la distance au noyau r :

$$n_{\text{molec.}}(r) = \frac{Q_{\text{molec.}}}{4\pi r^2 v_{exp}} \exp(-r/L_d)$$

- Molécules filles: elles sont le résultat de la destruction d'une molécule mère avec une longueur d'échelle L_p , et seront aussi détruites au bout de L_d . On peut ainsi définir un profil de densité de type Haser (avec les longueurs d'échelles "Haser équivalentes" L_p et L_d):

$$n_{\text{molec.}}(r) = \frac{Q_{\text{molec.}}}{4\pi r^2 v_{exp}} \frac{L_d}{L_p - L_d} (\exp(-\frac{r}{L_p}) - \exp(-\frac{r}{L_d}))$$

Attention! Même si $\text{HCN} \rightarrow \text{CN}$ par photodissociation, $L_d(\text{HCN}) \neq L_p(\text{CN})$, car CN est créé avec une vitesse d'éjection non nulle dans n'importe quelle direction. $L_p(\text{CN})$ est un donc paramètre sans sens physique direct qui permet de modéliser la densité d'une molécule fille en englobant les effets de distance parcourue par HCN avant photodissociation et direction et vitesse supplémentaire d'émission des radicaux CN. De plus d'autres sources de CN (CH_3CN , HNC ,...) sont possibles avec des longueurs caractéristiques différentes. De ce fait la mesure des paramètres L_p et L_d reste d'actualité, et les valeurs données dans le tableau 1, avec une dépendance supposée en $1/r_h^2$, ne sont qu'indicatives et une moyenne de ce qui est présent dans la littérature. Remesurer ces valeurs pour chaque observation à partir du profil spatial de la raie de CN n'est pas inutile, de même que pour tout autre radical observé.

La densité colonne $N(\rho)$, est la densité $n(r)$ intégrée sur la ligne de visée (à la distance ρ du noyau):

$$N(\rho) = \frac{2 Q_{\text{molec.}}}{4\pi v_{\text{exp}}} \frac{1}{\rho} \int_{\rho/L_p}^{\infty} K_0(x) dx$$

$$N(\rho) = \frac{2 Q_{\text{molec.}}}{4\pi v_{\text{exp}}} \frac{L_d}{L_p - L_d} \frac{1}{\rho} \int_{\rho/L_p}^{\rho/L_d} K_0(x) dx$$

($K_0(x)$): Fonction de Bessel modifiée, $\int_0^{\infty} K_0(x) dx = \frac{\pi}{2}$)

“Excitation” des molécules (fluorescence): Dans cette section il s’agit de comprendre comment on convertit un nombre de molécules en intensité de raie. Le principe est de savoir quelle est la fraction des molécules qui émettent un photon (d’énergie $h\nu$ [J]) à la fréquence considérée. Pour cela on a besoin du coefficient d’Einstein d’émission spontanée de la raie étudiée, (A_{ij} [s^{-1}]) et il faut connaître la fraction de molécules dans le bon état d’énergie (i) pour que cette émission ait lieu. La “population” des niveaux d’énergie définit la fraction des molécules dans chaque état d’énergie.

- Niveaux de rotation: la population dépend de la distance au noyau r car le taux de collisions décroît avec la distance au noyau. Le calcul est complexe car il fait intervenir au moins deux types de processus: collisions et excitation par le rayonnement solaire;
- Niveaux de vibration et électroniques (bandes en globalité, hors structure rotationnelle): processus radiatifs de “fluorescence”: absorption de photons du rayonnement solaire suivi d’émission spontanée (suivant des règles de sélection). Le processus est bien plus rapide que les collisions qui ne jouent donc pas un rôle important. La population de chaque niveau de vibration ou électronique ne va pas dépendre de la distance r au noyau, mais la structure rotationnelle peut en dépendre (cf point ci-dessus). En fait la structure rotationnelle va être une image de la distribution de population sur le fondamental de vibration et électronique: en raison des règles de sélection ($\Delta J = \pm 1$), le pompage radiatif va quasiment conserver cette distribution rotationnelle sur les états excités électroniques et de vibration.

Une des difficultés principales en UV-visible est que le spectre solaire est complexe (raies marquées) et la vitesse relative de la comète par rapport au soleil (\dot{r}_h), par effet Doppler, va faire varier le spectre “vu” par la comète. D’où un taux d’excitation (CN, OH, [26],[27], [22]) qui va varier avec la vitesse héliocentrique de la comète (effet Swings). En pratique il s’avère que certains cas sont plus complexes, comme pour NH_2 dont les taux d’excitation des différentes bandes vont aussi dépendre de la distance au Soleil [17].

Les variables utilisées pour la conversion du flux mesuré en densité de colonne sont:

- F (intégré sur la bande) est le flux mesuré [Wm^{-2}];
- $L = 4\pi\Delta^2 F$ flux total rayonné dans l’espace [Watts = 10^{-7}erg s^{-1}];

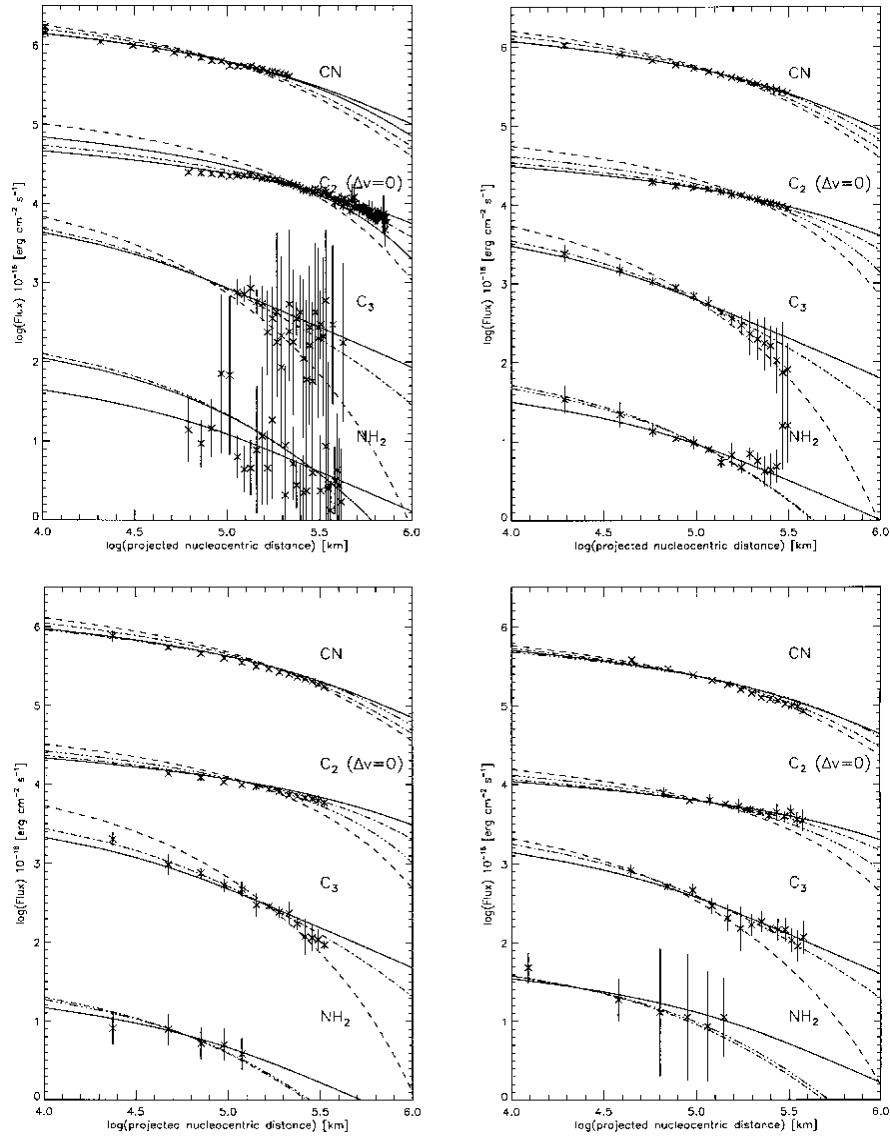


Fig. 12. Distribution radiale d'intensité dans la chevelure de la comète C/1995 O1 (Hale-Bopp) pour 4 radicaux observés en 1997–1998 à l'ESO (x). 4 modèles de Haser ont été superposés (L_p, L_d différentes) [24]

- “ L/N_{rh} ” ou $g_r \approx g_0(r_h = 1\text{UA (tableau 2)})/r_h^2$ “taux de pompage” de la bande (énergie émise en W molécule^{-1});
- S : section d'atmosphère cométaire sur laquelle le flux est mesuré [m^2];
- $\Omega = S/\Delta^2$ angle solide correspondant [steradian];
- N : Densité colonne de molécules [molécules m^{-2}];

- r_h et Δ sont les distances héliocentriques et géocentriques (converties en m).

$$N = \frac{L}{S L/N_{rh}} = \frac{4\pi\Delta^2 F r_h^2}{S g_0} = \frac{4\pi F r_h^2}{\Omega g_0}$$

4.1 Exemple

Observation de CN dans la comète Hale-Bopp le 19 décembre 1997 avec le télescope de 1.52 m de l'ESO: Fig. 10 et 12 [24]:

- Géométrie de l'observation: $r_h = 3.78$ UA, $\Delta = 3.63$ UA, $r'_h = +18.7$ km/s
- Autres données: $v_{gaz} \approx 0.65$ km/s, $L_p \approx 300000$ km (à 3.8 UA), $L_d \approx \infty$
- Taux de pompage: $g_0(r_h, r'_h) = 1.08 \times 3.08 \times 10^{-20}$ W/molecule
 $L/N_{rh} = \frac{g_0}{r'_h} = 0.233 \times 10^{-20}$ W/molecule
- Spectre: fente de 2.4", extrait d'une ligne de 0.82" (1 pixel) à $\rho = 80000$ km du centre:
 $S = 1.34 \times 10^{13}$ m²
- Raie de CN: pic à 23×10^{-17} erg cm⁻²s⁻¹Å⁻¹ = 2.3×10^{-19} W m⁻²Å⁻¹
- Flux intégré sur la raie (≈ 25 Å): $F = 5.6 \times 10^{-18}$ W m⁻² (Fig. 12b en haut à droite)
 $L = 4\pi\Delta^2 F = 2.1 \times 10^7$ W

D'où la densité colonne obtenue: $N(\rho = 80000\text{km}) = 6.7 \times 10^{14}$ m⁻²

$$N(\rho) = \frac{Q_{CN}}{2\pi v_{gaz} \rho} \int_0^{\rho/L_p} K_0(x) dx$$

$$\Rightarrow N(80000\text{km}) \approx 0.7 \times \frac{Q_{CN}}{3.3 \times 10^{11}} = 2.1 \times 10^{-12} Q_{CN}$$

D'où $Q_{CN}(\text{Hale-Bopp on 19/12/1997}) = 3.1 \times 10^{26}$ molécules par seconde.

A moins de 2 UA du Soleil on a CN/H₂O $\approx 0.2\%$ en général, ce qui donnerait un taux de dégazage total de l'ordre de 1.7×10^{29} molécules d'eau par seconde (à défaut de mesurer OH) soit environ 5 tonnes par seconde. En réalité, à cette distance (3.8 UA) HCN est plus volatile que H₂O et on avait $Q_{\text{H}_2\text{O}} = 2.8 \times 10^{28}$ molec.s⁻¹ [12].

5 L'observation des grains de poussières

L'observation de la poussière cométaire n'est peut-être plus exactement du ressort de la spectroscopie cométaire et nous ne l'évoquerons pas en détail ici. Le signal de la poussière dépend bien de la longueur d'onde, et doit d'autant plus être pris en considération qu'il ne faut pas le mélanger aux signatures du gaz dans le visible. Dans l'infrarouge il y a même des signature spectrales (des silicates) propres à la poussière, mais hors de portée des moyens des amateurs.

5.1 Distribution des poussières

le comportement de la poussière est quelque peu plus compliqué que celui des molécules, et pour commencer nous nous contenterons du cas simplifié où:

- l'émission de poussières est uniforme et isotrope (pas de jets marqués);
- la vitesse des poussières est constante et radiale;
- les grains de poussière ne se fragmentent pas en plus petits,...;
- la pression de radiation solaire n'a pas d'effet notable (valable près du noyau).

Dans ce cas le profil de densité suit aussi le formalisme de Haser:

$$n_{\text{dust}}(r) = \frac{Q_{\text{dust}}}{4\pi r^2 v_{\text{dust}}} \quad \Rightarrow \quad N(\rho) = \frac{Q_{\text{dust}}}{4 v_{\text{dust}} \rho}$$

En pratique, on observera une distribution en taille des poussières. Typiquement leur nombre $n(a)$ croît comme a^{-4} ($a^{-3.5}$ à $a^{-4.6}$), où a est la taille des grains de poussières ($> 0.1\mu\text{m}$). Leur vitesse dépend aussi de leur taille a :

$$v_{\text{dust}}(a < 1\mu\text{m}) \approx v_{\text{gas}} \approx 750 \text{ m s}^{-1} \quad v_{\text{dust}}(a \approx 200\mu\text{m}) \approx \frac{v_{\text{gas}}}{10}.$$

La majeure partie des poussières vues en lumière visible est de taille micrométrique ($a = 0.1$ à $10\mu\text{m}$) et l'analyse des images aura pour but de faire apparaître les écarts avec $N(\rho) \propto \frac{1}{\rho}$, en raison de l'effet de la pression de radiation (petites poussières) ou de jets.

5.2 En infrarouge lointain

Comme le montrent les figures 1 et 3, l'observation des atmosphères cométaires dans le moyen infrarouge à l'infrarouge lointain révèle l'émission thermique des grains. Des mesures bien étalonnées sur un large domaine de longueur d'onde permettent de mesurer la température de corps noir équivalente des grains, qui est typiquement dans l'intervalle 150 à 400 K. Ces mesures permettent également d'évaluer la masse totale de poussières présentes dans la coma et d'en déduire le taux de production de poussières du noyau Q_{dust} . De telles mesures à des longueurs d'onde très différentes du visible sont complémentaires: elles sont sensibles aux propriétés d'émissivité des poussières et à des poussières de plus grosses tailles que dans le visible. Enfin dans ce domaine de longueur d'onde on pourra identifier:

- Les bandes d'émission des silicates, en particulier à $10\mu\text{m}$ et $20\mu\text{m}$ dont la forme est sensible à la structure et composition chimique des grains: silicates cristallins ou amorphes (d'où la mesure des rapports d'abondance), composés d'olivine ou pyroxène (abondances relatives en Fer ou Magnésium);
- Loin du soleil ($r_h > 3 \text{ UA}$), des bandes d'absorption de la glace d'eau (à 1.5 , $2.04\mu\text{m}$) ont été aussi mises en évidence dans la coma de certaines comètes.

5.3 En visible

Les poussières cométaires diffusent la lumière solaire. L'efficacité de cette diffusion peut être évaluée à partir de la théorie de Mie. En résumé, les plus grosses particules (dimension $a > \lambda$, longueur d'onde) diffuseront la lumière solaire incidente avec une efficacité proportionnelle à $\frac{1}{\lambda}$ et quant aux plus petites elle sera proportionnelle à $\frac{1}{\lambda^4}$ (diffusion Rayleigh). D'autres propriétés des grosses poussières (albédo, forme, indice de réfraction) vont aussi influencer le profil de diffusion de la lumière solaire. La diffusion dépendra aussi de l'angle de phase θ , mais nous ne préoccuperons pas de cette dépendance, mal connue.

En pratique, on pourra évaluer le "rougissement" (% variation du continuum par Å) du spectre continuum cométaire par rapport au spectre solaire – reflet des propriétés des grains cométaires – et sa variation avec la distance au noyau. En cas de fragmentation des grains s'éloignant du noyau, la distribution en taille va changer et le rougissement aussi.

Afρ: Ce paramètre a été inventé il y a plusieurs années par Mike A'Hearn ([1],[3]) afin d'avoir une grandeur facile à mesurer pour caractériser le rayonnement des poussières observé avec n'importe quelle fenêtre de mesure photométrique. En principe ce paramètre est facile à mesurer, ne dépend pas de modèles et devrait être directement lié au taux de production de poussières. On le mesure sur une ouverture circulaire (rayon projeté sur le ciel ρ) – de préférence à une ouverture rectangulaire $x \times y$ – centrée sur le noyau.

$Af\rho = \text{albédo} \times \text{fraction du champ occupé par la poussière (1 = complètement opaque)} \times \text{rayon de l'ouverture. Comme on l'a vu,}$

$N(\rho) \propto 1/\rho$ et $f \propto \frac{\int N(\rho')\rho' d\rho' d\theta}{\pi\rho^2} \propto 1/\rho$, donc cette quantité ne devrait pas dépendre de l'ouverture (ρ) et être proportionnelle au taux de production des poussières Q_{dust} .

En pratique, le paramètre est évalué à partir de données étalonnées en intensité:

$Af\rho = \frac{\text{flux}}{\text{flux-solaire-incident}} \times \rho$, d'où l'expression:

$$Af\rho = \frac{4\pi\Delta^2 F}{\pi\rho^2 \frac{F_{sun}}{r_h^2}} \times \rho = \frac{(2\Delta r_h)^2}{\rho} \frac{F}{F_{sun}} \quad \text{ou encore } Af\rho \approx \frac{(2\Delta r_h)^2}{x \times y / (\pi\rho')} \frac{F(\rho')/2}{F_{sun}},$$

où Δ , r_h , ρ , ρ' , x , y sont en [m], F et F_{sun} (flux solaire à 1 UA) en [Wm^{-2}]; ρ' est l'écart à la position du noyau et $x \times y$ l'ouverture rectangulaire dans la formule approchée de [9].

C'est en général la quantité $Af\rho$ que l'on verra publiée, plutôt que Q_{dust} car la conversion fait appel à des inconnues telles que l'albédo, l'efficacité de la diffusion (et sa dépendance avec l'angle de phase θ) et la distribution en taille et vitesse des poussières. Cependant, l'objectif final est de pouvoir mesurer le rapport gaz/poussières en masse perdue par le noyau de la comète.

6 Intérêt de la spectrométrie cométaire en visible

Cette section résume les principaux intérêts de la spectroscopie cométaire dans le visible.

6.1 Grandeurs mesurables simplement

- Distribution spatiale en spectro-imagerie (avec fente): première comparaison qualitative molécule à molécule, ou molécule-poussières sur les extension spatiales;
- Mesure possible des longueurs d'échelle des radicaux " L_p ", " L_d "
- Comparaison comète à comète des intensités relatives des raies moléculaires entre elles ou par rapport au continuum (gaz / poussières) (C_2/CN , C_3/CN ou $C_2/poussières$) – ce qui permet vite de reconnaître les comètes "déficientes" ou non en C_2 et C_3 , comme sur les figures 13, par exemple;
- Mesure du rougissement (augmentation du signal en $\%/Å$) du continuum (poussières) par rapport au continuum solaire.

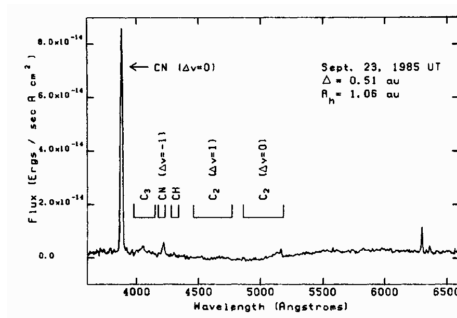


FIG. 1. Spectrum of Comet Giacobini-Zinner obtained 23 September 1985. The most important molecular features are marked. Note the low intensity of the C_2 and C_3 features relative to the CN features.

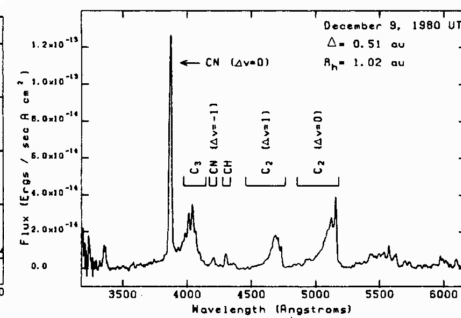


FIG. 2. Spectrum of Comet Tuttle obtained 9 December 1980. This spectrum was obtained at approximately the same heliocentric and geocentric distances as the Giacobini-Zinner spectrum shown in Fig. 1. Note the difference in the C_2 and C_3 molecular emission strengths compared to Fig. 1.

Fig. 13. Deux spectres cométaires pris dans des conditions similaires révélant 2 comètes très différentes pour leur rapport C_2/CN [8]

6.2 Corrections utiles voire indispensables pour des comparaisons

La deuxième étape consiste à faire certaines corrections qui permettront de faire des comparaisons quantitatives:

- Prise en compte des effets géométriques: distance à la Terre (conversion en distances physiques en m); longueurs d'échelle corrigées de la distance Soleil (en r_h^2 voire $r_h^{1.5}$) – ou mesurées – à prendre en compte avant comparaisons.

- Correction de la variation du taux d'excitation de CN ou OH avec la vitesse héliocentrique de la comète (données tabulées [26], [28]) pour comparer des observations à des dates différentes;
- Finalement, conversion des intensités étalonnées (données nécessairement photométriques, corrigées des différents rendements du système d'acquisition et "calibrées" sur des sources étalon (étoiles de référence) et proprement réduites) en taux de production moléculaires (ou de poussières) – pour commencer à un facteur normatif près – puis abondances relatives.

L'objectif sera de pouvoir faire des comparaisons comètes à comètes, ou de voir l'évolution d'une comète donnée en fonction du temps, de la distance au soleil,...

6.3 Avec des données "propres" ou plus de moyens:

Obtenir des données de qualité suffisante pour être scientifiquement exploitées est à la portée d'un observateur expérimenté, correctement équipé et consciencieux pour ce qui est de l'obtention et l'étalonnage des données. De tels résultats peuvent être utiles à la communauté professionnelle et publiés dans des revues scientifiques.

- Mesure des longueurs d'échelle (quelques calculs, bon rapport signal sur bruit et qualité des données sont requis mais pas nécessairement une précision photométriques);
- Calcul précis des taux de production (calculs, données bien étalonnées) comme vu dans la précédente section, mais une contribution côté professionnels peut être requise pour avoir des modèles plus précis de pompage pour simuler l'intensité des raies;
- Analyse haute résolution des bandes: nécessite des modèles sophistiqués.

Et pour finir, voici quelques aspects de la spectroscopie cométaire visible qui requierent un équipement professionnel important et/ou de l'expérience:

- Spectroscopie à haute résolution ($\lambda/\Delta\lambda > 10000$) pour l'analyse de la structure fine des bandes, qui demande aussi des modèles évolués;
- Spectroscopie cométaire à très haute résolution ($\lambda/\delta\lambda > 60000$) permettant d'isoler chaque raie de la structure fine rotationnelle: ceci est nécessaire pour mesurer le rapport ortho/para de NH_2 , mesurer les rapports isotopiques $\text{C}^{15}\text{N}/\text{C}^{14}\text{N}$, $^{13}\text{CN}/^{12}\text{CN}$, $^{13}\text{CC}/^{12}\text{CC}$,... (les valeurs terrestres sont $^{13}\text{C}/^{12}\text{C}=1/93$ et $^{15}\text{N}/^{14}\text{N} = 1/272$). C'est en général à la portée de télescopes de la classe des 8 m de diamètre et pour des comètes brillantes ([5], [21],[16])

7 Conclusion

Si les techniques de spectrométrie radio, infrarouge et haute résolution en visible permettent d'observer en détail les atmosphères cométaires et les différentes molécules, elles ne sont cependant pas à la portée des amateurs. Cependant,

la communauté travaillant sur ce type de données est très réduite et le temps d'observation consacré aux comètes sur les grands instruments radio, infrarouge et visible est en général limité et souffre du caractère imprévisible des comètes. De plus les comètes sont des objets variables, elles sont toutes différentes, et un suivi temporel suivi est autant utile que des études détaillées ponctuelles.

Sans avoir recours à de très gros moyens – spectroscopie basse résolution ($R \approx 200\text{--}1000$) et collecteurs de 20cm de diamètre ou plus – les amateurs peuvent apporter une contribution utile au suivi des comètes en spectroscopie. Une rigueur dans la réduction et l'étalonnage des spectres cométaires sera fort utile et permettra d'obtenir des informations quantitatives sur la composition chimique des comètes et leur activité gazeuse. La rapidité de réaction et flexibilité des amateurs est particulièrement adaptée à ce travail sur des comètes, dont le caractère imprévisible justifie toute observation – parfois bien utile à la communauté professionnelle pour planifier des investigations plus “lourdes”. Dans un avenir proche on peut espérer que la collaboration amateurs–professionnels portera ses fruits par la publication de travaux dans des revues spécialisées à comité de lecture

References

1. A'Hearn, M.F.,
Astrophysical Journal **219**, 768–772, 1978
2. A'Hearn, M.F.,
dans COMETS, ed. Laurel L. Wilkening, University of Arizona press, 433–460, 1982
3. A'Hearn, M.F., Schleicher, D.G., Feldmann, P.D., Millis, R.L. & Thompson, D.T.
Astronomical Journal **89**, 579–591, 1984
4. A'Hearn, M.F., Millis, R.L., Schleicher, D.G., Osip D.J. & Birch, P.V.,
Icarus **118**, 223–270, 1995
5. Arpigny, C., Jehin, E., Manfroid, J., et al.,
Science **301**, 1522–1524, 2003
6. Biver, N.,
dans “Interaction Rayonnement-Matière dans les atmosphères Planétaires et Cométaires”, ed. G. Moreels, Publié par l'observatoire de Besançon, 205–216, 1996-2002
7. Bockelée-Morvan, D., Biver, N., Colom, P. et al.,
Icarus **169**, 113-128, 2004
8. Cochran, A.L. & Barker, E.S.,
Astronomical Journal **92**, 239–243, 1987
9. Cochran, A.L., Barker, E.S., Ramseyer, T.F. & Storrs, A.D.,
Icarus **98**, 151–162, 1992
10. Crovisier, J. & Encrenaz, T.,
“Les Comètes, Témoins de la Naissance du Système Solaire.”
Belin-CNRS Editions, 1995 (ISBN 2-271-05300-5 & 2-7011-1714-3)
11. Crovisier, J.,
dans “Interaction Rayonnement-Matière dans les atmosphères Planétaires et Cométaires”, ed. G. Moreels, Publié par l'observatoire de Besançon, 137–155, 1996-2002

12. Crovisier, J.
dans "Astrochemistry: From molecular Clouds to Planetary Systems"
IAU Symposium 197, Y.C. Mihn and E.F. van Dishoeck eds, ASP, 461–470, 2000
13. Festou, M.C. & Zucconi J.-M.,
Astronomy & Astrophysics **134**, L4–L6, 1984
14. Festou, M.C., Rickman, H. & West R.M.,
Astronomy & Astrophysics Review, **vol. 4, no. 4**, 363–447, 1993
Astronomy & Astrophysics Review, **vol. 5, no. 1-2**, 37–163, 1993
15. Fink, U.,
Astrophysical Journal **423**, 461–473, 1994
16. Kawakita, H., Watanabe, J., Ando, H. et al.,
Science **294**, 1089–1091, 2001
17. Kawakita, H. and Watanabe, J.,
Astrophysical Journal **572**, L177–L180, 2002
18. Kleine, M., Wyckoff, S., Wehinger, P. A. & Peterson, B. A.,
Astrophysical Journal **436**, 885–906, 1994
19. Laffont, C.,
"Etude d'émissions gazeuses dans les régions internes de 3 comètes: Halley, C/1996 B2 (Hyakutake) et C/1995 O1 (Hale-Bopp)" Thèse de Doctorat de l'Université Paris 6, 1998
20. Lecacheux, A., Biver, N., Crovisier, J., et al.,
Astronomy & Astrophysics **402** L55–L58, 2003
21. Manfroid, J., Jehin, E., Hutsemékers, D. et al.,
Astronomy & Astrophysics **432**, L5–L8, 2005
22. Meier, R., Wellnitz, D., Kim, S.J. and A'Hearn, M.F.,
Icarus, **136**, 268–279, 1998
23. Mumma, M.J., McLean, I.S., DiSanti, M. A. et al.,
Astrophysical Journal **546**, 1183–1193, 2001
24. Rauer, H., Helbert, J., Arpigny, C. et al.,
Astronomy & Astrophysics **397**, 1109–1122, 2003
25. Rousselot, P., Arpigny, C., Rauer, H. et al.,
Astronomy & Astrophysics **368**, 689–699, 2001
26. Schleicher, D.G.,
"The fluorescence of cometary OH and CN"
University of Maryland, PhD thesis, 1983
27. Schleicher, D.G., Millis, R.L. & Birch, P.V.,
Astronomy & Astrophysics **187**, 531–538, 1987
28. Schleicher, D.G. & A'Hearn, M.F.,
Astrophysical Journal **331**, 1058–1077, 1988
29. Schleicher, D.G., Millis, R.L. & Osip D.J.,
Icarus **94**, 511–523, 1991
30. Tegler, S.C., Campins, H., Larson, S. et al.,
Astrophysical Journal **396**, 711–716, 1992
31. Weaver, H.A. and Feldman, P.D.
dans " Science with the Hubble Space Telescope", Eds. P. Benvenuti and E. J. Schreier, ESO Conference and Workshop Proceedings **44**, 475, 1992
32. *Proceedings of the first international conference on comet Hale-Bopp: Earth, Moon and Planets* **78**, (Kluwer Academic Publishers) 1997-1999
33. *Proceedings of the first international conference on comet Hale-Bopp: Earth, Moon and Planets* **79**, (Kluwer Academic Publishers) 1997-1999

34. *Proceedings of the international conference "Cometary Science after Hale-Bopp": Earth, Moon and Planets* **89**, (Kluwer Academic Publishers) 2002
35. *Proceedings of the international conference "Cometary Science after Hale-Bopp": Earth, Moon and Planets* **90**, (Kluwer Academic Publishers) 2002
36. *"COMETS II"*: Eds. M. C. Festou, H. U. Keller, and H. A. Weaver, (University of Arizona Press) 2004



Index

émission, 1, 2, 4, 5, 11, 12, 14, 17, 18, 21
bandes de Swan, 2, 3
C₂, 1–4, 6, 9, 12, 16, 23
cyanogène, 3
dégazage, 1, 9, 12, 20
Doppler, 9, 18
fluorescence, 12, 18, 26
Haser, 17, 19, 21
Mie, 22
molécules mères, 1–4, 9, 11, 12, 17
photodissociation, 3, 4, 6, 17
radicaux, 1–4, 7, 11, 12, 17
Rayleigh, 9, 22
spectro-imagerie, 23
structure fine, 7, 9, 12, 15, 24
taux de production, 22, 24
transition, 7–9, 11, 12, 16
vitesse héliocentrique, 16, 18, 24