星間物質

高柳和夫*

(昭和47年10月11日受理)

Interstellar Matter

Kazuo TAKAYANAGI

Institute of Space and Aeronautical Science, University of Tokyo
(Komaba 4-6-1, Meguro-ku, Tokyo 153)

1. 星と星間物質 (序にかえて)

星間物質とは文字通り星と星の間の空間に存在する物質で通常極めて稀薄な気体と微量の固体粒子(星間塵とよばれることもある)とから成り立っている。われわれの住む銀河系もアンドロメダ星雲など外の宇宙も星と星間物質とから成り立っている。実はこれら大星雲の間の茫漠たる空間にも、銀河系間物質とよばれるさらに稀薄な物質が存在するらしいのであるが今回はそこまで話を拡げることはやめよう。さてこの銀河系内に戻って、星は極めて密度の高い物質であるが、その体積は空間の広さにくらべれば小さく、その数は大変まばらである。他方、星間物質は稀薄とはいえ多少とも全空間にわたっている。それで銀河系全体で星の質量と星間物質の質量は同程度であると考えられたこともある。いまでは、星の総量のほうが星間物質の総量よりも多いと推定されているようであるが、それでも後者は決して無視できるほどの微量ではない。

星間物質は単に無視できない量であるだけではない。以下に述べるようにさまざまな形で星と密接な関係をもっており、それによって天体物理学上の重要な研究対象となっているのである。しかも星と星間物質とはたがいに影響を及ぼし合うだけでなく、星から星間物質が放出され、星間物質から新しい星ができるという関係にある。このことから想像されるように、星も星間物質も

ほぼ同じ元素組成を示す。これら遠方にある物質の組成をはじめ、物理的・化学的諸性質の研究に、分光学的手段が極めて重要であることは言うまでもない。Table 1 に比較的多量に存在する元素の相対的存在量を示す。

Table 1. 宇宙における元素の存在比
(主な元素の原子数の相対値)

H	1.0	Al	1.8×10^{-6}
He	8.3×10^{-2}	Si	2.5×10^{-5}
C	2.5×10^{-4}	S	2.8×10^{-5}
N	1.3×10^{-4}	Cl	1.0×10^{-6}
O	7.9×10^{-4}	Ar	7.6×10^{-6}
Ne	1.0×10^{-4}	Ca	1.6×10^{-6}
Na	1.3×10^{-6}	Fe	4.0×10^{-6}
Mg	4.5×10^{-6}	Ni	1.1×10^{-6}

現在ではよく知られていることであるが、星の内部では核反応が進行しており、それが星の発光の源になっている。この反応のために元素の組成も少しずつ変化しているわけで、宇宙の年令(10^{10} 年の程度と言われる)くらの時間の間には相当な変化をしてきたものと思われる。いまある星についても、天文学的に見て大昔に作られたままの星と、星から放出された星間物質から作り出された二代目三代目の星とでは組成に差がある。しかしこれも本解説の守備範囲を越えるので、これ以上は立ち入らないことにしよう。

さて、星は明るいものも暗いものもあり、また放出する光のスペクトルもちがう。スペクトル型はほぼ表面の温度

* 東京大学宇宙航空研究所(目黒区駒場 4-6-1)

を反映していると見ることができる。たとえばごく高温になれば、電離エネルギーが最も高い He 原子でも大部分電離されてしまうので、 He^+ イオンのスペクトル線が顕著に見える。同じ温度で C, N, O などの原子は何重にも電離したイオンになって、そのようなスペクトルの吸収線が見られる。この種の星は通常 O 型とよばれている。少し温度がさがり He は中性になり、He および H の吸収線が出てくるのが B 型星、H の吸収が最も強くなり、ほかに Ca^+ イオンの吸収線が見えてくるのが A 型星、などと名づけられ、さらに細分したいときは O, B 等の文字のあとに 0~9 の数字をつけて区別する。すべての星を一次的に分類することはできないが、よく用いられる分類法の一つであるので、若干のスペクトル型とそれに相当する有効温度の大よその値を Table 2 に示しておく。有効温度というのは、星の表面から毎秒単位面積当り出る光の総エネルギー量が T_e^4 に比例するとしてきめた温度 T_e である。太陽は G 型星である。

Table 2. 星のスペクトル型と有効温度

O5	4×10^4 K	G0	5900 K
B0	3×10^4	K0	5300
A0	9500	M0	3800
F0	7200		

吸収スペクトルの特徴は上記の通りであるが、全体としてみると高温の星は青白く、温度が下るにつれて黄色くなり、低温星は赤味を帯びてくる。ところで星はスペクトル型がほぼきまっても質量、大きさに大きな差がある場合があり、それが光度（あるいは 10 pc^{11} ）離れたところから見たときの等級、いわゆる絶対等級）の差となって現われる。そこでスペクトル型あるいは温度を横軸に、光度あるいは絶対等級を縦軸にして、一つ一つの星に相当する点を記入していくと、点はこの平面に一樣にばらまかれるのではなく、極めて特徴的な分布を示す。Fig. 1 がその大よその図で、とくに主系列、巨星とよばれる 2 群が顕著である。この種の図は Hertzsprung-Russell diagram 略して HR 図と呼び、この図の上で星の進化を論ずるなど、広く利用されるものである。

さてこのようにさまざまな星があると、その周囲の星間物質はどうなっているだろうか。Table 1 でわかるように、星間物質の主成分は H 原子である。それも大抵は原子のままで、分子にはなっていない。後述のように、星間物質があまりにも稀薄であるために、分子形成の能率がすこぶる悪いのである。この H 原子に 13.6 eV 以上のエネルギーをもった光子が吸収されると、原

Fig. 1. H R 図

子は電離してしまう。それで、そのようにエネルギーの高い紫外線を沢山出す星の周囲は広範囲にわたって H が電離状態になっており、逆に温度が低く、紫外線をあまり出さない星の周囲の気体はほとんど電離していない。このように水素原子がほとんど電離している領域を H II 領域、ほとんど中性である領域を H I 領域と呼ぶ。両者の境界層は比較的薄いことが Strömgren によって示されている。一様な密度の星間物質中に一つの星をおくと、それを中心として球形の H II 領域ができる。これを Strömgren 球と呼ぶ。その半径 r_s は星間物質の密度と星の種類で定まる。いずれにせよこの半径は、毎秒この H II 領域内で起る再結合 ($e + \text{H}^+ \rightarrow \text{H} + h\nu$) の数に等しいだけ星から 13.6 eV 以上の光子が出ているという条件で定まる。再結合の際ははじめは高い励起状態の H 原子が作られることが多いが、つぎに吸収すべき光子がやってくるまでには大部分が基底状態に落ちついてしまうのである。このようにして出した Strömgren 球の半径は

$$r_s = r_0 n_H^{-2/3} \quad (1)$$

の形になる。 n_H は H 原子の数密度 (cm^{-3}) である。比例定数 r_0 は中心におかれた星が O5 型なら $r_0 = 110 \text{ pc}$ 、B0 ならば 26 pc、B5 型になると 3 pc というように、星の温度が下るにつれて急速に小さくなる。 n_H は場所によって変るが平均 1 cm^{-3} あたり 1 原子程度ということ

がわかっているの、O型、B型以外の星ではとりたてて問題にするほどのH II領域は作れないことになる。ちなみに、太陽近傍の空間でいえば、星の数は14.3等級という暗いものまで含めても、星または連星の数が 1 pc^3 当り0.06個というくらいに少ない。O、B型星となると 1 pc^3 当り 10^{-4} 個くらいしかない。

さて、星間物質の中で新しくO型またはB型で高温の星が誕生したとしよう。これらの星からの光は周囲を電離し、H II領域はあとからあとから送り出される光子によって短時間のうちに拡大していく。やがてイオンと電子の再結合が目に見えて起こるようになると（はじめ 1 cm^3 あたり n_{H} 個の水素原子があったとすると、その時間はおおよそ $10^5/n_{\text{H}}$ 年）、電離圏拡大は一旦におさむ。しかし高温になった電離星間気体の圧力の高まりのために、H II領域の気体膨張がはじまる。膨張すると気体密度が下るので、星からの紫外線はさらに遠くまでとどくようになり、電離は一層先まで進む。もしも n_{H} が小さいと、最終的目標となる r_s は非常に大きい、一方もし星の質量が大きければその進化は速く、比較的短時間（たとえば $10 M_{\odot}$ の質量²⁾で 10^5 年くらい）で主系列滞在を終り、星の表面温度が下りはじめてしまう。そのためStrömgren 球が完成することなく終わってしまうこともある。

膨張する電離気体はその外の中性気体を押し、前面にブローザー作用で気体をかき集め、衝撃波を作ることもある。このようにして動き出した中性気体は、H II領域の膨張がおとろえたあとにも動きつづけ、ちぎれて中性の雲となるであろう。

もし n_{H} が比較的高い値であり、それが電離したとすると、再結合のために、また高温電子の衝突による原子（イオンになっている）の励起により、明るく輝くであろう。オリオン星雲などはその代表的な例である。

星間物質は単に星の光の影響を受けるだけではない。しばしば星は物質を放出し、それが星間物質の中へまざっていく。われわれに最も関係の深い太陽にしても、その高温のコロナからたえず粒子の流出が起り、太陽風(solar wind)の名でよばれている。同様なことは他の星でも起こっていると思われる。またこのように継続的でなく、ある時期に達した星のあるものが、一時的に多量の物質を放出することもある。極端な例は超新星(supernova)の爆発で、牡牛座にある有名なかに星雲ははこうして900年余前に放出された気体がいまなお猛烈ないきおいで膨張していく姿である。放出された物質はしばしばきれいな球殻状をなして拡散していく。そのような気体が背後に残した星の光をうけ、または前面にある気体

との衝突で衝撃波を生じて高温となり光ると、ちょうど環状の光源に見えることになる。このような天体は惑星状星雲(planetary nebula)とよばれ、これも星間物質の特殊な例である。

以上においては星から星間物質への作用を眺めてきた。逆に星間物質は星を作る素材となる。すなわち、大きな密度、大きな質量の中性星間雲は重力作用により自己収縮を起こして星となる。密度が大きく温度が低いほど小さな質量でも収縮がはじまる。雲は運動しながら他の雲と衝突し雪だるま式に質量が増していき、ある臨界の大きさに達すると疎密波や、固体粒子の成長に伴う冷却能率の急上昇などをきっかけに収縮をはじめるものであろう。一つの雲は必ずしも一つの星になるのではない。収縮をはじめる雲はしばしば $10^3 M_{\odot}$ くらいの大きな質量をもっている。そのような雲は収縮途中で不安定になり、多数の部分に分裂し、その一つ一つが星になっていく³⁾。このようにして星は集団で作られることが多い。

以上述べてきたような星と星間物質は銀河系内で一様に分布しているわけではない。われわれの銀河系はアンドロメダ星雲などと同じ渦巻構造をしているらしい。そこで腕(arm)とよばれる物質密度の高いところと、腕と腕の間の低密度の場所とがある。このような構造の説明はいろいろ考えられているが、最近言われている説によるとある条件下で回転銀河系の中に衝撃波ができて、渦巻構造を生ずるということである。衝撃波面の背後では物質密度が高まり、気体密度が増すので星も沢山作られる。(Fig. 2)

Fig. 2. 衝撃波説による銀河系の腕構造

このようにして、星間物質を理解するには星との相互作用はもちろんのこと、大きくは銀河系全体の運動とも結びつけて考えなければならないことになる。しかし以下においては原子分子過程に重点をおいて、さらにくわしく星間物質を眺めることにしよう、(星間物質全般に関する最近の文献を4つ^{1)~4)}挙げておく、)

2. H I 領 域

最近の研究によると、H I 領域の中には大きく分けて2種類のものが存在する。一つは比較的密度が高く、温度は低い領域で雲とよばれる。従来 H I 領域は主として雲の形で存在すると思われてきたが、そのほかに第二のものとして雲よりずっと低密度で温度は逆にやや高いところがあることがわかってきた。雲は低温なのでそこからの発光スペクトルは期待できず、もっぱら吸収スペクトルによって観測される。星間物質の存在が確認されたのもそのような方法によってであった。昔は地上から観測するほかなかったので、地球大気の吸収で地上までとどかない 3000 Å あたり以下の波長の紫外域は未知の世界であった。近年になってロケットまたは人工衛星による紫外観測も行なわれるようになってきた。他方、現在ではもう一つの有力な観測手段として電波望遠鏡が用いられている。電波は可視光や紫外線にくらべて宇宙空間での吸収がずっと少ないので、遠くを見通すのにすぐれた能力をもっている。

2.1 光学的観測 (1) 気体成分

星間空間に稀薄な物質が存在するのではないかという考えは昔からあったが、それを本格的に研究し確認したのは今世紀になってからである⁵⁾。まず、J. Hartmann は 1904 年にオリオン座の δ 星を観測していた。これは二重星だがいまいまわり合っているから、星の大気による吸収スペクトル線の位置は周期的に変動する(ドップラー効果)。ところがこの星のスペクトルの中に見られた Ca^+ の吸収線はそのような変動を示さないのである。Hartmann は δ Orionis とわれわれの間に視線を横切る雲があり、その中の Ca^+ による吸収が見られたのだと考えた。この考えが他の天文学者達に広く受け入れられるまでには長い年月が必要であったが、とにかくこれが星間物質確認のはしりといえるのであろう。一方、遠くの星から光が間に介する何らかの物質によって弱められているらしいということは多くの人によって考えられていたが、この推論が決定的になったのは 1930 年の S. J. Trumpler の仕事による。彼は銀河系内にあるたくさんの星団について、それを構成する星のスペクトルと明るさを調べた。そしてそれぞれの星団について HR 図

を作ってみた。星団がいつ頃出来たかによって図の上でどの辺に星が集中するかは違うであろうが、主系列の位置はほぼ同じであるべきだと考えられる。しかし距離の差により見かけの明るさはちがうので、同じ距離にひきなおすために星団の見かけの大きさを利用した。一つ一つの星団についてはこのやり方は必ずしも適当でないが、多数のものを統計的に見るにはよいであろう。ところがこういう処理をしてもなお、遠くのは近くのものより暗く見えることがわかった。そこで遠い星団ほど大きいのだというようなことがない限り、星間空間での光の吸収を認めないわけにはいかなくなる。Trumpler はまた光の波長によっても星間吸収に差があることを認めている。しかしとにかくすべての波長の光が弱められることから、これは星間空間にある微小な固体粒子による散乱・吸収の結果であると判断される。

話をスペクトルの吸収線に戻して、Hartmann が見出した Ca^+ と同じような吸収線はその後空の多くの方向で見つがっているが、地上からの観測となると波長範囲に限られるために見つけやすい原子分子の種類が限定される。もちろん比較的多量にある原子分子でなければならないが、さらにその基底状態から観測可能範囲の光を強く吸収できるものでなければならない。H, He など最も多量にあると思われる原子の共鳴線はいずれも地上からは調べられない極紫外域にはいつているので、観測にかかるのはもっと微量の原子分子になってしまう。それでもこの方法で Table 3 に示すような吸収線が見つかっている。

Table 3 に示した吸収のうちで、CN 分子の 3874.0 Å と 3875.8 Å の2本は回転励起状態 ($J=1$) からの吸収であるが、その他はすべてそれぞれの最低エネルギー状態からの吸収である。もちろん星間原子分子も稀には衝突し励起されることもあるが、つぎの衝突をするよりはずっと以前に光を出して基底状態に落ちてしまうので、このような吸収線ばかりになるのである。その意味では、CN 分子がいくらかでも励起してみえるのはかえっておかしいようであるが、これは衝突によってではなく、宇宙に充滿しているほぼ 2.7 K の温度の黒体放射を吸収しての励起であると解釈されている。このような低エネルギー放射の存在は、1965年頃からマイクロ波領域での直接観測を行なうことによって確かめられている。なお、Table 3にある原子分子のうち、CH や CH^+ は回転準位間隔が大きすぎ、中性原子や原子のイオンで微細構造をもつものもやはりその準位間隔が大きすぎて、2.7 K の宇宙放射では励起されない。

さて、表に示したのは素性の知れた吸収線であるが、

Table 3. 星間吸収スペクトル
(地上から観測されている線スペクトル)

原子分子	波 長	遷 移
Na	3302.4 Å	$4p\ ^2P_{3/2} \leftarrow 3s\ ^2S_{1/2}$
	3303.0	$4p\ ^2P_{1/2} \leftarrow 3s\ ^2S_{1/2}$
	5890.0	$3p\ ^2P_{3/2} \leftarrow 3s\ ^2S_{1/2}$
	5895.9	$3p\ ^2P_{1/2} \leftarrow 3s\ ^2S_{1/2}$
K	7664.9	$4p\ ^2P_{3/2} \leftarrow 4s\ ^2S_{1/2}$
	7699.0	$4p\ ^2P_{1/2} \leftarrow 4s\ ^2S_{1/2}$
Ca	4226.7	$4s4p\ ^1P_1 \leftarrow 4s^2\ ^1S_0$
Ca ⁺	3933.7	$4p\ ^2P_{3/2} \leftarrow 4s\ ^2S_{1/2}$
	3968.5	$4p\ ^2P_{1/2} \leftarrow 4s\ ^2S_{1/2}$
Ti ⁺	3073.0	$3d^2(^3F)4p\ ^4D_{1/2} \leftarrow 3d^2(^3F)4s\ ^4F_{5/2}$
	3229.2	$3d^2(^3F)4p\ ^4F_{5/2} \leftarrow 3d^2(^3F)4s\ ^4F_{3/2}$
	3242.0	$3d^2(^3F)4p\ ^4F_{3/2} \leftarrow 3d^2(^3F)4s\ ^4F_{3/2}$
	3383.8	$3d^2(^3F)4p\ ^4G_{5/2} \leftarrow 3d^2(^3F)4s\ ^4F_{3/2}$
Fe	3440.6	$3d^6(^5D)4s4p\ ^5P_3 \leftarrow 3d^6(^5D)4s^2\ ^5D_4$
	3719.9	$3d^6(^5D)4s4p\ ^5F_5 \leftarrow 3d^6(^5D)4s^2\ ^5D_4$
	3859.5	$3d^6(^5D)4s4p\ ^5D_4 \leftarrow 3d^6(^5D)4s^2\ ^5D_4$
CH	3137.5	$C^2\Sigma^+ \leftarrow X^2\Pi\ (0, 0)$
	3143.2	$C^2\Sigma^+ \leftarrow X^2\Pi\ (0, 0)$
	3146.0	$C^2\Sigma^+ \leftarrow X^2\Pi\ (0, 0)$
	3878.8	$B^2\Sigma^- \leftarrow X^2\Pi\ (0, 0)$
	3886.4	$B^2\Sigma^- \leftarrow X^2\Pi\ (0, 0)$
	3890.2	$B^2\Sigma^- \leftarrow X^2\Pi\ (0, 0)$
	4300.3	$A^2\Delta \leftarrow X^2\Pi\ (0, 0)$
CH ⁺	3447.1	$A^1\Pi \leftarrow X^1\Sigma^+ (4, 0)$
	3579.0	$A^1\Pi \leftarrow X^1\Sigma^+ (3, 0)$
	3745.3	$A^1\Pi \leftarrow X^1\Sigma^+ (2, 0)$
	3957.7	$A^1\Pi \leftarrow X^1\Sigma^+ (1, 0)$
	4232.6	$A^1\Pi \leftarrow X^1\Sigma^+ (0, 0)$
CN	3874.0	$B^2\Sigma^+ \leftarrow X^2\Sigma^+ (0, 0)$
	3874.6	$B^2\Sigma^+ \leftarrow X^2\Sigma^+ (0, 0)$
	3875.8	$B^2\Sigma^+ \leftarrow X^2\Sigma^+ (0, 0)$

このほかに同定されていないものが多数ある。それらの中には著しく大きな幅をもつものが多く、diffuse line または diffuse band と呼ばれている。なかでも特に強い吸収が 4428 Å 付近にあり、その半値幅は 20 Å をこえる。表に示した吸収線の幅が 1 Å 程度かそれ以下であるのとひどく異っている。もう少し吸収強度の小さいもののなかには、40 Å くらいもの幅をもつものもある。これらの拡がった吸収は、星間空間にある固体微粒子の中の原子によるものであろうと考えている人が多いが、

直接の証拠はなく、Herzberg のように CH₃, NH₄, CH₄⁺ など実験室では作りにくい特殊分子である可能性を追求している人もある。

さて、観測された吸収線は、しばしば数本の接近した線に分離してみえる。これは星間物質が一様でなくて濃淡をもち、濃いところ（星間雲）が無秩序な運動をしている結果、視線速度がまちまちでドップラー効果による分離が起こっているのだと解釈される。もっとも、吸収線の分裂だけからいえば、一様な星間物質密度でも場所場所違った速度の流れがあれば同様のことが起こるのであろうから、直ちに雲のモデルを作りあげてしまうのは注意しなければならない。しかし、暗黒星雲や、電離して光っているガス星雲など顕著な星間物質が雲状をしていることのほか、最近ではあとで述べる電波観測でも雲の構造が明らかにされつつあるので、星間物質にかなりの濃淡があることはたしかといえる。そこで、異った原子分子が同じ視線速度をもてば、これらは多分同じ雲の中にあるのだと思ってよいだろう。このようにして、見える範囲で、異った原子分子の相対的存在量が求められる。

星間吸収を観測するとき、光源として用いている星までの距離がわかっているれば、スペクトル線の分裂の数から、単位距離あたりいくつの雲が視線を横切っているかわかる。もちろん、二つ以上の雲の視線速度がたまたま近すぎて分離できないこともある。とくに視線速度の小さいものはいくつも重なってしまうことが多いようなので、そういうことも考慮して統計的処理をしなければならない。その結果、円板状をしているわれわれの銀河面の内部では、1 kpc を見通すとき平均して 10 個近くの雲が視線にあることがわかったほか、これらの雲の視線方向の平均速度が 5~10 km/sec 程度であること一つの雲の内部でも数 km/sec くらいの動きがあること、雲は空間の 5~10% を占めていること、雲の大きさは半径 5~10 pc であること、一つの雲は 10⁷ 年に一回くらいの割で他の雲と衝突するであろうということなどがわかってきた。さらに雲の中の密度は 1 cm³ あたり 10 原子くらい、雲の外はこれよりはるかに稀薄で、空間で平均した密度は 1 原子/cm³ くらいと推定された。このような雲のモデルについては電波観測から得られる知識も多く、たとえば水素原子の出す 21 cm の波長の線スペクトルの観測から雲の温度がほぼ 10² K ということがわかっている。以上述べたような「代表的な」星間雲モデルは、長らく理論家の研究目標となり、この程度の密度と大きさをもつ雲が多く存在する理由、雲の運動のエネルギー源、温度が 10² K 程度であることの説明など

が探求されてきた。しかしこれはあくまでも平均化したモデルであって、現実の雲の一つ一つはこのモデルとはかなり違ったものでありうる。最近の電波観測でも、一つのモデルでは代表させきれない現実の複雑な様相が明らかにされてきている。(§2.3 参照)

以上のように、可視部の星間吸収を主な材料として、星間物質についての多くの知識が得られてきたが、前にも述べたように、可視部だけで見られる原子分子の種類は著しく偏っている。さいわい、近年はロケット・人工

衛星などによる紫外観測が進められており、可視部で見えなかった物質がづぎづぎに見つかっている。この場合、小さいしかも走っている飛翔体の上からの観測であるための制約があるので、将来は月面上の観測所、または地球の大気の外をまわる大型の有人観測艇の使用が期待される。ロケットによる紫外観測は 1960 年代はじめ頃から行なわれた。はじめは分解能も $50 \text{ \AA}$ くらいと悪く、一つ一つの吸収線を見るのが主な目的にはなり得なかったが、1965 年頃から $1 \text{ \AA}$ 程度まで分解できるよう

Table 4. 星間吸収スペクトル (紫外域)

原子分子	波 長	遷 移
H	1215.7 $\text{\AA}$ 1025.7	$2p \leftarrow 1s$ (Lyman α) $3p \leftarrow 1s$ (Lyman β)
C	1277.2 1280.1	$2p3d \ ^3D_1 \leftarrow 2p^2 \ ^3P_0$ $2p4s \ ^3P_1 \leftarrow 2p^2 \ ^3P_0$
C ⁺	1036.3 1334.5	$2s2p^2 \ ^2S_{1/2} \leftarrow 2s^22p \ ^2P_{1/2}$ $2s2p^2 \ ^2D_{3/2} \leftarrow 2s^22p \ ^2P_{1/2}$
N	1134.9 1200.7	$2s2p^4 \ ^4P_{5/2} \leftarrow 2s^22p^3 \ ^4S_{3/2}$ $2s^22p^23s \ ^4P_{1/2} \leftarrow 2s^22p^3 \ ^4S_{3/2}$
N ⁺	1084.0	$2s2p^3 \ ^3D_1 \leftarrow 2s^22p^2 \ ^3P_0$
O	1302.2 1304.9	$2p^33s \ ^3S_1 \leftarrow 2p^4 \ ^3P_2$ $2p^33s \ ^3S_1 \leftarrow 2p^4 \ ^3P_1$
Al ⁺	1670.8	$3s3p \ ^1P_1 \leftarrow 3s^2 \ 1S_{1/2}$
Si ⁺	1190.4 1193.3 1260.4 1304.4 1526.7	$3s3p^2 \ ^2P_{3/2} \leftarrow 3s^23p \ ^2P_{1/2}$ $3s3p^2 \ ^2P_{1/2} \leftarrow 3s^23p \ ^2P_{1/2}$ $3s^23d \ ^2D_{3/2} \leftarrow 3s^23p \ ^2P_{1/2}$ $3s3p^2 \ ^2S_{1/2} \leftarrow 3s^23p \ ^2P_{1/2}$ $3s^24s \ ^2S_{1/2} \leftarrow 3s^23p \ ^2P_{1/2}$
Fe	1106.4, 1122.0, 1133.7, 1142.4, 1143.2, 1144.9, 1260.5 1608.4	$3d^65p \leftarrow 3d^64s$ $3d^65p \leftarrow 3d^64s$ $3d^65p \leftarrow 3d^64s$ $3d^54s4p \leftarrow 3d^64s$ $3d^64p \leftarrow 3d^64s$
H ₂	1013, 1024, 1037, 1049, 1063, 1077, 1092, 1108	$B^1\Sigma_u \leftarrow X^1\Sigma_g$ (Lyman) (7,0), (6,0), (5,0), (4,0), (3,0), (2,0), (1,0), (0,0)
C ¹² O ¹⁶	1282, 1301, 1322, 1368, 1419, 1447, 1478, 1510	$A^1\Pi \leftarrow X^1\Sigma^+$ (4th positive) (10,0), (9,0), (8,0), (6,0) (4,0), (3,0), (2,0), (1,0)
C ¹³ O ¹⁶	1371, 1421, 1449, 1479	$A^1\Pi \leftarrow X^1\Sigma^+$ (4th positive) (6,0), (4,0), (3,0), (2,0)

になってきた。このようにしてロケット観測で見出された吸収線のいくつかを Table 4 に掲げる^{6)~10)}。表に示したもののほかにも、Si III, S III, Fe III など高次イオンのスペクトル線が観測されたと報じられているが、これは光源の星のまわりの H II 領域のものである可能性が強く、表に示したものの中でも H I 星間雲の中にないものがまぎれこんでいるかもしれない。

表の中の CO はへびつかい座の γ 星を光源として得られた吸収線で、それから推定される CO 分子の数は、同じ方向の可視部観測で得られた CH 分子の数に比べ 100 倍以上も多い。CO が大きい結合エネルギーをもち安定な分子であることを考えると、これは不思議ではないかもしれない。

人工衛星では 1968 年 12 月に米国が打上げた OAO (Orbiting Astronomical Observatory) 2 号機が 1972 年春までに 5000 もの星の紫外観測をやっている。観測範囲は 1100-4000 Å であるが、分解能はよくないので、孤立していて顕著なスペクトル線だけが識別できる。しかし星の光の大まかなスペクトルや、紫外域での星間減光などの測定で成果をあげている。1970 年に打ち上げられた OAO-B は軌道にのらず失敗、1972 年 8 月に打上げられた OAO-C (コペルニクスと呼ばれている) で一層詳細な観測が進められている。これには口径 32 インチの望遠鏡がのせられ、710-3300 Å の範囲が調べられている。星間吸収線が狙いの一つになっており、この装置は角度 $\pm 0.03''$ の精度で特定の天体に向けることができるという。

2.2 光学的観測 (2) 固体微粒子

§ 2.1 のはじめの部分で述べたように、遠方の星の光はスペクトルの全域にわたって弱められている。しかも減光は波長により異なり、波長が短いほど顕著で、その結果遠くの星ほど赤味がかって見える (reddening)。これは星間空間にある固体微粒子のためと考えられる。

もしもこのような減光がなければ、標準距離 10 pc で見て明るさ I_0 の星は、 r pc のところで見れば

$$I = I_0 \cdot (10/r)^2 \quad (2)$$

の明るさに見えるであろう。ところで、星の見かけの等級 (magnitude) m は、 I を適当な単位で測ったときの

$$m = -2.5 \log_{10} I \quad (3)$$

で定義され^{注4)}、標準距離 ($r=10$ pc) での等級は絶対等級とよばれる。これを M とすれば、(2) の対数をとって

$$\begin{aligned} m &= M - 2.5 \log_{10} (10/r)^2 \\ &= M + 5 \log_{10} r - 5. \end{aligned} \quad (4)$$

もしも星間吸収があれば、(2) は

$$I = e^{-a} I_0 \cdot (10/r)^2 \quad (5)$$

となるから、

$$m = M + 5 \log_{10} r - 5 + 2.5 a \log_{10} e. \quad (6)$$

末項を $A(\lambda)$ とおく。距離が正確にわからないと A の絶対値は求められないが、そのときでも波長による吸収の差はわかる。すなわち、同じスペクトル型で reddening のない (つまり星間吸収をほとんど受けていない) 星とくらべてみることによって $A(\lambda_1) - A(\lambda_2)$ が出せる。また波長 λ が無限に大きくなった極限で $A(\lambda) \rightarrow 0$ が期待されることから 0 の位置が外挿できるが、長波長域での測定が困難であることからこの外挿は若干のあいまいさを伴う。方向や距離の違うデータをくらべるには、適当にえらんだ二つの波長での吸収 $A(\lambda)$ の差が 1 になるように規格化する。Fig. 3 は近似的に 0 の位置を推定して描いた $A(\lambda)$ の曲線である。太陽近傍では 5000 Å あたりの光に対して 1 kpc あたり 1.5~2 等級の減光があるといわれているので、それを用いると Fig. 3 から星間吸収の絶対値を推定することができる。

Fig. 3. 星間吸収 [可視部、赤外部は文献 (1) の中の Greenberg の解説による。紫外部は Bless and Savage (1972) の観測による。]

このようにして求められたのは並の空間での平均的な減光であって、視線上に暗黒星雲でもあれば話は違ってくる。暗黒星雲は天の川のような多数の星の集団や、光を放つガス星雲を背景に黒黒と見える星間雲で、気体密度も高いであろうがそれとともに固体粒子も多く、可視光を含む広範囲の光をさえぎっているものと解釈される。このような雲が視線上に一つでもあると、それだけで 1 等級以上、ときには 10 等級程度の減光が生じてしまうので、平均値とは大きくかけ離れてしまう。

Fig. 3. のような減光の波長依存性を説明するために、その原因と思われる固体微粒子の化学組成や、大きさの分布、星間空間での粒子の個数などを推定する多くの研

究が行なわれてきた。可視部で波長による減光の差が認められることから、粒子の大多数が可視光の波長よりずっと大きいとか、逆に小さいとかは考えにくい。普通には平均半径 0.3μ 程度、数は H 原子 10^{18} 個につき固体微粒子 1 個くらいの比率で存在するとされている。

ところでこの固体粒子についてはもう一つ重要な手がかりがある。それは遠方の星の光の偏りである。天球上の狭い領域の中ではその範囲に見える星の光がしばしばほぼ同じ方向に偏っている。例としてカシオペア座の方向で観測された偏光を Fig. 4 に示す。これは偏りの方向がよく揃った（ほぼ銀河面に平行）例であるが、ときには小さな視野内で偏りの方向が著しく変化しているところもある。

Fig. 4. 星の光の星間偏光 [カシオペア座方向。各線は星を表わす。線の向きは電場スペクトルの振動面の向きを表わし、長さは偏光度に比例している。座標は銀経、銀緯を度単位で表わしたもの。Hiltner (1956) による。]

この偏光の原因としては、前記の固体微粒子が考えられている。すなわち、粒子の大部分がきれいな球形とは思われないので、もしそれが長軸なり、短軸なりをほぼ同じ方向に向けて並ぶことがあれば、光の電場ベクトルが特定の向きのときに最もよく吸収・散乱されることになり、観測される星の光は偏って見えることになる。粒子の向きを揃える原因として最も有力なのは星間磁場によるものである。星間磁場の強さは、水素原子の出す波長 21 cm のスペクトル線のゼーマン効果から求めるか、または電波源、とくにパルサー (pulsar) を利用し、その方向の磁場の強さを積分したものを Faraday rotation から求める。いずれにしても視線方向の磁場の成分だけがわかる。こうして推定される磁場は通常 $10^{-6}\sim 10^{-5}$

gauss といわれている。このような磁場の中で非球対称粒子の向きがある方向に揃うメカニズムとして広く受け入れられているものに Davis と Greenstein の理論¹¹⁾があるが、ここではその内容には立ち入らないことにする。

以上のような星の光の減光と偏りを手がかりとして、どのような組成や大きさの固体粒子であれば観測結果とよく合うかを考えなければならない。組成に応じて屈折率と吸収率がきまり、その上で形と大きさを指定すると原理的には電磁波の散乱・吸収の断面積が計算できる。もちろん、球形または円柱形など幾何学的に簡単な形の場合を除くと計算は容易でない。そこで、たとえば、マイクロ波を粒子模型にあてて散乱させるなどの simulation experiment で代用することがある。10 年近く前、筆者が Rensselaer Polytechnic Institute を訪問したとき、J. M. Greenberg は講堂のような大きい部屋の中に粒子模型を吊してマイクロ波散乱の実験をしていた。くわしいことは彼の解説 (文献 (1) の中にある) を参照して頂きたい。

一方、組成については Table 1 に掲げた元素の存在比が一つの目安になる。固体微粒子がありふれた存在であるならば、それを構成する元素もありふれたものでなければならない。最も多く存在する水素は単独では固体になりにくい。つぎに多い He はなおのことである。そこでそのつぎに多い C, N, O に目をつける。H が多いことから、 CH_4 , NH_3 , H_2O がすぐに思いつく安定分子である。これらの混合物が低温で固体になったものを想像すると、一つのモデルができる。もちろん他の物質が不純物としてまじっている可能性もある。このようなモデルはよごれた氷 (dirty ice) とよばれている。また、C, N, O のなかでは、炭素だけが単独で安定した固体になる。グラファイトやダイヤモンドである。星のなかには、Table 1 に示す平均値より大きい割合で C を大気中にもつ炭素星とよばれるものが存在する。このような大気の中ではグラファイト粒子が作られてもおかしくない。そのようなものが星間空間にまき散らされるというのも一つの考え方である。グラファイトの表面に氷の層がついたものとも考える人も多い。観測事実のあるものは、グラファイトよりもダイヤモンドとしたほうがよく説明できると主張する人もある。また金属粒子の存在 (鉄隕石からの類推) や、固体粒子というよりむしろ大型分子を考えることもある。大型分子としては共役二重結合をたくさんもっていて、分子全体をかなり自由に走りまわられる電子が存在するものを想像する。こうすると可視光をほどほどに吸収する可能性が出てくる。このモ

デルは提案者の名をとって Platt 粒子とよばれるが¹²⁾、筆者が直接聞いたところでは、彼もそのようなものが星間微粒子のすべてだと主張しているのではない。そういうものも含まれているかもしれないという程度の話のようであった。

2.3 電波観測 (水素原子)

すでにたびたび話の中にでてきたように、水素原子はほぼ 21 cm の波長の線スペクトルを電波領域にもっている。これは基底 (1s) 状態にある水素原子において、原子核つまり陽子と、まわりをまわる電子のスピンが平行か反平行かで生じる超微細構造の準位間の遷移で、振動数にして 1420.406 MHz、波長 21.11 cm、エネルギーにしておよそ 5.9×10^{-6} eV になる。自然放出の確率は $2.868 \times 10^{-15} \text{ sec}^{-1}$ 、つまり寿命にして 1.1×10^7 年くらいになる。エネルギー間隔が小さいことから、水素原子同士の衝突で容易に励起・脱励起が起こり、ほぼ Boltzmann 分布になっていると思われる。

一般に単位時間、単位面積、単位立体角、単位振動数区間あたりの光のエネルギーの flux を I_ν と書くと、一つの直線上を進むときの I_ν の変化は

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\kappa_\nu I_\nu + j_\nu \quad (7)$$

の形の式を解いて求めなければならない。 κ_ν は吸収係数で、負の吸収つまり誘発放出を含んでおり、 j_ν は自発放出の係数である。場所場所で温度 T が定義できれば

$$j_\nu = \kappa_\nu B_\nu(T), \quad (8)$$

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (9)$$

である。 (h, c, k) はいつもの記号)。いま一つの星間雲があり、簡単のためその中では温度 T が一定であるとしよう。(7) の解は

$$I_\nu = I_{\nu 0} e^{-\tau_\nu} + B_\nu(T) \{1 - e^{-\tau_\nu}\} \quad (10)$$

となる。 $I_{\nu 0}$ は雲の背後にある物質からの光の flux であり、 $\tau_\nu = \int \kappa_\nu ds$ は視線が雲の中を通る部分についての積分でいわゆる光学的深さ (optical depth) である。さて観測された I_ν から

$$I_\nu (\text{観測値}) = B_\nu(T_b) \quad (11)$$

によって輝度温度 (brightness temperature) が定義される。電波領域では $h\nu/kT \ll 1$ なので Planck 関数 $B_\nu(T)$ は簡単化され

$$I_\nu = \frac{2\nu^2 k T_b}{c^2} \quad (12)$$

以上の式から

$$T_b = T_{b0} e^{-\tau_\nu} + T(1 - e^{-\tau_\nu}). \quad (13)$$

もしも雲の光学的深さが大きくて $\tau_\nu \gg 1$ なら、観測された T_b はそのまま雲の T を与え、逆に $\tau_\nu \ll 1$ なら

$$T_b = T_{b0} + (T - T_{b0})\tau_\nu \quad (14)$$

で、とくに $T < T_{b0}$ では吸収スペクトルが見られる。 $\tau_\nu \gg 1$ でも、それが温度の違ったいくつもの雲の重なったものであれば、何らかの平均的な温度 (たとえばある条件下では調平均温度になる) を得ることになる。

$\tau_\nu \gg 1$ の方向の観測からきめた T が他の場所の温度としても近似的に使えるものとしよう。すると背景に強い電波源をもたず、しかも雲の光学的深さが小さい方向では、(14) から $T_b \approx T_{b0}$ であるので、その方向の τ_ν 、したがって視線方向で水素原子の数密度 n_H を積分した量

$$N_H = \int n_H ds \quad (15)$$

が推定できる。ここで銀河系回転に関する知識を利用する。銀河系はその中心のまわりに回転しているが、剛体的な回転ではなくて中心からの距離に応じて回転角速度が違い、内側ほど角速度が大きい、太陽近傍 (中心から約 10 kpc) でいえば、毎秒 250 km もの大きな速度で円運動をしている。このようなことは、距離の推定ができる限りでの星の運動からかなりわかっているの、天球上のある方向を見通したときに、どの距離にある物質はわれわれに對しどうゆう視線速度をもつかが予想できる。もちろん、前にも述べたように星間雲は random motion もしているが、その平均速度よりはるかに大きい視線速度が銀河回転から得られるので、これを利用すれば大よその位置がわかることになる。このようにして 21 cm スペクトル線のドップラー効果は銀河系内の地図 (場所場所の気体密度の図) を作るのに役立つことになった。電波天文学以前に星の観測からも言われていたことではあるが、電波が大層遠くまで見通せることも加わって、銀河系の大部分の領域について渦状 (またはほぼ同心円的) 腕構造の存在が確認された。Fig. 5 には銀河面内で (銀緯 $= 0^\circ$ 、つまり天の川の中心に沿って) いくつかの銀径方向を見たときに得られた 21 cm スペクトルのプロファイルを示してある。横軸は振動数のかわりに視線速度^{注5)}をとっており、縦軸には観測された輝度温度を示してある。

この図を見ても、最も大きい T_b は 100 K 程度になっている。これらの方向では $\tau_\nu \gg 1$ であるとあると考え

Fig. 5. 観測された 21 cm 電波のプロファイルの例。
[銀緯 0°, 銀経 10-90°, Burton (1970) による。]

ると、H I 領域の平均的な温度は 100 K 程度ということになる。しかしこれはあくまでも平均的なものであって、すべての雲が一様にこの付近の値をもつことは断言できない。現に、H I 領域でもごく稀薄なところは 1,000 度くらいの温度になっているといわれ、雲と呼ばれるようなところでも 100 K をこえる領域や、ずっと低温の領域があるらしいことがわかってきている。21 cm 電波の放出を観測するときは温度が高めの場所に重点をおいて見ていることになり、吸収スペクトルを観測するときは、特に低温のところに注目しているので、両者から得られた温度には一般にかなりの開きがある。

たとえば吸収スペクトルの場合、振動数の関数としての吸収のプロファイルを、ガウス誤差関数の重ね合わせとして成分に分解し、一つ一つの成分が雲に相当するものと見る。これらの雲の中で乱流が少ないとすれば、分解された吸収線の幅から温度が推定できる。このようにして求めた温度は 20~40 K 程度のこともしばしばあり、H I 領域の温度が一様に 100 K ではないことを示している^{13), 14)}。

さきに §2.1 で雲の大きさは平均 10 pc くらいだと述べた。Fig. 5 のように銀河面内で見通した 21 cm の電波観測では、多数の雲が重なってしまい、一つ一つの雲の大きさなどはわからない。雲の大きさを見るには視線上の雲の数の少ない方向、つまり銀緯の高い方向を見るのがよい。このような観測研究は、まず Takakubo, van Woerden ら¹⁵⁾ によって行なわれた。上記の吸収の場合と同様、観測されたプロファイルをガウス誤差関数の重ね合わせとして分解し、雲の大きさ等についての知見を導いた。さらに、Heiles¹⁶⁾ は、分解能のよい 300 ft の電波望遠鏡を用い、天球上の狭い領域をくわしく調べあげる研究を行なった。すなわち、接近した多数の方向で観測を行なってこの領域全体にわたっての詳細な地図を描こうという試みである。その結果わかったことを要約すれば、まず全領域にわたって変化のゆるやかな水素気体の分布があり、それに重なって密度の高い領域が認められる。密度の高いところは二つのシート状になっている。それぞれのシートには裂目がある。実は、はっきりした裂目が見えることから、視線方向の厚みがあるまいものと考え、シート状と断定したものである。各シート内でさらに密度のむらがあるが、大きなスケールで密度が高くなっているものを Heiles は concentration と呼んでいる。これは半径 10~40 pc、質量 $10^3 \sim 10^4 M_\odot$ 、密度は 1~8 atoms/cm³ 程度である。これら concentration はたがいに無関係でなく、何か弱い関係で結びついているように見える。concentration の小さいもののなかには、従来「標準的」と考えられてきた程度の雲が集団を作ったものもある。さらに規模の小さい密度の高まりは cloudlet と呼ばれ、その種のものはおびただしい数にのぼる。その半径は 1.5~5 pc、質量は 1~25 $M_\odot$ 、密度は 1~3 atoms/cm³ 程度である。これは低温の部分がまわりの圧力をうけ圧縮されて圧力平衡になったものか、または乱流によるむらであろう。さらに小さいものに固体微粒子をたくさん含んでいると思われる dust cloud がある。これは可視部でそれとわかるものである。ところが、明らかに高密度であると思われるのに、21 cm 電波の強度はとくに強くない。ふつうは、星の光の減光から推定される固体粒子の量と 21 cm 強度とは比例して増減する。上記の dust cloud でそうっていないのは、多分 H が大部分 H₂ になってしまったのであろう。そのくらいに密度の高いところは、多分まわりからの圧力によってでなく、自分で重力によりまとまっているものと考えられ、このような領域では将来星が誕生する可能性がある。

H I 領域は主成分 H 原子が中性の場所として定義さ

れたものであるが、この領域の電離度が0というわけではない、エネルギー 13.6 eV 以下 (波長 911.7 Å 以上) の光は主成分 H, He によってはほとんど吸収されない、H I 領域内にも深く透過できる。ところが、C, Mg, Si, Fe などの原子の電離エネルギーは 13.6 eV 以下であるため、透過する光によって容易に電離され、濃い雲の中を除けばこれら原子はいつも電離状態にある (電子と再結合してイオンから中性に戻るがすぐまた電離される) と考えられる。Table 1 に示した存在比を用いると、水素原子 1 個につき 3×10^{-4} 個程度の自由電子が存在することになる。

このほか宇宙線粒子やX線など透過力の強い放射線があつて主成分の H, He も若干電離されている。このことは以前から予想されていたことであるが、最近水素原子の再結合線 (recombination line, くわしくは §3.2 参照) が H I 領域で見つかり、H 原子の電離が確認された。H のうちどれだけが電離しているかは場所によって異なり、やや濃い雲の中で 2.5×10^{-4} くらいの割合が報告されているのに対し¹⁷⁾、雲の外の稀薄な H I 領域では 10% をこえる電離も報告されている¹⁸⁾。

2.4 電波観測 (分子)

10 年前まで星間空間にある分子といったら可視部で見られる CH, CH⁺, CN しか確認されていなかった。あと H₂ が多分あると考えられていたが、何分にも稀薄な気体の話なので原子から分子を作る能率は極めて悪く、紫外線・宇宙線などによる破壊に追いついていけないだろうと思われていた。1963 年に第 4 の分子 OH が波長 18

cm の電波領域で見つかった。OH の基底状態は $^2\Pi_{3/2}$, $J=3/2$ でよく知られた A doubling を起こしている。それがさらに超微細構造 (全角運動量 $F=1, 2$) で Fig. 6 に示すように 4 つの準位に分れ、矢印で示した 4 つの遷移を可能にしている。

最初 Cas A (カシオペア座にある電波源) の方向で見つかった OH の吸収では、1665, 1667 MHz の強度比が理論的に予想される通りのものであつた。また同じ方向の 21 cm 水素スペクトル線と同じドップラー効果を示し、推定された存在比も $n_{\text{OH}}/n_{\text{H}} = 10^{-5} \sim 10^{-7}$ で、CH 等でわかっていた分子の存在量とくらべて異常なものではなかった。ところがつづいて Sgr A (射手座の電波源) で見つかった吸収では、予想された強度比 1:5:9:1 のかわりに 1:2.2:2.7:1 となったのをはじめ、その後発見れた発光スペクトルでは強度の順序さえ変って 1665 MHz の方が 1667 MHz より強い例もあり、はじめは OH ではないとしてミステリウムという名までつけられた。OH 源はしばしば極めて小さく、1 天文単位 (地球の公転軌道半径) くらいと思われるものもあり、それにもかかわらず電波放出強度は極めて大きくて熱的に励起されたものとしては到底理解できない。また、しばしば 100% に近い直線偏光または円偏光をしている。さらに数週間のうちにスペクトルのプロファイルが変るのが認められるなど、つぎつぎに異常現象が見つかって大きな話題となった。

これら発光スペクトルの異常はレーザー作用によるものと考えられているが、どのようなメカニズムで上の準位への pumping が行なわれているかについてはまだ確立された説はない¹⁹⁾。OH の発光スペクトルを出す電波源は、しばしばつぎのように分類される。class I の源では、1665, 1667 MHz のいずれか一方 (通常 1665 MHz) または両方が強く、他の二つの線は弱いかまったく見られない。この種の OH は H II 領域の近くに見え、視線速度からも H II 領域の近くにあることが推定される。典型的なスペクトルのプロファイルは、2 kHz くらいの狭い多数のピークから成り、高度の偏光を示す。4 つのスペクトル線それぞれがまったく違ったプロファイルを示す。class IIa の源は非熱的な電波源 (Cas A など) と結びついており、1720 MHz の線を最も強く出す。他の三つの線は通常吸収線となり、とくに 1612 MHz が強い。発光スペクトルは弱い直線偏光または円偏光を示す。class IIb は 1612 MHz を最も強く放出し、位置の上では赤外線源と結びついている。電波放出は極めて強く、偏りは少ない。特徴はプロファイルが二つの速度領域に分れていることで、OH 源が膨張、収縮、

Fig. 6. OH のエネルギー準位

Table 5. 電波領域で観測された星間分子のスペクトル

分 子	遷移の型*	遷 移	振動数 (MHz)	E, A*
O ¹⁶ H (hydroxyl)	A	${}^2\Pi_{3/2}$ $J=\frac{3}{2} \left\{ \begin{array}{l} F=1 \rightarrow 2 \\ 1 \rightarrow 1 \\ 2 \rightarrow 2 \\ 2 \rightarrow 1 \end{array} \right.$	1612.23	E† A
			1665.45	E† A
			1667.36	E† A
			1720.53	E† A
			6030.74	E†
			6035.09	E†
			13441.37	E†
		${}^2\Pi_{1/2}$ $J=\frac{1}{2} \left\{ \begin{array}{l} F=1 \rightarrow 1 \\ 0 \rightarrow 1 \\ 1 \rightarrow 0 \end{array} \right.$	4750.66	E
			4660.24	E
			4765.56	E
O ¹⁶ H	A	$J=\frac{5}{2}, F=2 \rightarrow 2$	8135.87	E
		$J=\frac{7}{2}, F=4 \rightarrow 4$		
CN (cyanide)	R	$(J, F) = \left(1, \frac{5}{2}\right) \rightarrow \left(0, \frac{3}{2}\right)$	1134.92	E
		$\left(1, \frac{3}{2}\right) \rightarrow \left(0, \frac{3}{2}\right)$	1135.01	E
C ¹² O ¹⁶ (carbon monoxide)	R	$J=1 \rightarrow 0$	11527.12	E
C ¹⁸ O ¹⁶	R	$J=1 \rightarrow 0$	11020.14	E
C ¹² O ¹⁸	R	$J=1 \rightarrow 0$	10978.22	E
CS (carbon monoxide)	R	$J=3 \rightarrow 2$	146969.16	E
SiO (silicon monoxide)	R	$J=2 \rightarrow 1$	86847.	E
		$3 \rightarrow 2$	1302684.	E
H ₂ O (water vapor)	R	$J_{K-1, K_1} = 6_{16} \rightarrow 5_{23}$	22235.22	E†
H ₂ S (hydrogen sulphide)	R	$J_{K-1, K_1} = 1_{10} \rightarrow 1_{01}$	1687862.8	E
HC ¹² N ¹⁴ (hydrogen cyanide)	R	$J=1 \rightarrow 0 \left\{ \begin{array}{l} F=1 \rightarrow 1 \\ 2 \rightarrow 1 \\ 0 \rightarrow 1 \end{array} \right.$	88630.42	E
			88631.85	E
			88633.94	E
		$J=1 \rightarrow 0 \left\{ \begin{array}{l} F=1 \rightarrow 1 \\ 2 \rightarrow 1 \\ 0 \rightarrow 1 \end{array} \right.$	86338.75	E
			86340.05	E
			86342.16	E
HC ¹³ N ¹⁴	R			
HNC (hydrogen isocyanide)	R	$J=1 \rightarrow 0$	90665.	E
OCS (carbonyl sulphide)	R	$J=9 \rightarrow 8$	109462.8	E
NH ₃ (ammonia)	ID	$(J, K) = (1, 1)$	23694.49	E
		(2, 2)	23722.63	E
		(3, 3)	23870.13	E
		(4, 4)	24139.41	E
		(6, 6)	25056.02	E
		(2, 1)	23098.78	E
		(3, 2)	22834.17	E

$\text{H}_2\text{C}^{12}\text{O}^{16}$ (formaldehyde)	R	$J_{K-1} K_1 = 1_{11} \longrightarrow 1_{10}$	4829.66	A† E
		$2_{12} \longrightarrow 2_{11}$	14488.65	A
		$3_{13} \longrightarrow 3_{12}$	28974.85	A
		$2_{12} \longrightarrow 1_{11}$	140839.3	E
		$2_{02} \longrightarrow 1_{01}$	145603.0	E
		$2_{11} \longrightarrow 1_{10}$	150498.4	E
$\text{H}_2\text{C}^{13}\text{O}^{16}$	R	$1_{11} \longrightarrow 1_{10}$	4593.09	A
$\text{H}_2\text{C}^{12}\text{O}^{18}$	R	$1_{11} \longrightarrow 1_{10}$	4388.80	A
H_2CS (thioformaldehyde)	R	$J_{K-1} K_1 = 2_{12} \longrightarrow 2_{11}$	3139.38	A
HNCO (isocyanic acid)	R	$J_{K-1} K_1 = 1_{01} \longrightarrow 0_{00}$	21981.7	E
		$4_{03} \longrightarrow 3_{03}$	87925.24	E
HCOOH (formic acid)	R	$J_{K-1} K_1 = 1_{10} \longrightarrow 1_{11}$	1638.81	E
HC_3N (cyanoacetylene)	R	$J=1 \longrightarrow 0 \left\{ \begin{array}{l} F=1 \longrightarrow 1 \\ 1 \longrightarrow 0 \end{array} \right.$	9097.09	E
			9100.32	E
CH_2NH (formaldimine)	R	$J_{K-1} K_1 = 1_{11} \longrightarrow 1_{11}$	5289.84	E
			5290.78	E
CH_2CO (ketene)		詳 報 未 発 表		
CH_3OH (methyl alcohol)	R	$J_{K-1} K_1 = 1_{10} \longrightarrow 1_{11}$	834.30	E
	R	$(J, K) = (4, 2) \longrightarrow (4, 1)$	24933.47	E
		$(5, 2) \longrightarrow (5, 1)$	24959.08	E
		$(6, 2) \longrightarrow (6, 1)$	25018.14	E
		$(7, 2) \longrightarrow (7, 1)$	2512488	E
		$(8, 2) \longrightarrow (8, 1)$	25294.41	E
CH_3CN (methyl cyanide)	R	$(J, K) = (6, 5) \longrightarrow (5, 5)$	110330.7	E
		$(6, 4) \longrightarrow (5, 4)$	110349.7	E
		$(6, 3) \longrightarrow (5, 3)$	110364.5	E
		$(6, 2) \longrightarrow (5, 2)$	110375.0	E
		$(6, 1) \longrightarrow (5, 1)$	110381.4	E
		$(6, 0) \longrightarrow (5, 0)$	110383.5	E
NH_2HCO (formanide)	R	$J_{K-1} K_1 = 2_{11} \longrightarrow 2_{12} \left\{ \begin{array}{l} F=2 \longrightarrow 2 \\ 3 \longrightarrow 3 \\ 1 \longrightarrow 1 \end{array} \right.$	4617.12	E
			4618.97	E
			4619.99	E
$\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$ (methylacetylene)	R	$(J, K) = (5, 0) \longrightarrow (4, 0)$	85457.29	E
CH_3HCO (acetaldehyde)	R	$J_{K-1} K_1 = 1_{11} \longrightarrow 1_{10}$	1065.08	E
			3195.11	E
“X-ogen” 1 (U 89.2***)		?	89189.0	E
“X-ogen” 2 (U 90.7)		?	90663.9	E
U 169.3		?	169.3×10^3	E

* A は A doublet, R は rotational, ID は inversion doublet

** E は emission, A は absorption, E† はレーザー作用があると思われる emission, A† は antimaser 作用があると思われる吸収.

*** U は unidentified.

(なお質量数を書いていない原子は最も多量にある同位体を意味する)

または回転しているためと考えられる。1665, 1667 MHz は通常弱く, 1720 MHz では放出も吸収もない。なお最近になって暗黒星雲でも OH の非熱的電波が見つっているが, ここでは 1665, 1667 MHz がほぼ熱的励起と見られるのに反して 1720 MHz が異常に強く, 1612 MHz は逆にごく弱い。これは赤外線による pumping として理解できるとのことである²⁰⁾。

さて, 1968 年に最初の多原子分子 NH_3 が星間空間で見つかったのをはじめとして, 過去4年ほどの間につづけざまに多数の分子が発見され, その中には相当複雑な分子もあって天文学者・物理学者のほかに化学者の強い興味の対象となってきた。Table 5 にいままで電波で見つかった分子のスペクトルを掲げる。

このような分子の同定は, 通常少なくとも2本のスペクトル線を観測することによって行なわれる, 1本だけだとドップラー効果が大いこともあって判定が困難なことが多い。2本以上という場合, 同じ分子の異った回転スペクトル線(観測されたものの大部分が回転スペクトルである)を見ることもあり, 一つのスペクトル線の超微細構造を見ることもあり, また同じ回転スペクトル線で分子の一つの原子を他のアイソトープでおきかえたものの線を見ることもある。同一方向で数種類の分子が見えらるとき, 既知の分子と同じ場所にあるとしてドップラー効果の補正をして静止系での値にしたとき, 実験室で既知の値と極めてよく一致すれば, 1本のスペクトル線からでも同定される場合がある。Table 5 に掲げたもののほかにも多数の分子があるものと予想され, NH , NH_2 , SH , NO , SN , SO , SO_2 , H_2O_2 などや, もっと複雑な分子まで, ありそうな分子が探しつづけられている。

星間分子については最近いくつかの解説が書かれているので²¹⁾, 詳細な記述はやめることにしたい。ただ, 存在量について Table 5 に示さなかったので若干補足すれば, OH, CO, H_2CO などは多くの雲で見つかったのに対し, 複雑な分子の大部分は, 銀河中心方向の Sgr B 領域またはオリオン星雲方向でだけ見つけれられている。ほかの場所にもあるが数が少なく見られないのか, これら特殊の場所だけが複雑な分子の生れる環境を形成しているのかは, 今後の観測によってきめられる。少なくとも相当密度の高い雲の中でないと大きな分子が作られたり, または長時間こわれなくて生きのびることは難しいであろう。複雑な分子が見つかった上記の場所での分子の相対存在を大まかな数にすれば²²⁾, $n_{\text{OH}}/n_{\text{O}} \sim 10^{-8}$, $n_{\text{HCN}}/n_{\text{CN}} \geq 1$ (多分, $10 \sim 100$), $n_{\text{H}_2\text{CO}}/n_{\text{CO}} \sim 10^{-4}$, $n_{\text{CO}}/n_{\text{CN}} \sim 10^4$, $n_{\text{CO}}/n_{\text{C}} \sim 1$; $n_{\text{NH}_3}/n_{\text{H}_2} \sim 10^{-7}$, また

複雑な分子は H_2 の $10^{-7} \sim 10^{-8}$ 倍くらいである。 H_2 は直接観測されていないが, 気体の主成分と考えられ, 衝突で他の分子を励起し発光スペクトルを生じさせることなどから大よその密度が推定される。

星間分子研究の意義を思いつくままに列挙するとつぎのようになる。

(1) 遠方の星間気体の密度分布や運動についての情報を得るための probe として分子が使える。すでに OH の 18 cm 電波は水素原子の 21 cm 電波と並んで広く星間雲の構造や温度の推定に用いられている。また光では見えない銀河系の中心部の構造も, 分子のスペクトル線を利用して明らかにされつつある。電波が光にくらべて星間減光を受けないという長所をもっているのが買われているのであるが, その反面電波では角度の分解能が光にくらべて悪いという弱点もある。この点は将来望遠鏡の大型化などにより改善されるであろう。

(2) 分子のスペクトルから, 大きな規模での気体の構造だけでなく分子のおかれている環境についての情報(密度, 温度, また紫外線等がどの位はいり込んでいるかなど)についても有用な手がかりが得られる。

(3) 宇宙物質の組成についてのデータが得られる。とくに同位元素の存在比を求めるのに使われる。たとえば, O^{16}H と O^{18}H , $\text{C}^{12}\text{O}^{16}$ と $\text{C}^{12}\text{O}^{18}$ などから O^{16} と O^{18} の存在比を求めることができる。得られた値は地上で知られている値に近いこともあり, また著しくかけ離れた場合もある。

(4) 実験室内で観測しにくい遷移が見つかることがあり, 分光学的に有用なデータが得られる。

(5) 分子はしばしば異常なふるまいを示し, 興味ある研究対象を提供してくれる。前に述べた OH のレーザー作用や著しい偏光などがそれである。レーザー作用と思われるものは他の分子でもいくつか見出されているが, 中でも H_2O で顕著である。また逆に H_2CO では逆レーザーと呼ばれる現象が見つっている。これは背後に何らの光源が見られない場所で吸収スペクトルが見つかったもので, 宇宙に充満する 2.7 K の黒体放射を吸収しているものと解釈されている。つまりこの分子の回転励起温度が 2.7 K 以下という異常な低さになっていることを意味し, その説明も若干考えられているが²³⁾, まだ満足なものとはいえない。吸収されている光が黒体放射のスペクトル分布からはずれているためという可能性もある。

(6) 分子の存在自体が予想外のことで, 分子がどこでどのようにして作られ, 観測できるほどの数になっているのかは大きいに興味のある問題である。(次節でこの点

についてもう少し述べる)。

(7) H_2O , HCN , NH_3 , H_2CO 等が発見され、これらが生物体の素材と考えられることから、星間空間にも生命発生の可能性があるのではないかという話が出てきた。しかし星間物質が低密度であることから考えて、その可能性は実際上問題にならないほど小さいであろう。ただし、こういう分子が予想外にできていることからみて、条件さえととのえば生命も思ったより発生しやすいのかもしれない。

また太陽系ができたの頃どういう分子がまず作られたかを考えた上で有用なヒントを与えてくれるであろう。星間分子と彗星のスペクトルの中で見られる分子の組成の間に類似したところが見られるのも示唆的である²⁴⁾。

星間分子の研究は天文学者、物理学者のみならず化学者の協力を不可欠のものにしており、差当っては、ありそうな分子のマイクロ波スペクトルの実験室内での測定、つづいては固体微粒子上の化学反応のメカニズムなど多くの問題が待ちかまえている。

2.5 H I 領域の理論的研究

H I 領域の理論研究のうち、原子分子に関係の深い話題を二、三とりあげて紹介してみたい。まず星間分子の生成について述べよう。分子の形成過程としては：

(a) 気相中の 2 原子衝突によって生じる。

(b) 星間空間にある固体微粒子の表面反応で作られる。

(c) 雲の衝突で衝撃波ができるなどして高温になり固体粒子の一部分が気化したり、宇宙線があたって固体表面の分子がはねとばされたりしてできる。

(d) 星の大気で分子が作られ、それがまわりの空間にまきちらされるなどの可能性が考えられる。

星や濃い雲から離れたところにある並の星間雲で見られる分子は、その雲の中で作られたと考えるほかない。光学的に見出された CH , CH^+ の数がいずれも H 原子の 10^{-8} くらいであることを説明するために、Bates と Spitzer²⁵⁾ は光の放出を伴う再結合

を考え、定常状態を仮定して星間空間での n_{CH} , n_{CH^+} を求めた。しかし計算された分子数密度は観測値を説明するには不十分であったので、ほかの分子形成過程、たとえば固体微粒子の表面での反応が重要ではないかと考えた。ごく最近になって、predissociation の逆過程を経由することによって分子形成が促進される場合があるこ

とがわかったが²⁶⁾、それにしても OH 形成の場合温度 20 K 以上で $1 \sim 3 \times 10^{-20} \text{ cm}^3/\text{sec}$ という小さい速度定数で、観測値の説明にはまだ少し足りない。それに、 H_2 のように光の放出では作られない分子もあり、やはり固体表面での反応が重要な寄与をするものと思われる。気相反応では (16) のほかに三体衝突

および負イオンを経由する過程

が考えられるが、(17) は速度定数が $10^{-32} \sim 10^{-30} \text{ cm}^6/\text{sec}$ の程度なので分子数密度が $10^{10}/\text{cm}^3$ くらいではまだ足りない。また (18) では電子 e の付着過程のおそいのが障害になっている。 $(e + \text{H} \rightarrow \text{H}^-)$ で $7 \times 10^{-19} \text{ T}$, $(e + \text{O} \rightarrow \text{O}^-)$ で $1.5 \times 10^{-15} \text{ cm}^3/\text{sec}$ の程度。)

固体表面上での H_2 の生成については、固体が低温であり ($\sim 10 \text{ K}$)、それと衝突した H 原子が高い確率で表面に吸着され、あとからくる他の H 原子と表面で結合して容易に H_2 になると考えられ、これで分子がどんどん (いっても固体微粒子が小さく数も少ないので天文学的な時間のスケールで見て速いということであるが) 作られると思われていた。ところが Knaap ら²⁷⁾ が固体を氷とみてその表面への H 原子の物理的吸着を調べた結果 H 原子が軽いために 0 点エネルギーが大きく、結合エネルギーが小さくなり、低温でも無視できないはやさで表面から逃げて分子形成に到らないと結論した。ふつう考えているより粒子温度が低ければよいが、低すぎるとこんどはできた H_2 が気相へ戻れなくなってしまふ。そこで Stecher と Williams²⁸⁾ は粒子をグラファイトとしその周縁への化学的吸着を考えた。グラファイトを で表わして

のような移動反応で分子ができるとしたが、そうすると低温では反応が進行せず、星間雲が雲同士の衝突などで加熱されたときだけしか分子ができないことになる。

Hollenbach, Salpeter たち²⁹⁾ は、固体表面は一般にきれいな格子になっているとは限らず、欠陥もあろうし、不純物もあると考え、吸着された H 原子は表面を移動していった、そのような欠陥や不純物付近のポテンシャルエネルギーの低いところにつかまって長く逃げ出さないでいるとして H_2 の形成を論じた。H 原子でうまくいくようならば、他の重い原子はもちろんよく吸着され

て表面で分子を作るであろう。Watson と Salpeter³⁰⁾ はそのように考えて星間分子の形成を論じた。重い分子は H_2 のようにはすぐに気相中にとび出せないが、これらは雲の中にも若干はいり込む紫外線によって固体表面から解放されるものとしている。彼らはこの考えで濃い雲の中で観測された分子の組成を説明できそうだとしている。

しかし Table 5 に示したような多種多様の分子が果して作られるかどうか、とくに低温の雲で作られるとすると炭素が CH_4 でなく大部分 CO になっているように見えるのが説明できないとして、数千度の星（原始星または低温星）の大気で作られて外へ放出されているとするほうが説得力があるとする考えもある²⁴⁾。このような高温気体では CH_4 などは分解してしまい結合エネルギーの大きい CO が生き残るからである。

いずれにしても、このようにして作られた分子は、濃い雲の中に保護されているのでない限り、紫外線による解離の危険にさらされる。 $H\ I$ 領域にもはいり込み、分子の解離に大きく寄与する $1000\sim 2000\text{ \AA}$ あたりの紫外線がふつうの星間空間にどのくらいあるかについては、明るい星の数密度、星のモデルにもとづく計算もあるが、現在よく用いられているのはロケット観測をもとに Habing³¹⁾ が推定した値である。それによると、この波長範囲ではほぼ $4.0\times 10^{-18}\text{ ergs/cm}^2\text{ \AA}$ である。Stiefra³²⁾ はこの値を用い、雲の外での H_2CO , NH_3 , H_2O , CH_4 , CO の寿命を計算した。 CO では quantum yield がわかっていないので正確ではないが $10^2\sim 10^3$ 年と推定され、ほかの分子はいずれも 100 年以内にこわれてしまうことがわかった。濃い雲の中へはいれば寿命はほんのびる。

分子の話は一応この辺で打ち切り、つぎに星間 $H\ I$ 雲の温度について考えてみよう。「標準的」な雲の温度が 100 K の程度であることを説明するためには、どのような加熱・冷却機構を必要とするかについて多くの論文が書かれてきた³³⁾。主な加熱過程を列挙すると：

(a) 星の光 $H\ I$ 領域にはいつてくる紫外線により、 C など電離エネルギーが 13.6 eV 以下の原子が電離される。そのとき放出される光電子のエネルギーが加熱にきく。この効率は光の量よりもむしろ $C^+ + e \rightarrow C + h\nu$ 等で中性原子ができる頻度できまると考えられる。

(b) 雲同士の衝突が完全非弾性だとするとその際気体は数千度に加熱される。これがつぎの衝突までの $10^6\sim 10^7$ 年の間に冷える。ある瞬間の銀河系の中にはさまざまな冷却段階の雲があってそのある種の平均が 100 K であると考え。ただし雲の中に磁場があると非弾性の度分は

Fig. 7. 衝撃波による星間雲の加熱、[衝撃波面に平行な磁場の強さ B (ガウス) をかえたとき、衝撃波通過直後の雲の温度。実線は初期条件: $n_H = 10\text{ cm}^{-3}$, $T = 100\text{ K}$, 破線は $n_H = 100\text{ cm}^{-3}$, $T = 50\text{ K}$ の場合.]

へる。Field たち³⁴⁾ は一次元の衝撃波による加熱の際、波面に平行な磁場があるとき加熱がどの程度おさえられるかを計算した。この方式での計算例を Fig. 7 に示す。

衝突による雲全体の変形・圧縮等については Zimmerman³⁵⁾, Stone³⁶⁾ などが考えている。

(c) 宇宙線 地球近傍で観測される宇宙線の強度は星間気体の加熱の主な原因と考えるには小さすぎると思われてきたが、十数年前から太陽系外での宇宙線強度、とくに低エネルギー部分のスペクトルが地球近傍での値よりずっと大きい可能性があることがわかってきた。太陽風の影響で低エネルギー荷電粒子は太陽系内部にはいりこめないのである。そこで星間雲の加熱の重要な源として宇宙線が考えられるようになってきた^{37), 38)}。

(d) X線 一方、太陽系の外へ出ても宇宙線がそれほど強くなるはずはないと批判的な人々もいる。それにかわるエネルギー源としてX線が挙げられている³⁹⁾。宇宙空間にあるX線はロケットや人工衛星によって観測されているが、X線星と呼ばれる一群の天体からくる強いX線のほかに、全天どの方向からもやってくる diffuse X ray とよばれる成分があり、全方向で積分すると後者の寄与のほうが大きい。

以上のほか、熱伝導で雲の外の高温度気体から熱をもらう可能性や、雲の中の乱流のエネルギーを熱にかえることも考えられるが、前者はあまり重要とは思われないし

後者については雲の中の乱流の実態がわかっていないので本気で計算された例はないようである。

つぎに冷却に目を移すと、伝導や対流は問題にならず、光の放出が主たる冷却過程となる。H I 雲は 100 K 程度の低温にあるので、その程度の低温気体中の原子衝突でも十分に励起される低いエネルギー単位を利用して光を放出しなければならない。考えられるものとしては

(a) C^+ , O, Si^+ , Fe^+ などの微細構造準位 (たとえば C^+ イオンの基底状態は $2p^2\ ^2P_{1/2}$ で、その 0.00793 eV 上に $^2P_{3/2}$ 状態があって低エネルギー衝突でも励起される)。

(b) 分子の回転励起準位。

(c) 温度が少し高いところでは分子の振動励起準位などがあり、これらの励起をひき起こす衝突の相手としては最もたくさんある粒子である H 原子 (濃い雲の中では H_2 分子)、および、数は少ないが速度が大きいために大きな励起確率をもつ電子が重要である。なお (b) (c) の分子としては従来 H_2 だけが考えられてきたが、濃い雲の中ではほかの分子も考慮する必要があるだろう。

これら衝突による励起の有効断面積については実験データがほとんどなく、もっぱら理論的に計算された値が用いられている。筆者にとっては星間物質の話題の中でも最も関心のある主題の一つであるが、長くなるので、また別の機会に紹介させて頂くことにしたい⁶⁾。

以上の加熱・冷却諸過程をいろいろに組合せて星間雲の平衡温度の議論ができるが、不確実な要素が多いため決定的なことは引き出しにくいのが現状である。ここでは応用例として Field たちの仕事⁴⁰⁾を簡単に紹介しよう。彼らは宇宙線による加熱を冷却諸過程と組合せて星

間 H I 気体の温度を原子数密度 n (H 原子の数の約 1.1 倍) の関数として近似計算した。 n がある値に達すると冷却の能率が急によくなるので、温度は Fig. 8 (a) に示すように急に降下する。この温度に粒子数密度 (自由電子が n_e 個あるときは $n+n_e$) をかけて圧力に相当する量にしたのが、Fig. 8 (b) である。

この図を見ると、考えている気体が周囲の圧力とつり合っているという条件で、一般には三つの n 値が出てくることがわかる。図の F, G, H の部分がそれである。このうち G の部分は密度が増せば圧力が下るという不安定な状態で過渡的には存在するかもしれないが、一応議論の対象からははずせる。残りは稀薄で高温の F 領域と密度が高くて低温の H 領域になり、後者が星間雲と考えられる^{注7)}。

3. H II 領域

H II 領域のうち最も目立つのは、比較的密度の高い星間雲の近くに明るい星があってその光で雲がよく電離して光り輝いているものである。このように光を放つ星間電離雲は発光星雲 (emission nebula) とよばれる。オリオン大星雲はその代表といえるだろう。他方、雲と雲の間の極めて稀薄な星間気体もしばしば電離して H II 領域になっている。昔は雲以外の領域はほとんどすべて電離していると思われていたが、前節でも述べたように最近では稀薄な H I 領域が存在することがわかってきた。稀薄な H II 領域のなかには絶えず星の光を受けて電離を保っているものもあるが、光がなくなっても低密度のため電子とイオンの再結合は極めてゆっくりしか起こらず、長らく H II 領域として存在しうるものである。(たとえば電子温度 $T_e = 10^4$ K の電離水素の再結合係数は

Fig. 8. 平衡状態にある H I 領域. (a) 原子数密度 n の関数としての温度. (b) 原子数密度の関数としての電子数密度 n_e と圧力 $(n+n_e)T$.

$\alpha \approx 5 \times 10^{-18} \text{ cm}^3/\text{sec}$ 程度であり、仮に 10 cm^3 に 1 対の割合で電子と陽子がある稀薄気体とすると、再結合に要する時間は 10^6 年の程度にもなる。) 超新星の爆発時の光で広範囲に作られた H II 領域が長く生きのびると考えて、稀薄な H II 領域の大部分が説明できると言われている⁴¹⁾。

これらのほか、特殊な H II 領域として超新星爆発の名残りの気体が光ってみえることがある。有名なかに星雲(牡牛座にある)や、白鳥座のループとよばれるものなどがそれである。前者ではいまなお中心星^{注8)}がエネルギーを放出しつつけているが、後者ではもう中心星は見当らず、ただ膨張していく球殻状の気体とその前面にある静止気体と衝突して衝撃波を作り、その加熱で光っているのだと解釈されている。

超新星ほどのはげしい爆発ではないが、ある種の星が進化のある時期で多量の物質を放出し、それが星の光を受けながら膨張をつづけていくときに、電離気体として光って見えることがある。星を中心として円環状に美しく光って見え、惑星状星雲(planetary nebula)と呼ばれる。成因や形などの点でふつうの発光星雲と違うが、原子分子素過程についてはほぼ同様に扱われる^{注9)}。

H II 領域は当然まず光学的観測によって研究されたが、最近では電波観測もさかんである。以下それらについて簡単に述べよう。

3.1 光学的観測

観測される光は線スペクトルと連続スペクトルとから成る。線スペクトルで顕著なものとしては $\text{H}\alpha$, $\text{H}\beta$ など水素のバルマー線や He , He^+ のスペクトルがある。これらは電子とイオンが再結合して励起状態が作られ、それから光を出しながら低いエネルギー状態へ移っていくときに出てくるものである。そのほかにもいろいろなスペクトル線が見えるが、とくに緑色の強い数本の線は地上の実験室ではわかっていなかったことから、nebulium という地上にない物質のスペクトルと考えられたこともあった。実はこれは O^+ , O^{++} , N^+ などのイオンの禁止遷移による光で、衝突による脱励起(de-excitation)があまり起こらない稀薄気体ではじめて強く放出されているということを 1927 年に I. S. Bowen が見出した。これらのほか

C^+ , Ne^{++} , Si^+ , S^+ , S^{++} , Ar^{++} , Fe^+ 等

のイオンの存在が観測されている。これらイオンの光は再結合によるよりはむしろ電子の衝突によるものと考えられる。H II 領域の温度は 10^4 K 程度あるので、数 eV のエネルギーをもつ電子も少くないから、低い励起状態

を励起することは容易である。

さて、これらスペクトル線のうち適当な 2 本の強度比を測定することによって電子密度 n_e や電子温度 T_e を推定することができる。話を簡単にするためイオンにはエネルギー、 E_1 , E_2 ($E_1 < E_2$) のただ二つの準位があるとしよう。単位体積あたりそれぞれの準位にあるイオンの数を n_1 , n_2 とすれば、定常状態では

$$n_2(q_{21}n_e + A_{21}) = n_1q_{12}n_e \quad (20)$$

が成立する。 q_{21} は 2 から 1 へ、 q_{12} は 1 から 2 へそれぞれ電子衝突で脱励起、励起される速度定数で、もちろん T_e の関数である。また A_{21} は光を自然放出する確率係数である。(20) から

$$n_2 = \frac{n_1 n_e q_{12}}{q_{12} n_e + A_{21}} \quad (21)$$

となり、これに $h\nu_{21}A_{21}$ をかけたもの ($h\nu_{21} = E_2 - E_1$) が単位体積あたり放出する光の強度 I_{21} である。個別つり合いの関係式

$$q_{12} = (\omega_2/\omega_1) \exp[-(E_2 - E_1)/kT_e] q_{21} \quad (22)$$

(ω_1 , ω_2 は各準位の縮退度、 k はボルツマン定数) を用いると結局

$$I_{21} = h\nu_{21}n_1n_e \frac{\omega_2}{\omega_1} \exp\left[-\frac{E_2 - E_1}{kT_e}\right] \frac{q_{21}A_{21}}{A_2 + q_{21}n_e} \quad (23)$$

となる。もし $A_{21} \ll q_{21}n_e$ なら I_{21} は n_e によらなくなり、逆に $A_{21} \gg q_{21}n_e$ なら A_{21} によらなくなることがわかる。禁止遷移では A_{21} が小さいので、 n_e がある程度大きくなると I_{21} は n_e によらなくなる。そこでそのような二つのスペクトル線の強度比はもっぱら T_e で定まることになり、観測された強度比から T_e が求められる。よく用いられる例は O^{++} の $I(^1\text{S} \rightarrow ^1\text{D}) / \{I(^1\text{D} \rightarrow ^3\text{P}_2) + I(^1\text{D} \rightarrow ^3\text{P}_1)\}$ である。(Fig. 9 参照)

Fig. 9. O^{++} イオンのエネルギー準位

ただし, T_e が 10000 K よりひどく低すぎると 1S 状態を励起できず, $I(^1S \rightarrow ^1D)$ は弱すぎて見えない.

同種イオンでなく異ったイオンのスペクトル線をくらべることもある. たとえば上記 O^{++} の $I(^1D \rightarrow ^3P_2) + I(^1D \rightarrow ^3P_1)$ を水素のバルマー線の強度とくらべるなどである. ただしこの場合 H と O の相対存在量を仮定しなければならない. T_e はこのほか次節で述べる電波観測からも求められる. 多くの場合光学的にきめた T_e は 7000~12000 K の範囲にある.

一方, 励起エネルギーがほぼ同じ準位から出る光をくらべると, その強度比はあまり T_e によらないから, もしその比が n_e に強く依存するなら, それを利用して電子密度が推定できる. そのようにして n_e を求めた最近の実例の一つに Saraph と Seaton⁽⁴²⁾ の仕事がある. 彼らは O^+ , S^+ , Cl^{++} , Ar^{8+} , K^{4+} (いずれも p 電子を 2 個もつ電子配置) での強度比

$$R = I(^2D_{5/2} \rightarrow ^4S) / I(^2D_{3/2} \rightarrow ^4S) \quad (24)$$

を利用し起て 11 の惑星状星雲の n_e を求めた. この場合には衝突による励起・脱励起の速度定数 q_{ij} が必要である. 一般に有効断面積は

$$\sigma(i \rightarrow j) = \frac{\pi}{k^2} \frac{\Omega(i, j)}{\omega_i} \quad (25)$$

の形に書ける. k は入射電子の波数, Ω は collision strength と呼ばれ, i と j に関し対称的な無次元の量である. 低エネルギー電子が正イオンと衝突するときはクーロン引力で加速されながら近づくことに関連して $\Omega(i, j)$ は入射エネルギーが変っても大きな変化はしない. そこで (25) に電子速度 v とそのマクスウェル分布をかけて速度で積分し脱励起の場合の q_{ij} を求めると

$$q_{21} = \frac{8.63 \times 10^{-6}}{\omega_2 T_e^{1/2}} \gamma_{21} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}, \quad (26)$$

$$\gamma_{21} = \int_0^\infty \Omega(1, 2) e^{-\xi} d\xi \simeq \Omega(1, 2), \quad \xi_2 = \frac{1}{2} m_e v^2 / k T_e. \quad (27)$$

m_e は電子質量である. 励起の速度定数は (22) を用いて求められる. Ω は理論的に計算される. こうして求めた n_e はどのイオンのデータを用いるかで違っている. たとえば NGC 7027 という番号のついた惑星状星雲で求めた $\log_{10} n_e$ は, S^+ から 3.85, O^+ から 3.7 でこの面者はよく合っているが, Cl^{++} からは 4.3, さらに Ar^{8+} , K^{4+} からはそれぞれ 5.3, 5.1 と非常に大きな値になっている. これはガス状星雲が一般に均一ではなく, 違ったイオンが違った場所で光っているためと思われる. (高次のイオンは高温の場所に多い.)

前にも述べたように, 発光星雲からは線スペクトルのほか連続スペクトルの電磁波も出ている. その原因は

(a) 自由電子がイオンとの結合状態へとび移るときに光を出す free-bound (略して f-b) 遷移.

(b) 自由電子がイオンに散乱されるとき光を出す f-f 遷移 (bremsstrahlung).

(c) $2s$ 状態にある H 原子, $1s2s^1S$ 状態にある He 原子などは光子 1 つを放出して基底状態へ移ることができず, 2 つの光子を放出する. 2 つの光子のエネルギーの和は一定だがそれぞれはきまらないので連続スペクトルになる. これらのうち f-f や f-b の一部が次節で述べる電波領域でのスペクトルとして観測される.

3.2 電波観測

上記のように電波の連続スペクトルが出てくるが, 電離気体はまた電波を吸収もする. 電波に対する電離気体の不透明度は振動数を ν として ν^{-2} に比例するので, ν の小さいところでは電離雲が光学的に厚いと見ることができ. ((10) 式で $\tau_e \gg 1$) そこで, 電波領域で観測された雲の明るさは

$$I_\nu \simeq B_\nu(T_e) \simeq 2 \nu^2 k T_e / c^2 \quad (28)$$

と書け, これから T_e が求められる. 実際, 多数の H II 領域についていろいろな波長の電波による観測が行なわれ, ちょうど地上の地図と同様の等高線で T_e の分布を示した図が数えきれないほど作られている. もちろん望遠鏡の分解能があがるにつれて一そう精密な分布が求められる.

逆に周波数の高い電波を用いると H II 領域は光学的に薄いと見ることができ, そのときの明るさは視線にそっての積分

$$E = \int n_e^2 ds \quad (29)$$

に比例する. E は emission measure とよばれる. このことを利用して n_e が求められる. 見かけの大きさ, 電離雲までの距離などの情報を組み合わせると雲の質量も推定できる.

ところでセンチメートル波領域あたりに連続スペクトルのほかに線スペクトルも見られる. これが, 近年さかんに観測されている再結合線 (recombination line) とよばれるもので, 電子がイオンと再結合したとき作られる高い(主量子数 n が 100 くらい) 準位から, さらにその一つ二つ下の準位に落ちるとき出る光である. $n+1 \rightarrow n$, $n+2 \rightarrow n$ など出る光を $n\alpha, n\beta$ などとよぶ. たとえば 109 α の線は, H 原子なら 5008.923 MHz, He で 5010.964 MHz, C で 5011.417 MHz で, これにより

観測されたものがどの原子であるかも知る。一寸考えると n の大きいときの準位間隔が狭いので、シユタルク効果が顕著な電離気体ではそれぞれの線が大きくなってスペクトルも線として見えないように思われる。しかし実は隣りあった準位はほぼ同じような摂動をうけるために、エネルギー差はあまり影響をうけないのである。

再結合線は線スペクトルであるから、21 cm 電波と同様に視線速度が測られ、遠い H II 領域の研究に強力な手段を提供してくれる。前にも一寸述べたように、近頃は自由電子が少ない H I 領域からさえ再結合線が観測されていて、H I 領域の電離度の推定に役立っている⁴³⁾。

この再結合線の強さとその付近の周波数をもつ f-f 遷移の連続スペクトルの強度とを比較して T_e を出すことができる。このようにしてきめた T_e は一般に前節で述べた光学的方法できめたものよりかなり低い。これは一つには $n \sim 100$ という高い励起状態では熱平衡関係が成り立たず、この関係を前提とした理論が適当でなくなるためであり、また一つには光学の禁止遷移が H II 領域の中心部分の高温の場所で発生しているのに対し、電波で見ているのは H II 領域全体の平均であるためとも考えられる。今後は一つの電離雲の内部構造について一そう詳細な観測研究が行なわれるであろう。

3.3 星間 H II 雲の物理的状态

以上のような観測手段で多くの H II 領域が調べられている。それによると観測されたものの多くは直径が 1~10 pc、電子密度は $10 \sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$ (注¹⁰⁾、質量は $10 \sim 10^4 M_\odot$ 程度になる。温度は前にも述べたように光学的には 10^4 K に近いが、電波で求めたものはむしろ 5000~6000 K のことが多い。明るさは H α 線で $10^{-8} \sim 10^{-2} \text{ erg/cm}^2 \text{ sec}$ (オリオン星雲の中心部ではもう一桁大きい)、電波領域では $10^{-24} \text{ watt/m}^2 \text{ Hz}$ の程度である。また再結合線の幅がドップラー効果によるとして内部運動が推定できる。この方法で 20 km/sec くらいの平均速度が報告されている。また多くの電波源で再結合線のプロフィールが2つ以上の成分をもち、H II 領域内に大規模な内部運動があるように思われる。

さて、このような H II 領域のエネルギー源は言うまでもなく星からの光である。そのほか H I 領域と同様宇宙線などによる加熱もあるだろう。一方冷却に主に寄与するのは比較的低い励起状態をもつイオンが電子によって励起され光を放出する過程である。密度が高いところでは脱励起もまたよく起こり、冷却速度はへる。オリオン星雲や明るい惑星状星雲がとくに高い温度になっているのはそのためと考えられる。

エネルギーを与えてくれている星(複数でありうる)

からの距離で T_e が変るのが当然予想されるが、単調減少でなく一旦下ってまた上昇を示すこともある。これは星の光の弱まりがちょうど適当なところで冷却に最もよくイオン種が多くなるためである。

H II 領域の問題ではこのほか再結合係数の理論的研究がある。ライマン系列の光に対して光学的に厚いか薄いかによって扱い方を変え、再結合で生じた高い励起状態がボルツマン分布からはずれている様子を調べるなど興味ある話題があるが、予定の紙数をかなり超過しているのでこの辺で筆を擱くことにしたい。

4. お わ り に

今後、可視光・電波はもちろん、赤外・紫外でもますます多くの星間スペクトル線が探されるであろう。そのためにはロケット・気球・人工衛星など制約ある条件下で使える機器の開発も必要だし、観測された線を同定するための光学的数据の整理も不可欠、また線の強度を解釈するための光の放出・吸収や衝突過程の確率も知らなければならない。筆者は天文学を基礎から勉強したことがないため、この解説でも思い違いをして書いているところがあるのではないかと心配するものであるが、発展途上にある星間物質研究に多くの研究者が関心をもって頂くきっかけとなることができれば望外の幸である。

文 献

- 1) B. M. Middlehurst and L. H. Aller (eds.): *Nebulas and Interstellar Matter*, Univ. of Chicago Press, Chicago (1968).
- 2) L. Spitzer, Jr.: *Diffuse Matter in Space*, Interscience, New York (1968).
- 3) IAU Symposium No. 31 (ed. by H. von Woerden): *Radio Astronomy and the Galactic System*, Academic Press, London (1969).
- 4) IAU Symposium No. 39 (ed. by H. J. Habing): *Interstellar Gas Dynamics*, D. Reidel Publ. Co., Dordrecht (1970).
- 5) 歴史的なことについては、たとえば O. Struve and V. Zeberg: *Astronomy of the 20th Century*, MacMillan Co., New York (1962) にくわしく書かれている。
- 6) Stone, M. E. and Morton, D. C.: *Astrophys. J.* **149** (1967) 29.
- 7) Morton, D. C., Jenkins, E. B., and Brooks, N. H.: *ibid.* **155** (1969) 875.
- 8) Carruthers, G. R.: *ibid.* **161** (1970) L81.
- 9) Smith, A. M. and Stecher, T. P.: *ibid.* **164** (1971) L43.
- 10) Smith, A. M.: *ibid.* **172** (1972) 129.
- 11) Davis Jr., L. and Greenstein, J. L.: *Astrophys.*

- J. **114** (1951) 206; Henry, J. *ibid.* **128** (1958) 497; Davis Jr., L., *ibid.* **128** (1958) 508.
- 12) Platt, J. R., *ibid.* **123** (1956) 486.
- 13) Shuter, W. L. H. and Verschuur, G. V.: Mon. Not. Roy. Astr. Soc. **127** (1964) 387.
- 14) Clark, B. G.: Astrophys. J. **142** (1965) 1398.
- 15) Van Woerden, H., Takakubo, K., and Braes, L. L. E.: Bull. Astr. Inst. Netherlands (B.A.N.) **16** (1962) 321; Takakubo, K. and Van Woerden, H., B. A. N. **18** (1966) 488.
- 16) Heiles, C.: Astrophys. J. Suppl. **15** (1967) 97.
- 17) Ball, J. A. et al.: Astrophys. J. **162** (1970) L25; Cesarsky, D. A., *ibid.* **167** (1971) L89.
- 18) Gottesman, S. T. and Gordon, M. A.: *ibid.* **162** (1970) L93.
- 19) 星間 OH については多くの解説が書かれている。たとえば: Dieter, N. H., Weaver, H., and Williams, D. R. W., Sky and Telescope (1966) 3月号, p. 132; Barrett, A. H., Science **157** (1967) 881; Cook, A. H., Physica **41** (1969) 1. OH のメーザー作用についての論文では, 上記 Cook のほか Perkins, F., et al. Astrophys. J. **145** (1966) 361; Litvak, M. M., et al. Phys. Rev. Letters, **17** (1966) 821; Shklovskii, I. S., Sov. Astron.-AJ **13** (1969) 1; Litvak, M. M., Astrophys. J. **156** (1969) 471; Litvak, M. M., et al. *ibid.* **156** (1969) 875. 異常に強い偏光については, 上記諸論文のほか, Bender, P. L., Phys. Rev. Letters, **18** (1967) 562; Heer, C. V. and Settles, R. A., Phys. Letters, **24A** (1967) 484; J. Mol. Spectr. **23** (1967) 448 などがある。
- 20) Turner, B. E. and Heiles, C.: Astrophys. J. **170** (1971) 453.
- 21) Rank, D. M., Townes, C. H., and Welch, W. J.: Science, **174** (1971) 1083; 海部, 科学 **42** (1972) 2; 岡, 自然 **27** (1972) 84.
- 22) Watson, W. D., and Salpeter, E. E.: Astrophys. J. **175** (1972) 659.
- 23) Townes, C. H., and Cheung, A. C.: *ibid.* **157** (1969) L103; Oka, T.: *ibid.* **169** (1970) L69; Thaddeus, P., *ibid.* **173** (1972) 317.
- 24) Shimizu, M.: Progr. Theor. Phys. **49** (1973) 153.
- 25) Bates, D. R. and Spitzer Jr. L.: Astrophys. J. **113** (1951) 441.
- 26) Julianne, P. S., Krauss, M., and Donn, B.: *ibid.* **170** (1971) 65.
- 27) Knaap, H. F. P., et al.: B. A. N. **18** (1966) 256.
- 28) Stecher, T. P. S., and Williams, D. A.: Astrophys. J. **146** (1966) 88.
- 29) Hollenbach, D., and Salpeter, E. E.: J. Chem. Phys. **53** (1970) 79; Astrophys. J. **163** (1971) 155; Hollenbach, D. J., Werner, M. W., and Salpeter, E. E.: *ibid.* **163** (1971) 165.
- 30) Watson, W. D., and Salpeter, E. E.: *ibid.* **174** (1972) 321; **175** (1972) 659.
- 31) Habing, H. J.: B. A. N. **19** (1968) 421.
- 32) Stief, L. J., et al.: Astrophys. J. **171** (1972) 21.
- 33) 初期の仕事については, 日本物理学会新編論文選集 35「星間物質」参照。
- 34) Field, G. B., et al.: Astrophys. J., **151** (1968) 953.
- 35) Zimmerman, H.: Astron. Nach. **290** (1968) 193, 211.
- 36) Stone, M. E.: Astrophys. J. **159** (1970) 277, 293.
- 37) Hayakawa, S., Nishimura, S., and Takayanagi, K.: Publ. Astron. Soc. Japan, **13** (1961) 184.
- 38) Spitzer Jr., L., and Tomasko, M. G.: Astrophys. J., **152** (1968) 971; Spitzer Jr., L., and Scott, E. H.: *ibid.* **158** (1969) 161.
- 39) Silk, J., and Werner, M. W.: *ibid.* **158** (1969) 185; Werner, M. W., Silk, J., and Rees, M. J.: *ibid.* **161** (1970) 965; Fowler, W. A., Reeves, H., and Silk, J.: *ibid.* **162** (1970) 49.
- 40) Field, G. B., Goldsmith, D. W., and Habing, H. J.: *ibid.* **155** (1969) L149; Goldsmith, D. W., Habing, H. J., and Field, G. B.: *ibid.* **158** (1969) 173; 関連文献として Bergeron, J., and Souffrin, S., Astron. and Astrophys. **11** (1971) 40 参照。
- 41) Jura, M., and Dalgarno, A.: Astrophys. J. **174** (1972) 365.
- 42) Saraph, H. E., and Seaton, M. J.: Mon. Not. Roy. Astr. Soc., **148** (1970) 367.
- 43) 再結合線については, たとえば Mezger, P. G., and Palmer, P., Science, **169** (1968) 29 参照。

注 記

- 1) $1 \text{ pc} = 3.086 \times 10^{18} \text{ cm} \approx 3.3 \text{ 光年}$.
- 2) $M = 1.991 \times 10^{33} \text{ g}$ は太陽質量.
- 3) 星の質量は通常 $0.08 \sim 50 M_{\odot}$ の間にある. これ以上のものは不安定であるし, 逆に小さくすると収縮しても核反応を起こすほどの高温にならない.
- 4) 昔は等級を肉眼できめた. そうしてきめた 1 等星の明るさは 6 等星の明るさのほぼ 100 倍であることがわかったので, 改めて $5\sqrt{100} = 2.512$ 倍に明るさがふえるたびに 1 等級の差と定義した. m が 1 ふえると明るさはほぼ $1/e$ にへることになる.
- 5) 太陽近傍の星の重心に固定した座標系, いわゆる local standard of rest に対する値.
- 6) 関連文献のいくつかをあげるなら, まず $e + c^+$, Si^+ , Fe^+ については, Seaton, M. J., Ann. d' Astrophys., **18** (1955) 188; Rev. Mod. Phys., **30** (1958) 979. $\text{H} + \text{H}_2$ での回転励起については Takayanagi, K., Nishimura, S., Publ. Astron. Soc. Japan, **12** (1960) 77; Nishimura, S., Annals Tokyo Astr. Obs., **11** (1968) 33; Allison, A. C., Dalgarno, A., Proc. Phys. Soc., **90** (1967) 609. $\text{H} + \text{C}^+$, O, Si^+ での微細構造励起については Smith, F. J., Planet. Space Sci., **14** (1966) 937;

Callaway, J., Dugan, A. F., Phys. Rev., **163** (1967) 26; Smith, F. J., Mon. Not. Roy. Astr. Soc., **140** (1968) 341.

- 7) ここでは平衡状態の理論を紹介したが、雲の状態は常に動力学的な要素と結びついていて、静的な平衡は実情にそわないとする見方もある。
- 8) 1054 年に爆発した。
- 9) 惑星状星雲に関する最近の文献 IAU Symposium No. 34: *Planetary Nebulae*, ed. by D. E. Oster-

brock and C. R. O'Dell, D. Reidel Publ. Co., Dordrecht (1968). G. A. Gurzadyan: *Planetary Nebulae* (露語英訳), Gordon and Breach, New York (1969). L. H. Aller: *The Planetary Nebulas* (1969-1970 年, 14 回にわたり雑誌 Sky and Telescope に連載されたものの合本), Sky Publ. Corp., Cambridge, Mass. (1971).

- 10) オリオン星雲の中心で $n_e \approx 5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$.

追 記

- 1) その後の情報によれば Table 5 にはつぎのスペクトルを追加しなければならない (いずれも発光スペクトル)

HC ¹³ N ¹⁴	J=2→1	172677.7	MHz
HC ¹² N ¹⁵	J=2→1	172108.1	"
DCN	J=2→1	144828.	"
	1 0	72414.	"
CH ₃ OH	4 ₁ →3 ₀ (E ₂)	36169.	MHz
	5 ₁ →4 ₀ (E ₂)	84521.	"
	(J, K) = (1, 0) → (0, 0) (A)	48372.47	"
	(1, 0) → (0, 0) (E)	48376.95	"

また日本でも東京天文台で H₂CO, OCS などの星間分子の電波観測にはじめて成功した。

- 2) H 原子の 21 cm 電波に相当する D 原子の超微細構造 (327.384352 MHz) が銀河中心方向で吸収スペクトルとして見つかった。
- 3) 銀河系のスパイラル構造 (Fig. 2) について加藤正二氏の解説が日本物理学会誌 (**28**(1973), 121) に出ている。