

ヘリオスフェア(太陽系空間)の研究(II)

大 林 辰 藏*

太陽プラズマ圏の構造

太陽風が惑星間空間を吹きぬけていることはパーカー理論にもとずいて説明されるが、それによってつくられる太陽プラズマ圏がどのような構造をもち、その限界はどこにあるかということは現在もっとも興味をもたれているところであろう。一般的に恒星から放射される光やプラズマのエネルギーは周辺の宇宙空間をうろちて多彩な現象の源となっているわけだが、恒星からの紫外線はまわりの星間気体(主として水素ガス)を電離し、恒星をつつむプラズマ雲をつくる。H II領域とよばれるこの雲は電離のさいに生じる光電子のために 10^4K 程度の温度をもち、赤い水素線 $\text{H}\alpha$ を放っていて、冷えた水素原子(H I)で満たされた広漠たる宇宙空間の中に散在するオアシスの観を呈している。H II領域はストレンジレン球とよばれ、その半径は中心星の電離放射強度(星の表面温度)とこれを吸収する星間気体の密度で決まるもので、太陽の場合は $1,000\text{AU}$ 以下であると推定される。これに対して、恒星からのプラズマ風がおよぼす影響は恒星風と星間空間の圧力のバランスで決り、これは太陽について 100AU 程度のところにあるだろうと考えられる。しかし、これらの推定は星間ガスや磁場の状態、プラズマ風の動的安定性などさまざまな未知のパラメータを含んでいて、これから述べようとする議論もそこにある。

1. H II 領域

太陽光線のうち水素ガスを電離しうる波長域はライマン連続光($\lambda < 910\text{\AA}$) 以下である。

太陽からのその様な光子の強さ、途中での吸収などを考えると、地球近傍では約 10^7 秒(4ヶ月)ですべての水素が電離することがわかる。

一方、電離した水素が再び電子をつかまえて再結合するのに要する時間は、電子密度、温度から考えて 4×10^{11} 秒(約1万年)である。温度は1万度Kととったが、再結合時間は温度のちがいはあまり敏感でないので、地球近傍では電離が速く再結合がおそいことがわかる。

したがってガスは完全電離の状態にある。しかし、放射強度は距離の二乗に反比例して減少するので、太陽から遠くはなれたところではこの二つがバランスするように

なる。この限界距離は光の吸収が少ないと仮定して求めると 500AU 程度になる。これはH II領域の大きさの下限を与えることになるが、実際には光学的厚さのことも考慮して電離平衡の問題を厳密に解いたのがストレンジレンの方法で、太陽H II領域の大きさは $R_* \approx 1,000\text{AU}$ である。

このようにして決定したH II領域の限界はきわめて大きいものだが、 R_* が理論値として意味をもつのはサハの電離平衡が成立している場合に限定されている。惑星間空間($r > 1\text{AU}$)では電離および再結合の平均自由行程が $1/n\sigma \approx 10^4 \sim 10^6\text{AU}$ もあり、ここで問題としているスケールよりもはるかに大きいから、明らかに電離平衡でない。また星間ガスに数 km/s のわずかな流れでもあるときは、充分太陽系空間の内側まで中性粒子のまま侵入することができることをあとで述べよう。

2. 太陽風の勢力圏

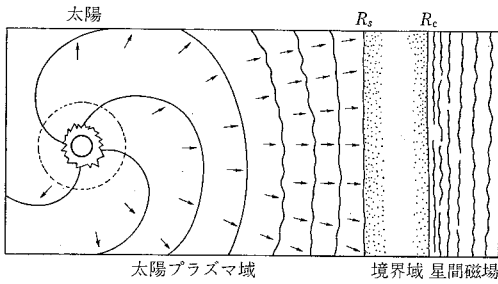
太陽風の流速はほぼ一定に保たれながら空間を拡げていくが、粒子密度は $1/r^2$ に比例して減少するから、流圧は同様に $1/r^2$ で減少する。ところが太陽系空間の外側には星間磁場があり、また星間ガスとしての宇宙線粒子や中性粒子などがあるため、太陽風はこれによって減速され、その膨張は有限の距離で止ることになる。

星間空間の状態はまだよくわかっていないが、最近、パルサー電波の分散やファラデー回転およびゼーマン効果などから密度 $N_* \approx 0.1/\text{cm}^3$ 、温度 $T_* \approx 10^3 \sim 10^4\text{K}$ 、磁場 $B_* \approx 1 \sim 10$ マイクロガウスというような値が求められている。これで見ると星間空間の圧力 p_* は磁場によるものが主要部をしめ $p_* \sim p_m = \frac{B_*^2}{8\pi} \approx 10^{-12}\text{dyne/cm}^2$ である。これと太陽風の流圧がバランスしているところが太陽プラズマ圏の限界を与えることになる。

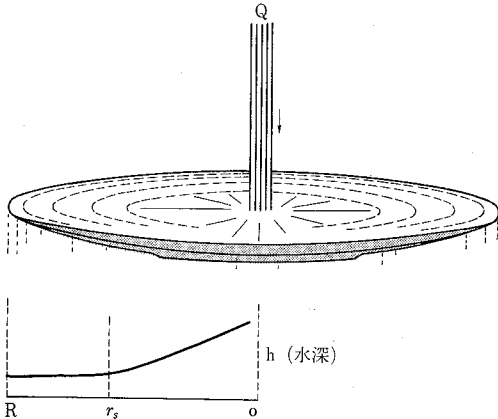
ここでただちに予想されることは、太陽風が超音速流であるため、星間空間との境に到達するまえのところに定在性の衝撃波が存在するはずである。太陽風の磁気マッハ数は $M_A = v/v_A = \sqrt{4\pi m N_*} \cdot v/B$ として定義されるが、 $B \propto 1/r$ (ϕ 方向)、 $N_* \propto 1/r^2$ であるので $M_A \approx 5$ のほぼ一定値をもっている。このような超音速が $v=0$ になるためにはその前面に衝撃波が存在して、それによって流れのエネルギーが熱運動エネルギーに変換される必要がある。太陽風のプラズマはきわめてうすい密度のガスであり、いわゆる無衝突の状態にある。したがって、そ

* 東京大学宇宙航空研究所

Tatsuo Ōbayashi: Review of the Heliosphere (II)



第1図 太陽プラズマ域と境界域



第2図 太陽プラズマを説明するディナープレート・モデル

ここで起る衝撃波はコリジョンレス・ショックとよばれ熱運動化の過程は通常の流体とは異った機構，すなわち波動と粒子の相互作用によって起こされることが知られている(第1図)。

ショック・フロントの位置 $r=R_s$ は，ランキン・ユゴニオ関係と， $r>R_s$ の領域で流れは，近似的に非圧縮性であること(亜音速流)を考慮して，圧力バランス式から決る。

$$N_0 m v^2 \cdot \left(\frac{r_0}{R_s}\right)^2 = K \cdot p_0$$

p_0 は激み点 ($v=0$) の圧力で，星間空間の圧力 p_* をとる。 K は媒質の性質で定まる定数で

$$K = \frac{\gamma + 1}{2} \left\{ \frac{4\gamma}{(\gamma + 1)^2} \right\}^{\gamma/(\gamma - 1)}$$

断熱定数 $\gamma=5/3 \sim 2$ のとき， $K=1.13 \sim 1.19$ である。
 $v=300 \sim 500$ km/s, $N_0=5/\text{cm}^3$, $p_* \sim p_m$ をあてはめてショック・フロントの位置を求めると，

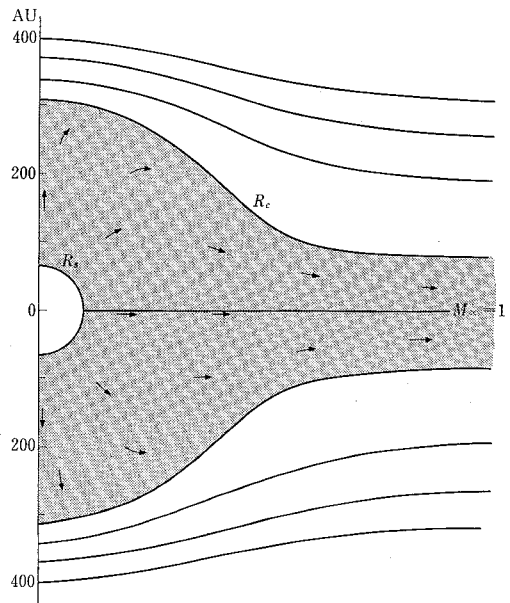
$$R_s \approx 100 \text{ AU}$$

がえられる。

太陽プラズマ圏の構造は上述のことから次のように結論される。すなわち， $r < R_s$ ，ショックの内側では太陽風は超音速流で $v \sim \text{一定}$ ，したがって連続条件から $N \propto 1/r^2$

になっている。これに対して外側， $r > R_s$ は亜音速流で $N \sim \text{一定}$ になり，このため $v \propto 1/r^2$ と推定される。アクスフォードこのことをディナー・プレート(洋皿)の上に注がれた水の流れのアナロジーでうまく説明している。第2図のように水平に置かれた皿に水道の蛇口から ρQ の割合で水が注がれていたとしよう。流れの深さ h ，速度 u とすれば，連続式は $\rho Q = 2\pi r \rho u h$ であり，ベルヌーイの定理は $\left(\frac{u^2}{2} + gh\right) \rho = \text{一定}$ で与えられる。流れの状態はフルード数 $F = u/\sqrt{gh}$ によって $F \gg 1$ の中心域と $F \ll 1$ の周辺域に分けられ，中心域 $r < r_s$ では $u \sim \text{一定}$ ， $h \propto 1/r$ ，周辺域 $r_s < r < R$ では $u \propto 1/r$ ， $h = \text{一定}$ になることが知られている。 \sqrt{gh} は浅い海の波動速度であるから， F は流れのマッハ数に相当する。太陽風の場合，中心域は速度 $v \sim \text{一定}$ をもつ超音速流で $N \propto 1/r^2$ ，ショック・フロント R_s の外側にある周辺域は亜音速流となり $v \propto 1/r^2$ ， $N \sim \text{一定}$ であることに対応している。

一様な星間磁場のなかに噴きだす太陽風の場合，星間空間の圧力 p_* は磁場に垂直な方向にはガス圧 p_g と磁場の圧力 p_m の和，平行な方向にはガス圧のみとなる。太陽風はショック・フロントを通過後に平行方向に $M_\infty = 1$ で流れ出すことを考える。流れのパターンの計算例を第3図に示そう。この場合，星間ガス(プラズマ)は静止していると仮定したが，一般にわずかでも相対的な流れがあれば，周辺域はそれによってとばされてしまい境界域のかたちはかなり異なったものとなる。星間空間の圧力はその流速を V ，プラズマ密度および温度を N_*



第3図 一様な星間磁場のなかにひろがる太陽風境界領域
 $(B_* = 6 \mu\text{G}, N_* = 0.05/\text{cm}^3, T_* = 10^4\text{K})$

と T_* , 磁場 B_* がプラズマ流によって圧縮される割合を α とすれば

$$p_* = \frac{(\alpha B)^2}{8\pi} + N_*(2kT_* + mV^2)$$

磁場の圧力 ガス圧

である。

最後に惑星間磁場の構造をもとにして考えた太陽プラズマ圏の特徴について述べておこう。 $r < r_0 = 1 \text{ AU}$ の領域は太陽を中心としたほぼ放射状の磁場があり、その外側では環状の磁場が存在する。プラズマ温度の分布は熱伝導率が磁場の方向に依存することから内側では磁場に平行な熱伝導が利いて $T \propto r^{-2/7}$ である。しかし、距離が増大すると共に磁場に垂直な熱伝導となり、それよりも断熱膨張による冷却効果が重要となって、最終的には $T \propto r^{-4/3}$ で減少する。温度の異方性はプロトンにおいて著しく、内側では $T_{\parallel} > T_{\perp}$, 外側では $T_{\perp} > T_{\parallel}$ が予期される。このようなプラズマ温度ないしは圧力の異方性が極端に大きくなるとプラズマ流は不安定になり、粒子密度や磁場に不規則な乱れが生じると考えられている。

3. 境界領域と中性粒子群

太陽からの距離が $r = 10 \sim 1,000 \text{ AU}$ の領域はそこに存在するプラズマや磁場の観点からみると太陽プラズマ圏から星間空間にうつり変わる境界領域である。太陽から伸びる規則的なプラズマ流や磁場はしだいに乱流の状態となり、やがて星間磁場が浸透している低温の中性水素 (H I) 領域に移行することはすでに述べた。

星間空間から侵入する中性粒子は太陽に近づくにつれて太陽光線による光電離 (UV), 太陽風粒子とのイオン交換反応によって失なわれる。光電離およびイオン交換の等価断面積は H および He について

	$\sigma(\text{H}) \text{ cm}^2$	$\sigma(\text{He}) \text{ cm}^2$	Flux /($\text{cm}^2 \cdot \text{sec}$) ($r=1\text{AU}$)
光電離	1.2×10^{-18}	1.5×10^{-18}	$I_{\nu} = 10^{11}$
イオン交換	2×10^{-15}	2×10^{-17}	$I_p = 2 \cdot 10^8$

電離に要する時間は $\tau = 1/\sigma I$ で与えられる。太陽から放射される光子またはプロトンが中性粒子を電離する平均自由行程を求めてみると $\lambda = 1/n\sigma$ であるから $n \approx 1/\text{cm}^3$ としてもその距離は $10^3 \sim 10^4 \text{ AU}$ となる。しかしこれは中性粒子が静止している場合であって、星間ガスが太陽系に対して相対速度 V をもつ場合には、太陽系空間の奥深く侵入することができる。相対運動としては太陽の向点方向への運動 20 km/s , 太陽重力による自由落下 $42.2 \sqrt{\frac{r_0}{r}} \text{ km/s}$, あるいは星間風などが考えられるが、いま代表的な値として $V = 20 \text{ km/s}$ をとってみよう。その場合には太陽に向って近づく中性粒子が電離されずに侵入できる限界距離 r_i は中性粒子の平均自由行程 $\lambda = \frac{V}{\sigma I}$ として $\int_{\infty}^{r_i} \frac{dr}{\lambda} = 1$ の条件から与えられ、

$$r_i = \frac{r_0^2}{\lambda_0} = \frac{\sigma I_0 r_0^2}{V}$$

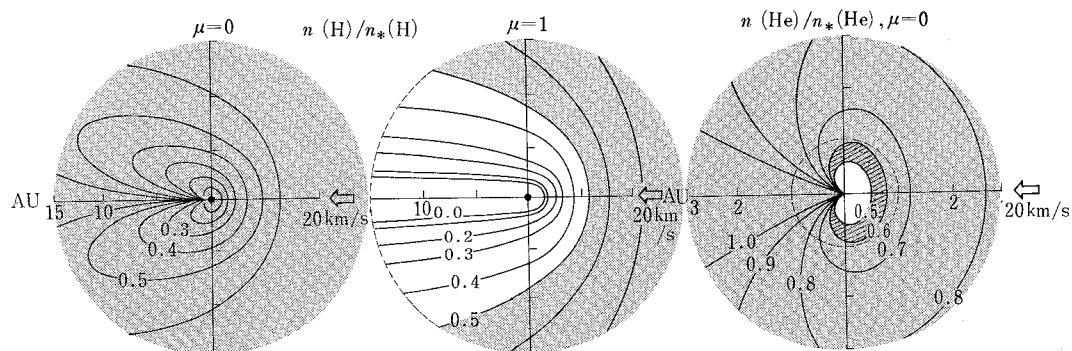
となる。主な中性粒子組成について表記すれば第1表のようになる。

これからみると、H は $r_i \sim 3 \text{ AU}$ で木星の距離より内に侵入することができ、He は地球軌道よりもさらに内側にあることがわかる。すなわちさきに述べた H II 領域ないしは太陽風域にまで十分に星間ガスが浸透している。

ここで光電離またはイオン交換過程によって生じる H^+ が及ぼす太陽風の減速効果を考えてみよう。光電離によってつくられたプロトンはただちに太陽風と共に流

第1表

組成	過程	$\sigma \text{ (cm}^2\text{)}$	$r_i \text{ (AU)}$
H	$\text{H} + h\nu \rightarrow \text{H}^+ + e$	1.2×10^{-18}	1.0
	$\text{H} + \text{H}^+ \rightarrow \text{H}^+ + \text{H}$	2×10^{-15}	3.0
He	$\text{He} + h\nu \rightarrow \text{He}^+ + e$	1.6×10^{-18}	0.5
	$\text{He} + \text{H}^+ \rightarrow \text{He}^+ + \text{H}$	2×10^{-17}	0.03
O	$\text{O} + h\nu \rightarrow \text{O}^+$	$\sim 10^{-17}$	~ 2
	$\text{O} + \text{H}^+ \rightarrow \text{O}^+ + \text{H}$	8×10^{-16}	1.2
Ne	$\text{Ne} + h\nu \rightarrow \text{Ne}^+ + e$	$\sim 10^{-17}$	~ 1.5



第4図 星間空間から侵入する中性ガス $n(\text{H})$, $n(\text{He})$ 分布

れている磁場に捉えられ太陽風の速度と同じになるから、それによって太陽風が失う運動エネルギーは $\frac{1}{2}mv^2$ (ただし $r \gg r_0$ であるので磁場は流れに垂直であると仮定する), これに対してイオン交換過程では太陽風プロトンとの衝突による効果を加えて運動エネルギーは mv^2 が失われる. このロスを考えに入れて, 前に求めたショック・フロントの位置を計算し直すと距離 r のところで保持している太陽風圧は

$$p = mNv^2 \times (\text{衝突せずに生き残る割合})$$

$$p(r=R_s) \approx Kp_* \quad \text{と} \quad \text{おいて} \quad \text{ショック・フロントの距離は} \\ R_s \approx 70\text{AU}$$

となり, $n(\text{H})=0$ の場合に比べて約 3/4 の距離に縮小される.

中性粒子の太陽系空間内での運動は重力によるものほかに太陽輻射圧 ($L\alpha$) による影響がある. それぞれの強さは

$$\text{重力: } g = \frac{\gamma m M}{r^2}$$

$$\text{光圧*}: \sigma I \cdot \left(\frac{h\nu}{c} \right)$$

この両者は作用が反対方向であるので, 等価的な重力は $(1-\mu)g$ で表わされる. μ は重力と光圧の比であり水素原子では $\mu(\text{H}) \sim 1$ である. しかし水素よりも重い他の粒子では $\mu \ll 1$ となり, 光圧の影響は無視されよう.

太陽系空間内での中性粒子の分布を求めるには星間ガスの相対運動や太陽重力, 輻射圧の作用と, 光電離および太陽風粒子のイオン交換反応による消滅機構を考慮に入れて一般的に解く必要がある. アクスフォードによって求められた $n(\text{H}), n(\text{He})$ 分布例を第4図に掲げておこう. 一般に星間ガスの入射方向がより高密度の分布になっていることが明らかであり, $r=r_i$ の距離から内側で顕著に減少している. ところが $\mu \sim 0$ のときには星間ガスの入射方向と反対側のところでも, 密度が大きくなる領域がある. この原因は重力場による集束効果とも呼ばれるべきもので, そのような効果が現れるのは $\theta = 180^\circ \pm 10^\circ$ の範囲に限られる. しかし, 中性粒子のもつ熱運動を考慮すれば, このような特異域はなくなってしまふことに注意すべきである.

惑星間グローと星間風

太陽系空間に侵入する星間ガス (中性) を検出する手段が最近得られるようになった. それは中性粒子が太陽 EUV 線をうけて強い共鳴散乱を起す効果に着目したもので, 大気圏外の水素やヘリウムの輝線強度を観測することによって行なわれる. この方法は高々度ロケットや

* $\sigma(\text{H}; L\alpha) = \pi r_e^2 f / \Delta\nu = 7 \times 10^{-16} \text{ cm}^2, I_0 = 3 \times 10^{11} \text{ 光子/cm}^2\cdot\text{sec}$

科学衛星の使用によってはじめて可能になったもので, 地球の大気光域の外に出て測定を行なったところ惑星間空間には強いグローが存在することが判明した. なかでも1969-70年に行なわれた科学衛星 OGO-5 による観測, およびわが国の L-3H ロケットによる観測は惑星間グローに関する最初のヒットとして画期的なものであった.

1. 惑星間グロー

H, He 粒子の共鳴散乱線として注目されるのは

水素 HI: 1216A (Ly- α)

ヘリウム { He I: 584A

He II: 304A

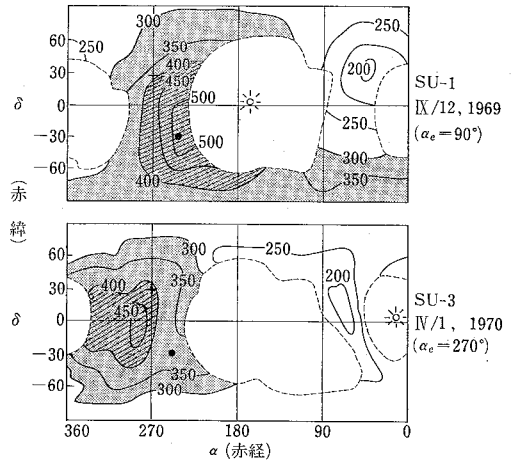
である. OGO-5 で観測を行なったのは $L\alpha$ 線で, 1969年9月13日, 12月15日 および 1970年4月1日の3回にわたって磁気圏の外側の位置で全方向の強度分布を測定した. その代表例が第5図で天球 (赤経・赤緯座標) 分布として示してある. 主要な結果は

1) 最大強度 $J_{\text{max}} = 530\text{R}$ (レーリ)*のブロードなピークがほぼ銀河中心の方向にあり, これと反対方向に最低強度 $J_{\text{min}} = 215\text{R}$ のところがある.

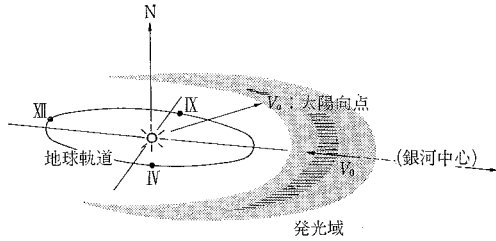
(*: $1\text{R} = 10^6/4\pi \cdot \text{光子} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$)

2) 強度分布には細かい構造がなく, 特定の点源らしいものは見当たらない.

3) J_{min} の位置, 強度はこの期間あまり変動を示さなかったが, J_{max} はともにかんがりの変動があった. さて, これの説明であるが, 1), 2) は中性水素の分布がある特定方向に極大があり, その反対側に極小があること, 従って星間ガスの流れ V_0 が存在しなければならないことを示している. しかも 3) は太陽系に固定された密度分布を地球近傍から観測したときの視差効果をあらわしていると考えられる (星間ガスの空間的ないしは時



第5図 OGO-5 によって観測された HI 1216 惑星間グローの強度分布 [・ 銀河中心方向, + 太陽向点]



第6図 $L\alpha(H)$ グローの観測結果

間の変動のスケールは $L \sim 1/n_H \sigma \approx 10^9 \text{AU}$, $\tau \sim L/V_0 \approx 3,000$ 年であるから太陽 EUV 線の変動以外はきわめて安定したパターンをもつとみてよい。視差効果を考慮すると密度分布の非対称性は比較的近く、3~5 AU のところであり、最大方向は

赤経 $\alpha = 263^\circ \pm 5^\circ$, 赤緯 $\delta = -17^\circ \pm 5^\circ$ になる。これは太陽向点 ($\alpha = 271^\circ$, $\delta = +30^\circ$) や銀河中心方向 ($\alpha = 265^\circ$, $\delta = -29^\circ$) とはやや異なっている。このことをスキーマチックに描いたのが第6図である。

He I 584 グローについてはまだ満足な観測成果は得られていない。理論的には $r_i(\text{He}) \leq 1 \text{AU}$ であるので強度分布は太陽方向にピークをもつはずであるが、そのプロファイルは求められていない。しかし太陽と反対方向の強度は $2R$ 程度であることが報告されている。He II 304 についてはある程度の全天強度分布が得られていて最大強度は $7R$, その中心位置は $\alpha = 283^\circ$, $\delta = +10^\circ$ にある。

惑星間グローの強度分布 J は太陽 EUV 線の中性粒子による共鳴散乱とすれば、次のようにして求めることができる。すなわち太陽 EUV 線強度 I は中性粒子による吸収率 γ として

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 I) = -\gamma n I$$

ここで r' を地球を中心とした位置ベクトルとすると、地球で観測される散乱光強度 I' は r' の方向に積分して

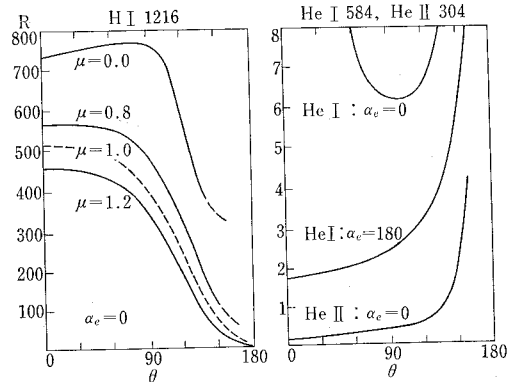
$$I'(\nu) = \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty \gamma(r, \nu) \cdot n(r) \cdot I(r, \nu) dr'$$

これから

$$J = 4\pi \times 10^{-6} \int_{-\infty}^\infty I'(\nu) d\nu \text{ (Rayleigh)}$$

が求まる。ここで問題としている距離範囲 ($r < 100 \text{AU}$) は $I = I_0 \left(\frac{r_0}{r}\right)^2$ としてよく、 $n(r, \theta)$ 分布がわかれば J が求まる。

n 分布はさきに述べたように、中性ガスの流れの速度 V_0 方向 ($\theta = 0$)、密度 $n_* = n(r = \infty)$ を与えて、光電離およびイオン交換反応による消滅機構、太陽重力場と輻射圧から決定される。地球の位置 α_e ($\alpha_0 = 0$ を中性ガスが侵入する上流側にとる) について $V_0 = 20 \text{km/s}$, $n_*(\text{H}) = 0.1/\text{cm}^3$, $n_*(\text{He}) = 0.01/\text{cm}^3$ として計算したのが第7図である。これらの結果と観測値を比較して星間風を求



第7図 H I 1216, He I 584, He II 304 発光強度分布の理論値 [$n_*(\text{H}) = 0.1/\text{cm}^3$, $n_*(\text{He}) = 0.01/\text{cm}^3$, $V_0 = 20 \text{km/s}$, $r_i(\text{H}) = 4 \text{AU}$, $r_i(\text{He}) = 0.5 \text{AU}$]

めることを次に説明しよう。

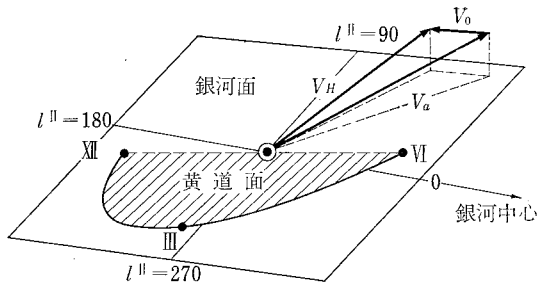
2. 星 間 風

惑星間グロー H I 1216A の観測結果から太陽系空間に侵入する中性ガスの流れを求めることができる可能性について述べてきたが、実際には、それを行なうためには次に説明するようないくつかの点を明らかにしておく必要がある。

まず輻射強度の J_{\min} についての解釈であるが、ここで $\mu \geq 1$ の場合を考えると $\theta = 180^\circ$ の方向は第4図で示したように $n \approx 0$ の領域であることから、観測された J_{\min} は星間ガスの温度がきわめて低いと仮定すれば銀河系からのバック・グラウンド輻射 (Galactic Lyman α) が $215R$ 程度はあることになる。しかし星間ガスが比較的高温 ($10^3 \sim 10^4 \text{K}$) であって、これが熱運動によってまわりこんできたと考える立場の方がよりもってもらいと思われる。これは輻射の輝線幅や時間変動 (たとえば27日変化) などを詳しく観測すれば区別できることである。このほか $\mu < 1$ の場合には明るいパッチが $\theta = 180^\circ$ の方向に現われる可能性があるが、地球の位置が正確に $\alpha_e = \theta = 180^\circ$ のところに来ない限り観測されることは難しい。

一方、観測されたピーク位置の視差効果 ($40^\circ \sim 50^\circ$) からは中性水素ガスの流速は $V_0 = 2 \sim 10 \text{km/s}$ であることが推定される。 $\alpha_e \approx 90^\circ$ および 270° での J_{\max}/J_{\min} は同様にして流速および温度を決定する観測量になる。これは J_{\min} の値が温度に依存するからで、これから求められた値は $V_0 = 2 \sim 6 \text{km/s}$, $T_* = 2,000 \sim 10,000 \text{K}$ である。流れの密度は V_0 , T_* を決めれば求まる量で、 $n_* = 0.2 \sim 0.5/\text{cm}^3$ になる。

以上をまとめると $L\alpha(H)$ グローの観測から推論すると、星間空間には中性水素ガスの流れがあり、それは星間風とも名づけられるべきものであろう。そのパラメ



第8図 星間風の方角

ータは

$$\left\{ \begin{array}{l} V_0 \approx 3 \sim 5 \text{ km/s } (\alpha = 83^\circ, \delta = +17^\circ) \\ n_*(\text{H}) \approx 0.3/\text{cm}^3, T_*(\text{H}) \approx 6,000\text{K} \end{array} \right.$$

であることがわかる。太陽が近傍の銀河系内の恒星群に対して、その向点方向に速度 $V_a = 20 \text{ km/s}$ で運動していることを考慮すれば、銀河系内の星間風は絶対速度 V_H をもち

$$V_H = V_0 + V_a$$

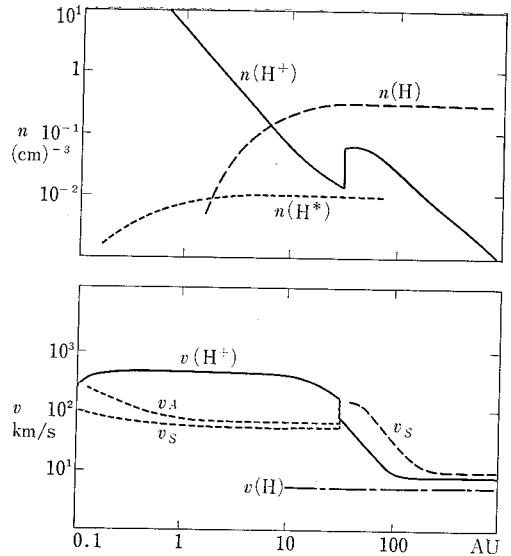
である(第8図)。黄道が銀河面に対して 60° 傾いているから $V_0 \approx 5 \text{ km/s}$ とすれば $V_H \approx 17 \text{ km/s}$ 、銀経 $l^{\text{II}} \approx 71^\circ$ 、銀緯 $b^{\text{II}} \approx 23^\circ$ であるという結果になる。この流れの方向が太陽近傍の銀河アームの方向にほぼ近いことはきわめて興味深い。

3. 太陽系空間モデル

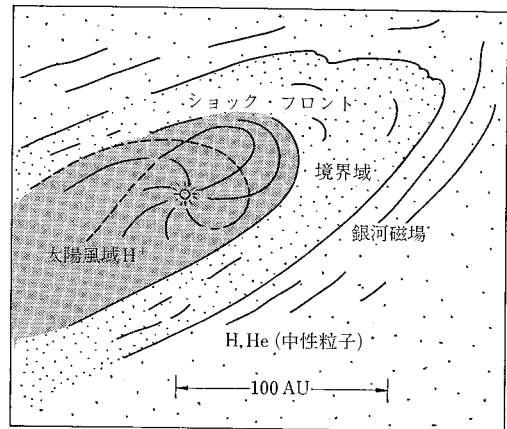
太陽からふき出すプラズマ風と磁場、星間空間から流れ込む中性ガスの星間風によって太陽系空間が特徴づけられ、銀河アーム磁場のなかに、それが形成されている。もっとも近い恒星ですら $1 \text{ pc } (2 \times 10^5 \text{ AU})$ は離れていて、おそらく恒星風の影響はここまではとどいていないと考えられるので、太陽を中心としたプラズマ域は茫漠たる星間空間のなかに静かに浮んでいるのであろう。

惑星間グローから求めた中性水素ガスの密度分布は、 $r = 3 \sim 5 \text{ AU}$ を限界として太陽風プロトンとのイオン交換反応および光電離によって急速に減少する。しかし、ヘリウム・ガスは反応率が小さいので $r = 1 \text{ AU}$ まで侵入しうる。太陽風は中性ガスとの作用によってしだいに減速され、やがて $r = 30 \sim 70 \text{ AU}$ のところでショックをつくって亜音速流に変わる。このため太陽プロトン密度は地球近傍では $1/r^2$ で減少していたものが、しだいにゆるやかになり、ショック・フロントで急増して $n(r) \approx$ 一定の境界域に移行するようになる。境界域では太陽風速度は $1/r^2$ で減少し、しかも熱運動が卓越する。星間空間への移り変りは $r \approx 100 \text{ AU}$ のところで $n(\text{H}^+) \ll n(\text{H})$ 、 $T^* = 10^3 \sim 10^4$ の HI 領域になるであろう。これらのことを示したのが第9, 10図である。

ここで注意しておきたいのは $r = 10 \sim 100 \text{ AU}$ では太



第9図 太陽系空間のモデル (v_A : アルフベン波速度, v_s : 熱速度)



第10図 太陽系空間のモデル

陽プロトンと中性ガスの反応によって多量の高速中性粒子 ($v = 100 \sim 300 \text{ km/s}$) がつくられることで、これが地球軌道の内側まで自由に侵入してくることになる。粒子密度の推定はかなり困難であるが $n(\text{H}^*) \approx 10^{-2}/\text{cm}^2 \cdot \text{sec}$ の程度はあると予想されている。

$r > 10 \text{ AU}$ の領域は電離度が低くなり、しかも磁場は乱流状態になっている。このためプラズマの電気伝導度がきわめて低下し、磁場の消滅は早くなり、いわゆる磁場凍結の定理が破られる。惑星間の磁場に捉えられていたプラズマ粒子は、そのため太陽起源の磁力線から逃れ、星間空間の銀河磁力線の上へ拡散して行くことが可能になる。このことは太陽系磁力線と星間磁力線の結合が行なわれることを意味しているわけである。絶えず噴き出される超音速の太陽風プラズマはこのようにして、静かに星間空間に消え去って行くのである。