

11. 星間空間におけるレーザー作用について

東大・理 清水 忠 雄

1968年の暮、当時筆者の住んでいたカナダの町の地方新聞に、“宇宙空間に生物の住んでいる証拠が見つかった？”というセンセーショナルな見出しのついた記事が載ったことをいまでも覚えている。これは米国の科学者達が、星間空間に存在する NH_3 分子を検出したことを報じた記事であった。これがあるブームのきっかけとなって、次の2年の間に同位元素置換体も含めて20余種の分子の50本に近いマイクロ波・スペクトル線が続々と星間空間で発見された。発見の時間的順序にだいたい従うと、 NH_3 に続いて H_2O , H_2CO , H_2^{13}CO , CO , ^{13}CO , C^{18}O , CN , HCN , H^{13}CN , HCCCN , CH_3OH , HCOOH , CS , SiO , CH_3CCH , HNCO , OCS , CH_3CN , NH_2HCO , CH_3HCO , $\text{C}_3\text{H}_6\text{O}$, $\text{C}_2\text{H}_4\text{O}_2$ などの分子があげられる。ことに最近に見つかった有機分子のいくつかは原子の数からいっても、簡単なアミノ酸分子にかなり近い構造をもっている。 NH_3 は生命現象に伴って存在する特有な分子であることを考え合わせれば、さきののべた新聞記事も、いたずらに奇をてらったものとばかりはいえないかもしれない。

星間空間で分子の吸収らしいものが発見されたのは、1937年の CH , CN , CH^+ 等の近紫外スペクトルが最初である。1945年には Van de Hulst が、水素原子の波長 21cm のマイクロ波スペクトルが、観測できるのではないかという予想を発表している。そしてこのスペクトルが発見されたのが1951年である。これが電波による星間物質の検出のはじまりとなり、1963年には OH の波長 18cm のマイクロ波スペクトルが観測された。この間4分の1世紀、星間分子スペクトルに関する情報の蓄積は遅々としたものであった。それが1968年に NH_3 分子スペクトルが発見されるや、わずか2年程の間に、まさに爆発的に多くの分子スペクトルが相次いで発見されるに至った理由を考えてみるとのも興味深い。

このブームは、レーザー等の低雑音増幅器、ミリ波技術、精度の高いアンテナの建設、データ処理等々の技術的なものの発達と、世界大戦後から蓄積され続けてきた、豊富で精度の高いマイクロ波スペクトル線の周波数テーブルとの結びつきによって起ったことは確かである。しかしこの結びつきは考えてみると、数年早い時期にも起り得たはずである。

清水忠雄

電波天文学でOH分子が発見されて以来、可視或いは近紫外域のスペクトルにより存在が確認されているCHやCN分子の電波スペクトルが長い間探されてきた。しかしこれらのラジカルは不安定でそのマイクロ波スペクトルの周波数は実験室においてまだ正確に決められていない。電波天文学では、周波数をいわば一点一点調べていくので、スペクトル線の周波数が正確にわかっていないと、多くの無駄な時間と努力とを強いられることになる。

OHの発見からNH₃の発見までの間、新しい分子スペクトルが発見されていない主な理由は、要するに“探さなかった”からである。NH₃のような星間空間に存在するとは思ってもよらなかった高分子(?)が発見された以上、すでにマイクロ波分光で精しく調べられているありふれた安定な分子についてもそのスペクトル線を探してみようとするのは当然である。その結果がさきにのべたブームを招致することになった。

電波による星間分子スペクトルの観測にはいくつかの特徴がある。固体レーザーを用いた非常に低雑音の増幅器が使えるので、検出感度が非常に高い。例えば普通観測している分子の放出スペクトルの場合、直径11mの大望遠鏡が受けているエネルギーは 10^{-20} J/sec (光子数にして 10^3 光子/sec) 程度の小さなものである。周波数分解能もかなりよく、 $\Delta\nu/\nu$ の値にして 10^{-5} 程度の値が得られる。これは、Doppler 効果によるスペクトル線のずれに直すと、1 Km/sec の速度まで測れることに対応する。観測波長が長いので空間的分解能については光学測定より劣る。しかし遠くはなれた地点に設けられた二つの望遠鏡によって受信したシグナルの位相を比較する方法をとれば、電波源の位置および大きさをかなりせまい範囲できめることができる。観測されている星間分子スペクトルは、多くの場合放出スペクトルである。したがって吸収分子雲のうしろに光源を必要としない。

しかし何といっても電波天文学の最大の特徴は情報量が多いことであろう。観測可能な波長範囲に多くの分子のスペクトルが落ちこんでくる。一つの分子で互いに接近している回転準位の間のいくつかの遷移が観測されることもめずらしくない。後にも述べるように回転準位の輻射寿命が非常に長いため、星間空間のように希薄で分子衝突の頻度の小さな

* Boston 郊外にある M. I. T. Lincoln 研究所にあるアンテナと4000 km 離れた Arizona の Kitt Peak 天文台のアンテナとを使って角分解能 3×10^{-9} を得た例がある。これによって H₂O 電波源の大きさが1 A. U. より大きくないことが確かめられた。

所では、回転準位の間で熱平衡がなかなか成立しない。このことが宇宙空間における衝突や輻射等の分子過程を反映して、いろいろ興味ある観測事実をもたらしてくれる。

星間分子は温度が数Kから数十K、圧力が 10^{-14} Torr から 10^{-17} Torr 程度の気体の状態にあることが多い。例えば分子密度 n を $10^3/cm^3$ 、分子速度 v を $10^5 cm/sec$ 、衝突断面積 σ を $10^{-16} cm^2$ と仮定すると $(n \sigma v)^{-1} \approx 10^8 sec$ となる。即ち分子間の衝突は数年に1回の割合でしか起らない。自然放出過程によるマイクロ波遷移も、やはり数年に1度程度の確率で起るにすぎない。このような状態を実験室にある容器の中に作り出すことはとてもできない。たとえできたとしても、ごく微量の分子によるマイクロ波の放出や吸収を、現在使用できる検出器で検出することは不可能である。多くの分子を低密度で集めるとすれば結局宇宙的スケールの大きさの実験装置が必要だということになる。

我々が実験室で実現し測定できる状態と星間空間にある分子雲の状態とは、質的に全く異なるものである。星間分子の集団は、時間的には定常状態にあっても、熱力学的な平衡状態にはないのが普通である。温度についてのべると、分子雲が浸されている輻射場の温度 T_R (radiation temperature)、分子の運動エネルギーを指示する温度 T_K (Kinetic temperature)、分子の各エネルギー準位に存在する分子数の比をボルツマン分布にあてはめてきまる温度 T_μ (excitation temperature) がそれぞれ皆異なる値をもつのがむしろ一般である。ことに T_μ については、三つ以上の準位について、一つの温度がきめられることは稀で、選びだされた2準位の組み合わせ毎に、異なる温度をあたえる場合が多い。

$T_\mu > T_R$ ならば放出スペクトルが、また T_μ が背後にある光源の温度または T_R より低ければ吸収スペクトルが観測される。また観測している遷移の上下の準位の分布数が、何らかの原因で逆転していれば ($T_\mu < 0$)、誘導放出による輻射の増幅、即ちレーザー作用が起こり得る。またこの逆の場合、即ち下の準位の分布数が非常に大きく、 T_μ が極端に低い場合を antimaser 作用と呼ぶこともある。レーザー作用が起る状態にしても、アンチレーザー作用が起る状態にしても、或いは回転準位の間で熱平衡が成立していなくても、星間分子の状態としてはそれほど異常なことではない。

分子準位の間で反転分布が維持されるためには、上の準位への励起の確率が、少なくとも自然放出の確率より大きくなければならない。自然放出の確率は遷移周波数の3乗に比

清水忠雄

例するから、周波数が低いほどこの条件が満足されやすい。励起が分子間衝突で行なわれるとすると、これと自然放出の確率が同程度あるいはそれ以下になるような周波数、即ち先にのべたようにマイクロ波領域か或いはこれより波長の長い領域でのみメーザー作用が期待できることになる。

分子雲をメーザー作用が起こるような状態にまで励起するのに、どの程度のエネルギーが必要か考えてみる。メーザー作用が起こっている周波数 ν の輻射エネルギー $W(\nu)$ は、誘導放出による増幅によって、光路の上で単位長さあたり

$$\frac{dW}{d\ell} = \frac{1}{c} \cdot (n_2 - n_1) \cdot h\nu \cdot B \frac{W}{\Delta\nu} \equiv GW$$

の割合で増加する。ここで $(n_2 - n_1)$ は、遷移の起る2準位の間の分布数差(単位体積当り)、 B はアインシュタインの誘導放出係数、 $\Delta\nu$ はスペクトル線の幅である。すなわち

$$G = \frac{h}{c} \left(\frac{\Delta\nu}{\nu} \right)^{-1} B (n_2 - n_1)$$

は単位長さ当りの輻射の増幅率を表わす。星間分子スペクトルの強度から G の値を評価できれば、分子雲中の反転分布 $(n_2 - n_1)$ を知ることができる。一方メーザー遷移を起す上の準位の分布数は、もし過程が定常的ならば

$$R_{ex} = \left(A + B \frac{W}{\Delta\nu} \right) n_2$$

の形で平衡になっているだろう。ここで R_{ex} は、単位体積当り毎秒準位2へ励起*されてくる分子の割合、 A は自然放出の確率を表わす。二つの準位しか考えていない場合は $R_{ex} \propto n_1$ であるが、一般には、 R_{ex} は基底状態の分子数に比例すると考えてよいだろう。輻射密度がまださほど大きくない場合には $R_{ex} \sim A n_2$ と考えられる。 R_{ex} と G の比は $A/B = 8\pi h\nu / c^3$ の比のみに依り,** 双極子モーメントなど物質固有の量によらないので、一般的な議論をするのに都合がよい。すなわち、

* よりエネルギーの高い状態から、準位2の状態に落ちてくる場合も“励起”に含めて考える。

$$R_{ex} = \frac{8\pi\nu^3}{c^2} \left(\frac{\Delta\nu}{\nu} \right) \frac{n_2}{n_2 - n_1}$$

一回の励起によりやりとりされるエネルギーは $h\nu$ のオーダーであるから、励起に必要なパワーは、単位体積当り

$$P_{ex} \sim \frac{8\pi h\nu^4}{c^2} \left(\frac{\Delta\nu}{\nu} \right) \frac{n_2}{n_2 - n_1} G \left[\frac{\text{erg} \cdot \text{sec}^{-1}}{\text{cm}^3} \right]$$

即ち周波数の4乗に比例することになる。

いま励起が分子間衝突により行なわれるものとして、* 適当な数値を入れて、レーザー増幅率の大きさを評価してみよう。衝突励起の断面積を σ 、分子速度を v とすると R_{ex} は $n_0 \sigma v N$ で与えられる。 n_0 は着目している分子の密度、 N は衝突の相手（多くの場合 H_2 分子等最も多く存在する分子）の密度である。スペクトル線の幅は、ドプラ効果できまるとすれば $\Delta\nu/\nu = v/c$ となる。したがって

$$G = \frac{1}{8\pi} \lambda^3 \sigma (n_2 - n_1) N \quad [\text{cm}^{-1}]$$

但し、分子の回転準位を考える限り、かなり低温でも $n_2 \approx n_0$ であるとした。遷移波長 1cm 、衝突断面積 10^{-15}cm^2 、有効分布数差 10cm^{-3} 、分子密度 10^4cm^{-3} 程度の値を入れると

$$G \sim 4 \times 10^{-12} \text{cm}^{-1}$$

となる。このような状態にある雲の大きさが 1A.U. 即ち 10^{13}cm 程度とすると、増幅度は

$$e^{GL} \sim 10^{17}$$

前頁** メーザー作用が基底状態から共にかかなり高い二つのエネルギー準位の間で起る場合には（後にのべる H_2O メーザーの場合）、自然放出の周波数は、誘導放出の周波数よりはるかに大きくなる。ここで ν として自然放出の周波数をとるべきで、したがって A/B には、両過程に効く双極子能率要素の2乗の比 $|\mu_{sp}/\mu_{ind}|^2$ が入るが、この比はふつう1のオーダーの量である。

* このような条件では、衝突によるメーザー準位の de-excitation もあるわけであるから、 R_{ex} は正味の励起率と考えるべきで、分子密度等への依存性も若干かわってくる。

清水忠雄

という値になる。因みに後にのべるように H_2O スペクトル強度の観測から評価された増幅度は、例えば 10^{11} という値である。^{*} このとき星間分子雲中の単位体積当りに注ぎこまれなければならない励起に効く有効パワーは 10^{-25}W というわずかなものである。上にあげたパラメーターの値をどうとるかによって増幅度の値は大きく変わる。レーザー源が高温・高密度のいわゆる hot region であるのか、或いは cold cloud であるのかによって事情は全く異なってくる。しかし少なくともいまの所は、レーザー作用は、プロト・スターのような熱い核の中で起っているのではないようである。プロトスターがレーザー作用を誘起する原因になっているとしても、レーザー作用そのものはその外側の比較的低密度、低温の分子雲の中で起っていると考えられている。何故なら観測されるスペクトル線の幅から、レーザー源におけるドプラー幅または圧力幅を逆算することによって、温度および分子密度の上限（例えば温度にして 2500K ，密度にして $3 \times 10^{13}\text{cm}^{-3}$ ）が求められるからである。

マイクロ波スペクトルの場合には、少くともある一つの単純化されたモデルについてレーザー源のパラメーターの値として、もっともらしい数値を入れることによって、観測されている程度のレーザー増幅度が得られ、またエネルギー的にも無理のないことがわかった。スペクトル線の波長がマイクロ波の波長の1万分の1以下の可視域になると、励起確率が 10^{12} 倍、励起有効パワーが 10^{16} 倍以上にならなければならないことになる。

さて分子がどのようにしてレーザー準位に励起されるかという問題になると、分子により、或いは遷移によりそれぞれ特有の事情がある。まずレーザー作用が起っていると考えられている星間分子スペクトルについての観測の結果についてのべる。

これまでに観測された星間分子スペクトルの内、レーザー作用が起っていると考えられているものは、 OH 、 H_2O 、 CH_3OH 、 HCOOH 、 H_2CO などの分子の遷移である。これらの分子では OH をのぞけば、分子構造の非対称性のために、或いは内部回転の存在のために、回転準位構造はかなり不規則なものになっている。いまのところ CN 、 CO 、 CS 等の二原子分子、 HCN 、 HCCN 、 OCS 等の線型分子のスペクトル線ではレーザー作用等が観測されていない。エネルギー準位構造が規則的で、特定の準位の分布数が

^{*} 実をいうと H_2O レーザーの場合には、衝突による励起では分子密度がよほど高くないかぎり、レーザー作用を維持できないことが後に明らかになる。

大きくなる理由がないからである。しかしこれらの分子のある準位が、他の分子のある準位とエネルギー的に接近していて、衝突による励起移乗が共鳴的に起る場合にはこのかぎりではない。

波長約 18 cm の OH 分子のスペクトルは、 $2\text{ } \Pi_{3/2}$ 状態の A 二重項間の遷移である。それぞれの準位が H の核スピンのため二つに分裂しているため都合 4 本の遷移があり、このすべてが観測されている。放出線を周波数の順にかくと $F=2 \rightarrow 1$ (1720 MHz), $F=2 \rightarrow 2$ (1667 MHz), $F=1 \rightarrow 1$ (1665 MHz), $F=1 \rightarrow 2$ (1612 MHz) となる。これらのスペクトル線の理論的強度比は $1:9:5:1$ である。最初 1963 年に $F=2 \leftarrow 2$ の最も強度の大きい吸収スペクトルが見つかり、²⁾ 1964 年までに他の吸収線も次々に見つけられたが、微細構造成分の強度比が理論値と一致していないことが見出されている。1965 年に、放出スペクトルが発見されたが、³⁾ この際 1665 MHz 成分が異常に強いこと、スペクトル線の幅が非常に狭いこと (ドプラー幅とすると分子速度が 400 m/sec 以下或いは、 T_K にして 50 K 以下) などが見出され、誘導放出が起っているらしいことが既に指摘されている。その後見出された強度分布の異常、強度の時間的変化、電波の強い偏り等はいずれも、レーザー作用の可能性を示唆するものであった。

H_2O の放出スペクトル源はそのほとんどが OH 源の附近にあり、両電波源の間には高い相関がある。観測されているスペクトル線は $6_{16} \rightarrow 5_{23}$ の回転遷移で周波数は 22.23 GHz である。⁴⁾ 受信アンテナの実効温度が 1000 K 以上になる電波源が多く、例えば W49 源のように、アンテナ温度が 7000 K に達するものもある。また受信強度が、短い場合には数日の周期で変化する。W49 までの距離は 15 kpc といわれている。この電波源が特に地球の方向にだけ強い電波をだしていると考えた理由はないから輻射の等方性を仮定すると、電波源の光度は 10^{34} erg/sec , すなわち毎秒 10^{50} 個の単一周波数のマイクロ波光子を放出していることになる。強度の時間的変化が H_2O 雲の状態の何らかの変化を反映しているものとすれば、変動のはやさから考えて、雲の大きさは、それほど大きなものとは考えられない。これらのデータをもとにして電波源の輝度温度を計算すると 10^{12} K とか 10^{13} K とかいう値がでてしまう。このように高い温度を考えるよりは電波源の温度はせいぜい 100 K の程度で、輻射の増幅度が 10^{11} 程度あると考える方がはるかに物理的にもっともらしい。

CH_3OH 分子の 834.30 MHz の $J=1, K=1$ 線, HCOOH 分子の 1638.81 MHz

清水忠雄

の $J=1$, $K_{-1}=1$ 線も、輝度温度が数百Kの背景に対して、なおかつ輝線スペクトル線として観測される。分子雲の温度が、数十Kとすれば、やはり誘導放出による輻射の増幅作用があるものと考えるのが自然であろう。

H_2CO 分子の $1_{11} \leftarrow 1_{10}$ 遷移 (4830 MHz) の場合には、暗黒星雲を背景としてもなかつ吸収スペクトルとして観測される。この場合電波源としては宇宙空間を満たしている 2.8 K の熱輻射しか考えられない。吸収の強度から計算すると 1_{11} 準位と 1_{10} 準位の間の分布数差からきまる励起温度 T_{μ} は 1.8 K と求まる。⁵⁾ その他の例でも H_2CO 分子の場合の励起温度は一般に低く 3 K に近い値をもっている。

NH_3 分子の場合には ($J=1$, $K=1$), ($2, 2$), ($3, 3$), ($4, 4$), ($6, 6$), ($2, 1$), ($3, 2$), などの回転準位における反転二重項間の遷移が観測されている。⁶⁾ 同一の電波源からの放出スペクトルと考えられる場合でも、三つ以上の回転準位について、熱平衡分布が成立しているような例は稀である。 H_2CO 分子, NH_3 分子は正の温度の状態にあり、輻射作用はないが、何らかの原因で、平衡からの著しいはずれが起っているという事情は、OH や H_2O メーザーが起る事情と、本質的には同じである。

星間分子状態に起る“非平衡分布”ができる過程を説明しようとする理論やスペキュレーションは百出している。しかし当然のことながら完全に信のおける理論はまだない。星間空間で起ると考えられるあらゆる分子過程について、その確率などを与えるデータが分光学の中に十分に蓄積されているとはいえない。また星間雲の中の分子密度にしても、雲を照射する輻射線等の強度にしても推定値を使用せざるを得ないことが、計算のあいまいさをまねくことになる。どんな説にしても、これを地上で実験的に検証することは非常に困難である。ここでは、分子分光学の立場からみて興味のある二三の説を簡単に紹介するにとどめたい。

考え方の糸口は、遷移に関係した各回転準位の“特殊性”をみつけたすことである。

NH_3 の場合には回転準位をいくつかのグループにわけることができる。 NH_3 分子は三つのH原子の作る平面に垂直にNを通る分子軸の方向に電気双極子が向いている。したがって電気双極子を通して起る相互作用では、分子軸のまわりの回転(量子数 K)を変化させるににくい。すなわち輻射過程にしても、衝突過程にしても $\Delta K=0$ の選択律が非常によくあてはまる。 $K \leq J$ (J は主回転量子数) でなければならないから $J=K$ の回転準位は、 K のきまった回転準位 …… ($J+2$, K) ($J+1$, K) (J , K) のうちで最もエネル

ギーが低い準位である。つまり $J=K$ 準位は、分子がたまり易い準安定状態になっている。 NH_3 分子は分子軸のまわりに3階の対称性をもっている。このため分子軸のまわりの角運動量 $K\hbar$ が $3\hbar$ の倍数になる準位とそうでない準位とでは、分子軸のまわりの回転に対して、波動関数の対称性が異なっている。したがって衝突等による高次の相互作用の場合にも $\Delta K=3n$ の遷移過程と $\Delta K \neq 3n$ の遷移過程では、確率の大きさが全く異なる。 $K=3n$ の状態と $K \neq 3n$ の状態との間では互いに遷移が起らないといってもよい。分子衝突がごく稀にしか起らないような条件では、(1.1)(2.2)(4.4)等のグループ、(3.3)(6.6)等のグループ、(2.1)(3.2)等のグループは互いにまじり合うことなく、別々な平衡値に達することが考えられる。 NH_3 の強い放出スペクトルが観測されているのはほとんど $J=K$ の準安定状態であることも偶然ではない。

H_2CO は平面分子であるが、Hの質量はCやOに比較して小さいので、分子面内に軸をもつ回転と分子面に垂直な軸のまわりの回転とで、エネルギーがあまり違わない。前者の方が若干エネルギーが大きい、実はこのエネルギー差(K型二重項分裂)が、星間分子スペクトルとして検出されているのである。他の球形の分子が飛んできて、 H_2CO のH原子と衝突した場合を考えると、この分子が分子面と直角な方向から飛んできた場合より、分子面内に飛んできてH原子と衝突した場合の方が H_2CO 分子の回転を励起しやすいことが、古典力学的計算から示すことができる。即ちK型二重項準位のうち、エネルギーの低い状態($1_{11}, 2_{12}, 3_{13}, \dots$)の方が衝突により励起され易いのである。輻射過程に対する選択率はK型二重項の下準位同志、或いは上準位同志の遷移のみ許すから、衝突による励起と輻射による緩和をくりかえしているうちに、下の準位の分布数が増し、励起温度 T_μ は次第に冷えて、運動学的温度より低くなる可能性がある。Townesらは H_2CO におけるアンチ・メーザーのメカニズムとして、このような考え方を提出した。⁷⁾ 非常に面白い考え方ではあるが、実際の衝突過程はこのような直観が効くような単純なチャンネルでのみ起るとは限らない。実際 Thaddeus らの H_2CO 分子と電子との衝突まで考えに入れた量子力学的計算によると、このような考え方による“冷却”が起る確率は非常に小さいということである。

似たような考え方を H_2O 分子にも適用できる。⁸⁾ H_2O メーザーの22.35 GHz (波長1.35 cm)のスペクトル線は、共にエネルギーの高い回転準位 6_{16} と 5_{23} の間の遷移である。これらの準位は準安定状態ではなく、 1 sec^{-1} 程度の確率で輻射を放出して下の準

清水忠雄

位に遷移を起こす。^{*} これにうち勝つためには非常に速い励起機構が必要である。衝突による励起が効くとなると、分子雲の密度は少なくとも $10^{10} \sim 10^{12} \text{ cm}^3$ 程度 なければならないことになる。この場合にはプロトスターなどから来る紫外線などのエネルギーの高い、強い輻射がメーザー作用を維持させているものと考えられている。OHやH₂O メーザーが、いわゆるH II領域に多く観測されることもこのことを裏づけている。

Townes 流の考え方に従えば、 6_{16} 準位は、分子が主として、分子面内で回転している状態に対応し、 5_{23} 準位は面外に回転している成分をも持っている。H₂O 分子が紫外線を吸収し、電子励起状態に励起された場合、面外回転の成分を持つ状態である方が速く分解されることが、N. R. C. (Ottawa) の Johns らによって最近実験的に確かめられた。このことは H₂O 分子の前期解離の確率が、電子波動関数の対称性に強く依存していることから裏づけられる。紫外線の吸収、緩和または解離の過程を繰り返すうちに、面内回転状態に対応する 6_{16} 準位の分布数の割合が増してくる可能性が考えられる。この考え方の弱点は 6_{16} 、 5_{23} 準位間の反転分布が 5_{23} 準位にある分子の分解によって実現しているという所にある。H₂O 分子の密度は、いづれにしてもかなり高くなければならないから、分解に十分うち勝つだけの H₂O 分子の生成がなければならないはずである。

星間分子スペクトルの観測事実を認めれば、我々はどうしても、メーザー作用或いはこれに類した輻射の増幅過程を考えなければならない。そして、このような過程が起り得ることは物理的に考えて十分に納得がいくことである。しかし、個々のメーザーが、実際にどのような過程を通して実現されるかという説明の段になると、まだ当分の間混乱した時代が続くように思われる。

^{*} この遷移だけが観測されていることに必ずしも理由がないわけではない。同じシリーズで $4_{14} \rightarrow 3_{21}$ 遷移 (380 GHz) は、いまの所受信可能な周波数範囲外であるし、 $5_{15} \rightarrow 4_{22}$ (325 GHz)、 $3_{13} \rightarrow 2_{20}$ (183 GHz) 遷移の周波数では、たまたま地球大気による吸収が大きく、地上での観測は困難である。

References

- 1) A. C. Cheung, D. M. Rank, C. H. Townes, D. D. Thornton, and W. J. Welch: Phys. Rev. Letters 21 1701 (1968).
- 2) S. Weinreb, A. H. Barrett, M. L. Meeks, and J. C. Henry: Nature 200 829 (1963).
- 3) H. Weaver, D. R. W. Williams, N. H. Dieter, and W. T. Lum: Nature 208 29 (1965).
- 4) A. C. Cheung, D. M. Rank, D. D. Thornton, and W. J. Welch: Nature 221 626 (1969). S. H. Knowles, C. H. Mayer, A. C. Cheung, D. M. Rank, and C. H. Townes: Science 163 1055 (1969).
- 5) P. Palmer, B. Zuckerman, D. Buhl, and L. E. Snyder: Astrophys. J. 156 L 147 (1969).
- 6) A. C. Cheung, D. M. Rank, C. H. Townes, and W. J. Welch: Nature 221 917 (1969).
A. C. Cheung, D. M. Rank, C. H. Townes, S. H. Knowles, and W. T. Sullivan III: Astrophys. J. 157 L 13 (1969). B. Zuckerman, M. Morris, B. E. Turner, and P. Palmer: Astrophys. J. 169 L 105 (1972).
- 7) C. H. Townes and A. C. Cheung: Astrophys. J. 157 L 103 (1969).
- 8) T. Oka: Symposium on Interstellar Molecules, Charlottesville, Virginia 1971.