



Title	金星電離圏ドレイプ磁場とプラズマホール
Author(s)	柿並, 義宏; KAKINAMI, Yoshihiro; 渡部, 重十 他
Citation	北海道大学地球物理学研究報告, 67, 225-239
Issue Date	2004-03-15
DOI	https://doi.org/10.14943/gbhu.67.225
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/14346
Type	departmental bulletin paper
File Information	67_p225-239.pdf



金星電離圏ドレイプ磁場とプラズマホール

柿並 義宏・渡部 重十

北海道大学大学院理学研究科地球惑星科学専攻

小山孝一郎

宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究本部

(2003年12月19日受理)

Magnetic field draping and plasma hole in the Venus ionosphere

Yoshihiro KAKINAMI, Shigeto WATANABE

Division of Earth and Planetary Sciences, Graduate School of Science, Hokkaido University
and

Koh-ichiro OYAMA

Institute of Space and Astronautical Science, Japan Aerospace Exploration Agency

(Received December 19, 2003)

We investigated the magnetic field draping in the Venus ionosphere from the data obtained by Pioneer Venus Orbiter (PVO). The magnetic fields are originated in the interplanetary magnetic fields (IMF) and pass through the Venus bow shock and magnetosheath. From our analyses, we found that the draping magnetic field directions are horizontal in the dayside and vertical in the longitudes of 150–200 degrees. The ionospheric plasma flow from dayside to nightside generates this longitudinal asymmetry.

Pioneer Venus Orbiter has observed plasma density depletion “hole” with a strong magnetic field in the nightside Venus ionosphere. Two types of electron temperature distributions in the hole were also observed; one is lower than the surrounding ionospheric electron temperature and the other is higher than that temperature. The heating mechanism of electron for the different types of hole has not yet been discussed in detail. We suggest that the different types of electron temperature is caused by configuration of draping magnetic field in the ionosphere. The magnetic field line in the hole with high electron temperature connects to the outside magnetic field line of the ionosphere, but the field line in the hole with low electron temperature is looped around the ionosphere. The looped magnetic field disturbs the ionosphere heating by the solar wind plasma.

I. はじめに

金星は惑星固有の磁場を持っていないことがパイオニア・ヴィーナス・オービター (PVO) の観測により確かめられた (Russell et al., 1980; Phillips and Russell, 1987). 地球では太陽風と磁気圏の相互作用により, 磁気圏界面で太陽風と磁気圏間で運動量・エネルギーのやりとりを行うが, 固有磁場のない金星では電離圏と太陽風が直接相互作用を行う (Russell and Vaisberg, 1983; Cravens et al., 1997).

超音速で運動する太陽風プラズマは惑星間空間磁場(IMF)を伴って金星へ吹き付ける. 金星付近で太陽風の速度はおよそ 400 km/s, プラズマ密度は $10-15 \text{ cm}^{-3}$ 程度である. 太陽風に凍結している IMF の強度は平均 11 nT 程度であり, 太陽方向から黄道面内でおおよそ 40 度傾いた方向に磁場が向いている. 太陽活動極大期において太陽風プラズマ温度が $1.5 \times 10^5 \text{ K}$ の時, 音波, アルフベン波, 磁気音波おのおののマッハ数は 6.6, 6.1, 4.7 程度である (Phillips et al., 1986).

太陽風にとって金星は障害物であるために, バウショックが金星の太陽風側に形成される. バウショックで加熱された太陽風は金星を取り巻くように流れる. 太陽風と共に運動する IMF も金星を取り巻くために, ドレイブ磁場が金星の周囲に形成される. 金星電離圏の電気伝導度は大きいのでドレイブ磁場は自由に電離圏内に入り込むことはできず, 金星電離圏前面に積み重なった IMF は磁気バリアを形成する. 磁気バリアのために, 太陽風プラズマの大部分は金星電離圏内に直接侵入することができない. 夜側の磁場はこのドレイブした IMF によって形成される. それらの一部はウェイク磁気圏尾部を形成する (McComas, 1987).

電離圏界面は太陽風動圧と電離圏プラズマ圧がつりあう位置に形成される (Elphic et al., 1981; Fig. 1). 電離圏界面の高度は太陽風動圧が低い場合が一番高く (Fig. 1a), 太陽風動圧が高くなるにつれになるにつれ低くなる (Fig. 1b, c). しかし動圧が高い場合は, プラズマ圧だけでは支えきれなくなる. この場合積み重なった IMF (磁気バリア) により昼側電離圏全体が強く磁化される (Russell et al., 1983 b) ので, この磁場も太陽風動圧を支えることに寄与する (Elphic et al., 1980). バウショックと電離圏界面間のシース領域ではプラズマ流は速いので太陽風磁場は電離圏を十分に取り囲んでしまうであろうと考えられる (Marubashi et al., 1985). 太陽風動圧が低い場合は電離圏全体は磁化されず, 大規模な構造を持っていない (Luhmann and Cravens, 1991). 磁場は小さなスケールの磁場変動 (フラックスロープ) として電離圏内に進入していく (Russell and Elphic, 1979). しかし, 電離圏へ進入した磁場は電離圏内でどのようにドレイブしているか詳細に解明されていない. 電離圏には昼夜間の対流がある (Miller and Knudsen, 1987). 電離圏プラズマの運動は電離圏内の磁場に何らかの影響を与えらるが, 今まで詳細に議論されていない.

太陽風と電離圏の相互作用により起こると考えられている現象はすでにいくつか報告されている (Luhmann, 1986). その一つにホールと呼ばれる現象がある. ホールはプラズマが局所的に枯渇する現象で, そこでの磁場が強く, 磁場の方向は地面に対して垂直である (Brace et al., 1980;

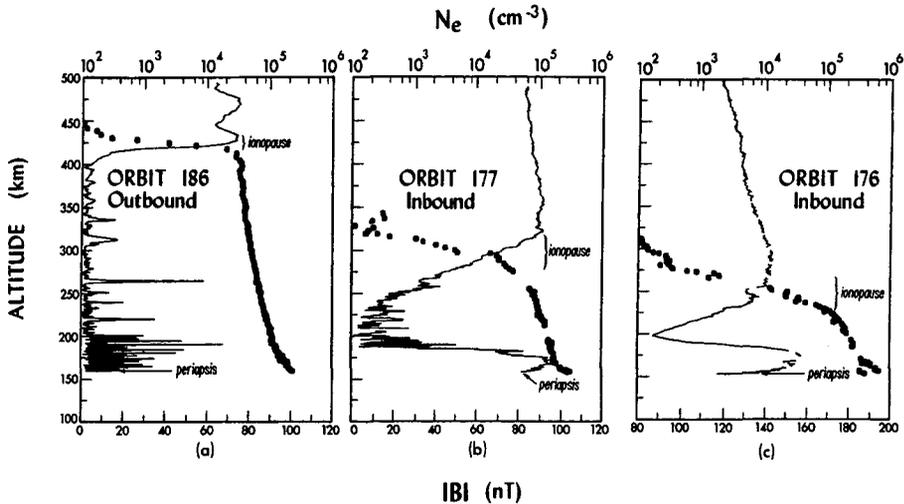


Fig. 1. Measured magnetic field strength and electron density in the ionosphere. The ionopause altitude decreases as solar wind dynamic pressure increases. Small scale magnetic fields (flux rope) were observed in the case of low solar wind dynamic pressure. Large scale magnetic fields were observed in the case of high solar wind dynamic pressure (modified from [Elphic et al., 1981]).

Brace et al., 1982). ホール形成に金星表面の残存磁場が関与している可能性もある (Luhmann and Russell, 1992) が、地表面温度が 735 K と高く、キュリー温度に近いため残存磁場が存在することは難しい。IMF の極性とホール内で観測される磁場の極性が一致することから、ホール内の磁場は IMF 起源であると考えられている (Marubashi et al., 1985)。ホールで観測される電子温度は高い場合と低い場合がある (Brace et al., 1982)。その違いがホール形成とどのような関係にあるか理解されていない。周囲の電離圏のプラズマ圧とホール内での磁気圧はほぼつりあっていることから、ホールは準静的な現象であると考えられている (Brace et al., 1982)。ホール内でのプラズマの速度は測られていないが、上昇流が存在する可能性が指摘されている (Hartle et al., 1990)。

電子密度を局所的に枯渇させる機構としていくつかモデルが考えられている。ドリフトした磁場が電離圏から抜ける際にプラズマを電離圏から剥ぎ取る (Brace et al., 1980)、地面に対して垂直になっている磁力線に沿ってプラズマは中性大気の多い低高度に移動し再結合することでプラズマを枯渇させる (Grebowsky et al., 1983)、磁力線と平行な電場によりプラズマは宇宙空間に散逸する (Grebowsky et al., 1983)、などである。しかしながら決定的なモデルはまだ提案されていない。

電離圏プラズマの温度分布は電子とイオンの局所的な加熱・冷却と熱輸送により決まる。昼側電離圏電子の主な熱源は EUV による光解離により生じる光電子であり、電離圏電子や中性大気との衝突により冷却される。イオンは電離圏の電子によって加熱され、中性大気との衝突により冷却される。一方、日の当たらない夜側の熱源は昼側からの熱伝導と電離圏界面での太陽風による加熱であると考えられている。電離圏界面の外は太陽風の熱いプラズマで満たされているので、

これが電離圏界面を通じて電離圏を加熱する。夜側電離圏では高度 300 km 以下では昼側からの熱伝導、それ以上の高度では電離圏界面からの加熱が重要である (Hoegy et al., 1980)。電子の熱伝導は磁力線方向に卓越するので、Hoegy et al. (1980)の結果は夜側電離圏の平均的な磁場の向きを表していると考えられることもできる。

ホール形成に関して、なぞは未だ多く残っている。特にホールで観測される電子温度分布に関してはホール成因にかかわる重要な情報であるにもかかわらずほとんど議論がなされていない。これは電離圏でのドリフト磁場の形状が詳しく分かっていないことと関連しており、ドリフト磁場の形状を含めて議論していく必要がある。

II. 電離圏ドリフト磁場

電離圏でのドリフト磁場の形状を調べるために、1978年に米国 NASAにより打ち上げられた金星探査衛星 Pioneer Venus Orbiter (PVO)のデータを用いて電離圏での平均的な磁場の向きを調べた。解析に用いた観測期間は orbit 1 (1978/12/5)–600 (1980/6/28)である。使用したデータは、電子密度、電子温度(24秒間隔のデータ)、磁場(1分間隔のデータ)、太陽風の電子密度、電子温度、磁場、速度(1時間間隔のデータ)である。データの一例(orbit 580)を Fig. 2に示す。上から磁力線傾角、電子密度(cm^{-3})、電子温度(K)を示している。電子密度

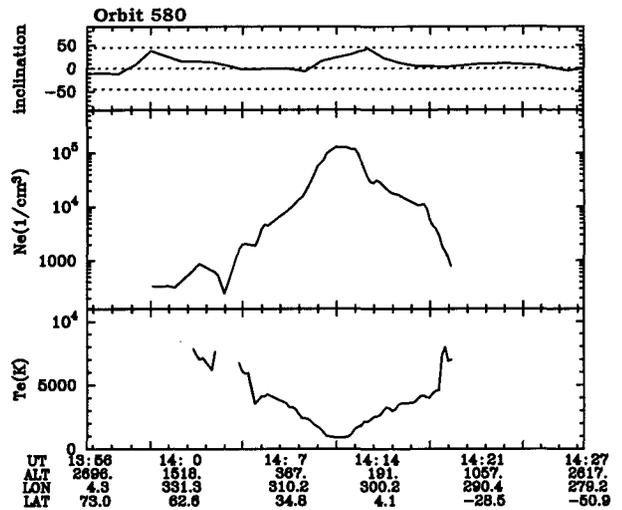


Fig. 2. Inclination of magnetic field, electron number density N_e and electron temperature T_e observed by Pioneer Venus Orbiter (PVO). Magnetic fields were horizontal in the ionosphere.

が $10^3(\text{cm}^{-3})$ 程度以上ある部分が電離圏である。電離圏内では磁力線は地面とほぼ水平になっており、金星電離圏に覆いかぶさるようにドリフトしていることが分かる。

金星は固有磁場を持たないので電離圏で観測される磁場は太陽風起源の磁場、あるいは太陽風と電離圏の相互作用により生成したものであり、太陽風の状態に強く影響を受ける。バウショックと電離圏界面の間のシース領域では、磁力線はドリフトしていることが確かめられおり (McComas et al., 1986)、そのドリフト磁場が電離圏へと侵入してきていると考えられる。Phillips et al., (1987)により夜側電離圏で観測される磁場の極性がIMFの極性と一致することは確かめられているが、詳しい磁力線の形状までは調べられていない。

いま、X軸を太陽方向、Y軸を公転逆方向、Z軸を公転面に垂直な方向とする。IMFが電離圏

にドライブしていると、IMF-Y成分の極性によってドライブ磁場の向きが逆になる (Fig. 3)。そこでPVOが電離圏に侵入してくる直前に観測したIMFの向きを調べ、IMF-Y成分が正であった場合は、電離圏内での磁場の向きは変わらず、IMF-Y成分が負であった場合に、電離圏内での磁場XおよびY成分の符号を反転させた。

こうすることで、IMFの向きによらず、同じ方向にドライブした磁力線の形状を調べることができる。

高度方向には100 kmから250 km区切り、経度方向には太陽直下点を0度とし、20度区切りのビンごとに、IMF-Y成分に対応して向きを変えた電離圏磁場をその磁場の大ききで規格化し、それぞれの成分ごとに平均を取った。

$$\bar{B}_x = \frac{\sum_i (B_{xi}/B_{ti})}{N} \quad (1)$$

$$\bar{B}_y = \frac{\sum_i (B_{yi}/B_{ti})}{N} \quad (2)$$

$$\bar{B}_z = \frac{\sum_i (B_{zi}/B_{ti})}{N} \quad (3)$$

$$B_{ti} = \sqrt{B_{xi}^2 + B_{yi}^2 + B_{zi}^2} \quad (4)$$

ここで B_x 、 B_y 、 B_z はそれぞれ磁場のX、Y、Z成分、 B_i は磁場強度、Nはデータの個数とした。

太陽風動圧により電離圏内でのドライブ磁場の形状は変化すると考えられている (Marubashi et al., 1987) ので、平均を取る際に太陽風動圧によって区分した。典型的な太陽風動圧である $5.0 \times 10^{-9} \text{N/m}^2$ 以上のものを高動圧、それ未満のものを低動圧とした。

赤道付近 ($-0.4 \text{Rv} < Z < 0.4 \text{Rv}$, Rv: 金星半径) の磁場分布を Fig. 4, Fig. 5 に示す。PVOが楕円軌道であるために高高度のデータは存在しない。太陽風動圧が強い場合 (Fig. 4) は、磁力線の向きは高度1000 km以下の昼側で地面とほぼ水平になっている。しかし、経度が150–200度付近で磁力線の向きが変わる。地面と水平だった磁力線は垂直に近い向きを向くようになる。太陽風動圧が低い場合 (Fig. 5) は、高い場合より磁力線の方向性は悪くなるが同様の形状をしている。

極付近 ($Z < -0.4 \text{Rv}$, $0.4 \text{Rv} < Z$) 高動圧での磁力線の向きを Fig. 6 に示す。高度が1000 km以下の低い場所では Fig. 4 や Fig. 5 と同じく磁力線の方向は地面に対して水平であり、磁力線が収束している場所が経度150–200度付近に見られる。しかし、高度1000 km以上の場所では磁力線

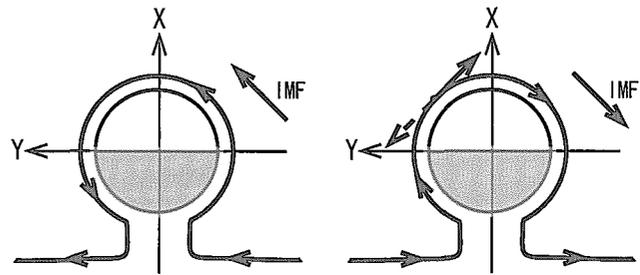


Fig. 3. IMF dependence of magnetic field line in the Venus ionosphere. X axis is sunward, Y axis is in the opposite direction to the orbital motion and Z axis is north.

が収束している場所に近づくにつれ地面に対し垂直に向くようになり、経度が180度付近ではほぼ垂直を向く。これらを Fig. 7 に模式的に示した。これは太陽風動圧の強弱に関係なく見られる。極付近低高度でも電離圏のプラズマ流の影響は大きいことを示している。赤道での高々度の観測はないが、赤道域でも同様の傾向にあるものと推測される。低動圧の場合もほぼ同様の結果であった。

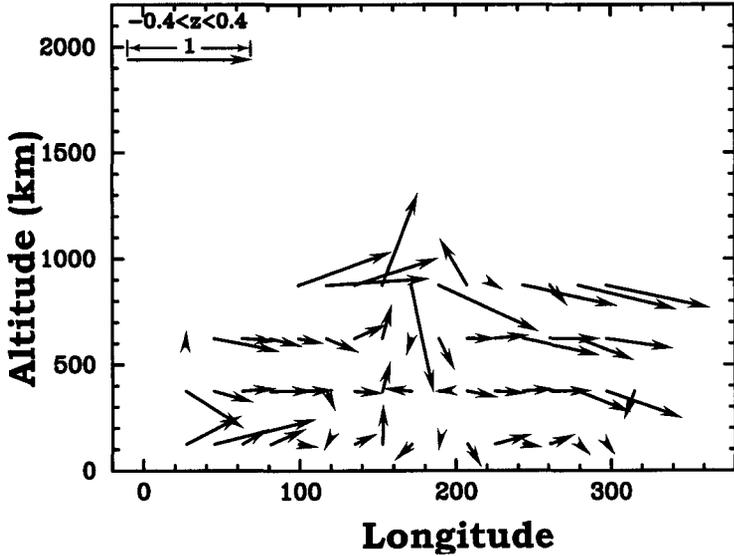


Fig. 4. Distribution of averaged magnetic field vectors normalized by total intensity at each observation near the equator in the case of high dynamic pressure.

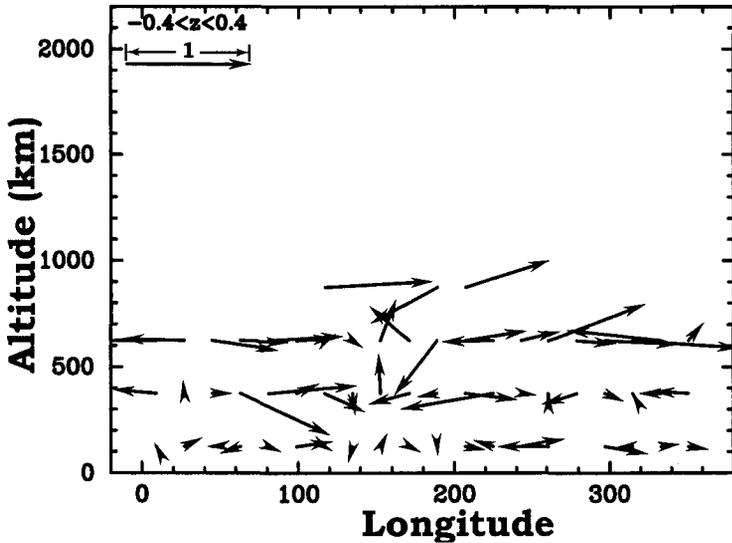


Fig. 5. Distribution of magnetic field vectors near the equator in the case of low dynamic pressure.

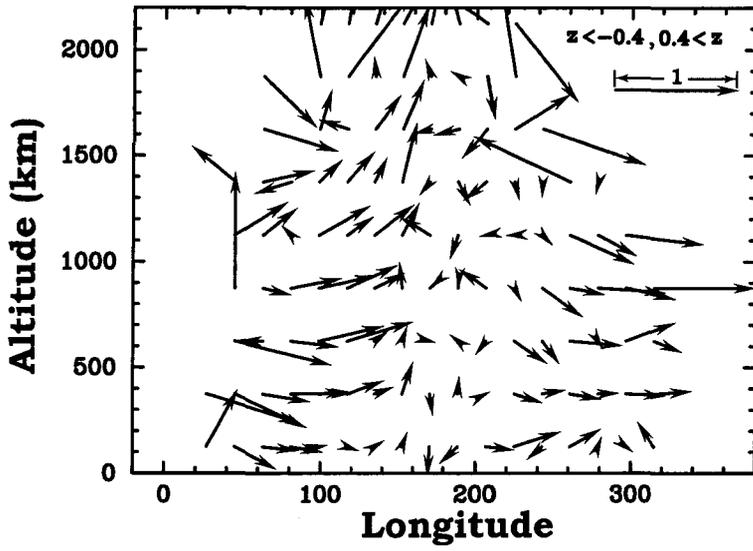


Fig. 6. Distribution of magnetic field vectors near the pole in the case of high dynamic pressure.

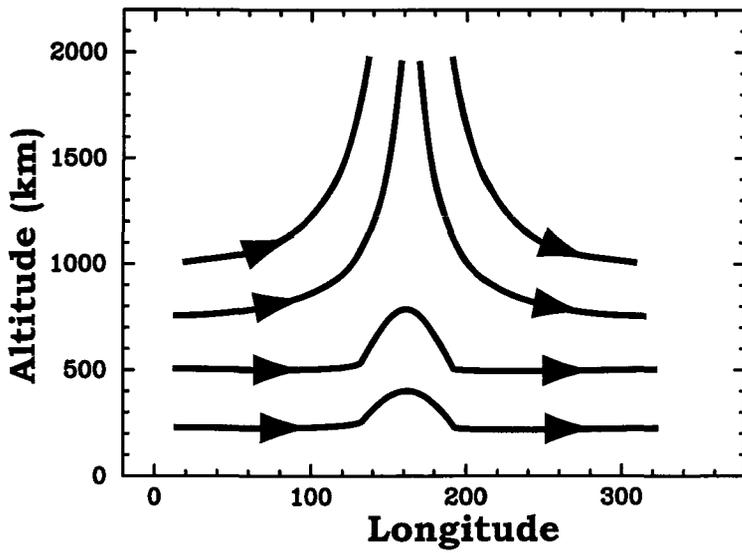


Fig. 7. Draping magnetic field line model.

III. ホール内の電子温度

ホール内で観測される電子温度の分布は、電子密度が極小となるホール中心で電子温度が高く
なる場合と低くなる場合がある(Brace et al., 1982). Fig. 8 はホールが観測された orbit 530 の磁
場の伏角, 電子密度, 電子温度を
示している. ホールは 9:27 と
9:40 ころに観測されている急激
な密度減少である. 9:27 のホー
ルでは電子温度は上昇していない
のに対し, 9:40 のホールでは温
度が上昇していることが分かる.
電子温度の違いによる特徴を調べ
ると, 電子温度が低いホールは,
高度が低い場所のみで観測され,
磁力線の向きは地面に対し 50 度
程度から水平に近い場合が多い.
電子温度が高いホールでは, 高度
に関係なく存在し, 磁力線の向き
は地面に対し垂直に近い向きを向
いている. ただし, 明暗境界に近
い場所で見つかるホールに関して
は地面に対して水平に近い.

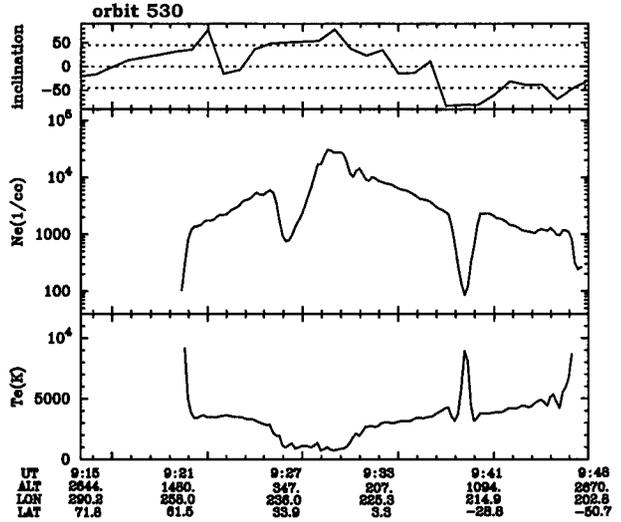


Fig. 8. Inclination of magnetic field line (top), electron number density (middle), electron temperature (bottom) observed by PVO. Two holes were observed at 9:27 and 9:40.

この違いを明らかにするために電離圏プラズマ温度を計算した. 磁力線が地面に対して垂直で
あり, 下部電離圏までつながっていると仮定し, 電離圏界面から熱フラックスを与えた. ホール
で観測される 10 nT 以上の磁場の強さがあれば, 熱は磁力線に沿った方向にしか伝わらないの
で, 電子とイオンについて以下に示す 1 次元の熱伝導方程式を用いる.

$$\frac{2}{3} N_e k_B \frac{\partial T_e}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial s} \left(K_e \frac{\partial T_e}{\partial s} \right) = - \frac{\rho_e \nu_{ei}}{m_i} 3 k_B (T_e - T_i) - \sum_n \frac{\rho_e \nu_{en}}{m_n} 3 k_B (T_e - T_n) \quad (5)$$

$$\frac{2}{3} N_i k_B \frac{\partial T_i}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial s} \left(K_i \frac{\partial T_i}{\partial s} \right) = - \frac{\rho_i \nu_{ie}}{m_i} 3 k_B (T_i - T_e) - \sum_n \frac{\rho_i \nu_{in}}{m_i + m_n} 3 k_B (T_i - T_n) \quad (6)$$

$$\nu_{ei} = 54.5 \frac{N_i Z_i^2}{T_e^{3/2}} \quad (7)$$

$$\nu_{eH} = 4.5 \times 10^{-9} N_H (1 - 1.35 \times 10^{-4} T_e) T_e^{1/2} \quad (8)$$

$$\nu_{eo} = 8.9 \times 10^{-11} N_o (1 + 5.7 \times 10^{-4} T_e) T_e^{1/2} \quad (9)$$

$$\nu_{eCO_2} = 3.68 \times 10^{-8} N_{CO_2} (1 + 4.1 \times 10^{-11} |4500 - T_e|^{2.93}) \quad (10)$$

$$\nu_{o+H} = 6.61 \times 10^{-11} N_H T_i^{1/2} (1 - 0.047 \log_{10} T_i)^2 \quad (11)$$

$$\nu_{o+o} = 3.67 \times 10^{-11} N_o T_r^{1/2} (1 - 0.063 \log_{10} T_r)^2 \quad (12)$$

$$\nu_{o+CO_2} = 8.95 \times 10^{10} N_{CO_2} \quad (13)$$

$$T_r = (T_i + T_n) / 2 \quad (14)$$

ただし、 N_e は電子数密度 (cm^{-3})、 N_i はイオン数密度 (cm^{-3})、 k_o はボルツマン定数、 T_e は電子温度 (K)、 T_i はイオン温度 (K)、 T_n は中性大気温度 (K)、 K_e は電子熱伝導度 ($\text{eVcm}^{-1}\text{K}^{-1}\text{s}^{-1}$)、 K_i はイオン熱伝導度 ($\text{eVcm}^{-1}\text{K}^{-1}\text{sec}^{-1}$)、 m_i はイオンの質量 (g)、 m_n は中性大気の質量 (g)、 ρ_e は電子の密度 (gcm^{-3})、 ρ_i はイオン密度である。 ν_{ki} は粒子 k の粒子 l に対する衝突周波数 (s^{-1}) で、添え字 e , i , n はそれぞれ電子、イオン、中性大気を表している。 t を時間、 s は磁力線方向の距離とした。イオンは簡単のため O^+ のみであるとした。電子密度高度プロファイルは、orbit 530 outbound で観測された電子密度を用いた (Fig. 9)。ホールが観測された部分についてはホール外の密度から補完した。電子密度とイオン密度は等しいとする準中性近似を用いる。中性大気組成は O, CO_2 , H とした。中性大気密度プロファイルは、高度 150–250 km については Venus International Reference Atmosphere モデル (Keating, et al., 1985) を利用し、それ以上の高度については、静水圧平衡が成り立つと仮定した (Fig. 9)。中性大気の温度一定であるとした。下部境界を 100 km とし、ここでは電子温度、イオン温度、中性大気温度すべて 127 K とした。上部境界を 2000 km とし、イオン温度は自由境界とし、電子温度には、一定量の熱フラックスを入れた。高度間隔 50 km で計算した。

ホールの中では電子密度は周囲の電離圏より低くなっているが、高度プロファイルはよく分かっていない。そこで、ホール周囲の電離圏の電子密度プロファイルを一定の割合で減少させることでホール内の電子密度プロファイルとした。

Fig. 10 に定常になったときの電子温度を示す。計算した電子温度を計算に用いた電子密度の倍率ごとに示した。電子密度が低くなるにつれ電子温度が高くなる。イオンは電子との衝突によるのみエネルギー交換を行う。ホール内のプラズマ密度は低いために電子とのエネルギー交換はほとんど起こらないためイオンは加熱されず、中性大気と同じ温度になる。この温度はホールがない場所で観測されるイオン温度よりかなり低い。夜側電離圏ではイオン温度は非常に高く、電子温度と同程度の温度になる (Miller et al., 1980)。水平方向および垂直方向の移流と電離圏界面からの熱伝導により高いイオン温度が維持されていると考えられている (Bouger and Cravens, 1984)。そ

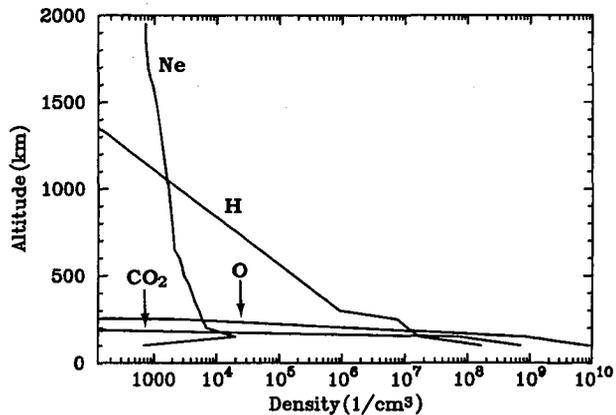


Fig. 9. Altitude profile of electron density (Ne), H, CO_2 and O.

のため強い磁場があるホール内では移流が妨げられることによってイオン温度が低くなる可能性がある。ホール内で観測されたイオン温度が周囲のプラズマより低いという報告がある (Luhmann et al., 1982)。電子密度は高度 200 km でも 10^4cm^{-3} 程度しかないため、イオン温度が通常観測される温度より低くても電子温度を十分に冷却することはできない。そのため電子温度プロファイルは下部境界の温度と上部境界からの熱フラックスのバランスによって決まる。イオンや中性大気との衝突による冷却はほとんど効かない。したがって、電子密度を減少させた場合、単位体積当たりの熱フラックスが増えることで電子温度は同じような高度プロファイルを保ったまま増加する。つまり、密度が減少していたとしても電離圏界面を通じて与えられる熱フラックスがホールとその周辺で一定であれば、ホール中心で電子温度が高い場合を説明できる。しかし電子密度が夜側電離圏のように低い状況では十分な冷却源となるものがなく、電子温度を周囲の電離圏より低くすることは難しい。そのため熱フラックスそのものが減少していなければならない。

次に電子密度を 50% 減らした場合に計算した電子温度の時間発展を示す (Fig. 11)。電子温度は計算を始めてから 10 秒程度で定常状態に達する。一方イオン温度は定常状態に達するには 1000 秒以上の時間を要する。最終的には中性大気温度とほぼ同じになる。高度が低いほうから順に冷えていくので高い高度では定常状態に達するには更に時間がかかる。イオン温度が初期状態より低くなったとしても電子温度にはほとんど影響を与えていないことが分かる。

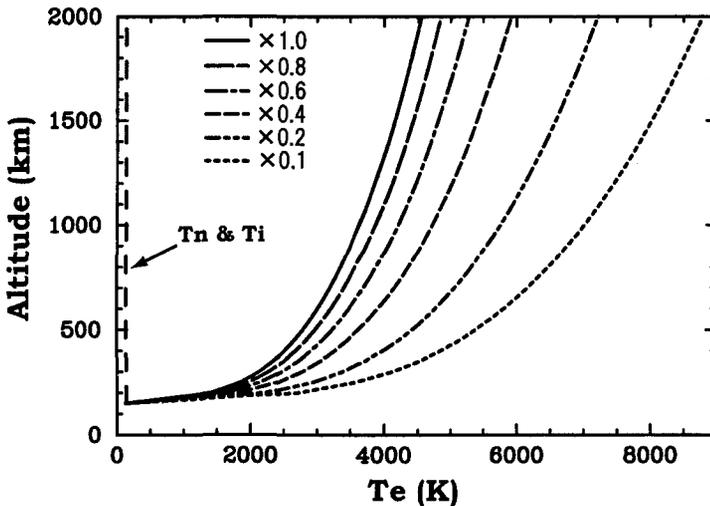


Fig. 10. Altitude profile of calculated electron temperature. Electron temperature T_e increases as electron number density decreases. Ion temperature T_i becomes almost the same as neutral temperature T_n .

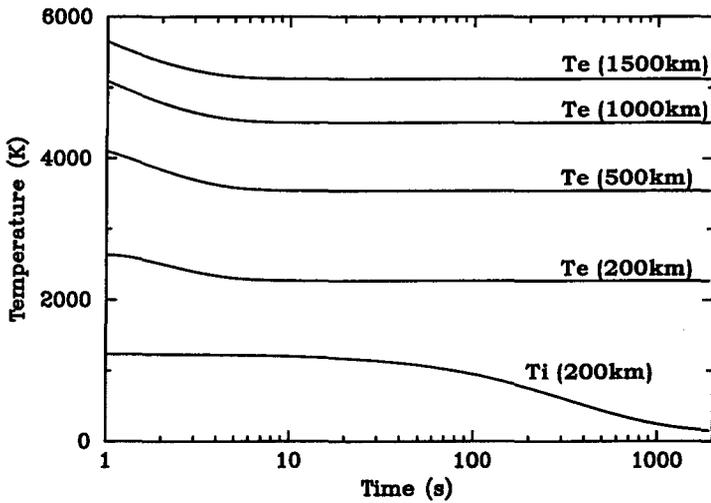


Fig. 11. Calculated electron temperature T_e and ion temperature T_i . T_e reaches steady state in about 10 seconds, but T_i requires more than 1000 seconds.

IV. 議 論

磁場データ解析および数値実験は、以前から考えられてきた磁力線ドレイブモデルと異なっていることを示している。

太陽風が直接吹き付ける経度0度付近に引っかかった磁力線は高速に流れる太陽風のためにドレイブし地面と水平になる。磁力線は150~200度付近で電離圏の外に抜け出している。この結果は、以前から考えられているモデル(Marubashi et al., 1985)とほぼ一致する(Fig. 4, Fig. 6)。太陽風動圧が低い場合でも同様の結果が得られた(Fig. 5)。ただし、磁力線の方向性は少し弱くなり、太陽風動圧が強い場合よりも向きが一定していない。動圧が低い場合にもドレイブ磁場が存在することはMarubashi et al. (1985)のモデルとは異なる。Marubashiモデルは電離圏に磁力線をドレイブさせる力としてシースでのプラズマ流が重要であると考えている。太陽風動圧が強い場合はシースでのプラズマ流が強くなり真夜中付近まで到達できる。流れによって電離圏全体を磁場がドレイブし、ドレイブした磁場は電離圏の中へ入っていく。太陽風動圧が弱い場合はこのようなことは起こらず、磁場は電離圏界面をスリッパしていくので電離圏内にドレイブ磁場を作り出すことはできない。しかし、我々の解析で得られた結果は太陽風動圧が低い場合でもドレイブ磁場が存在することを示している。つまり、シースでのプラズマ流以外に磁力線を十分にドレイブさせる要因があることを示している。

電離圏には昼夜間プラズマ対流がある。このプラズマ対流には東西非対称性が存在し熱圏におけるスーパーローテーションの影響であると考えられている(Miller and Knudsen, 1987, Fig. 12)。対流の収束点は明け方にずれており、太陽天頂角150度付近から乱流状態になる。乱流状態

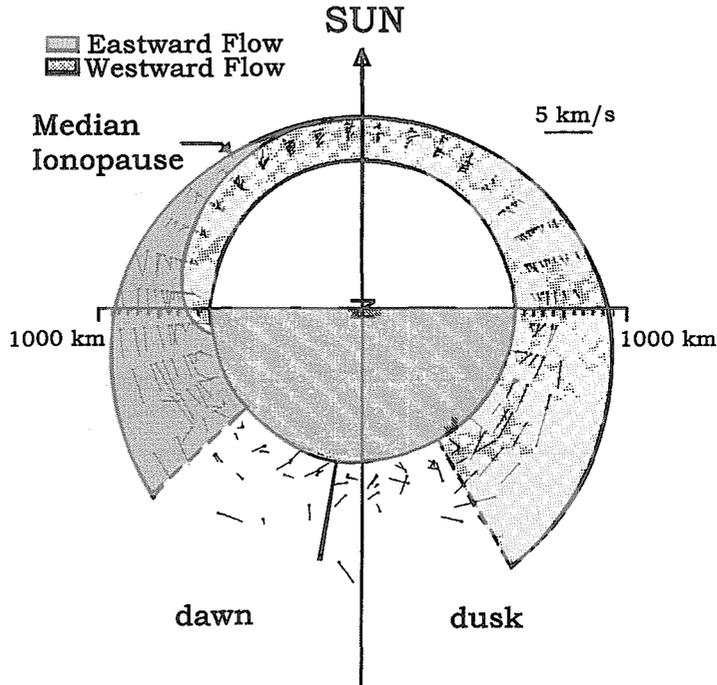


Fig. 12. Average O^+ velocity field in the ionosphere. The dashed radial lines represent the points where the velocities become chaotic. Asymmetry at low altitude may be caused by a neutral atmospheric super rotation (modified from Miller and Knudsen, 1987).

になり始める場所は、磁力線が水平から垂直に変化する領域と一致する。この場所はホールが観測される場所と一致している(柿並ほか, 2000)。太陽風動圧が低い場合でも磁力線の方法は地面と水平になり 160 度付近で収束するという現象は、電離圏内でのプラズマ流が磁力線ドリフト形成に寄与していることを示唆している。

ドリフト磁場をホールで観測された電子温度という観点から考えてみる。電子温度が低いホールは、1) 観測される高度が低い、2) 観測される磁場が水平に近い、という特徴がある。また、電子温度の数値実験より電子温度を低くするためには熱フラックスを遮断する必要があることが分かった。夜側電離圏の主な熱源として考えられている太陽風プラズマの電子を電離圏内に侵入させないためには地面に水平な磁力線が存在すればよい。この磁力線が 10 nT 程度あれば熱フラックスを遮断できる。このような状況を再現するには低高度に存在するドリフト磁場がループしていればよい。これは磁場データの解析結果と矛盾しない。電子温度が高いホールは、熱フラックスを入れる必要がある。その熱フラックスがホールとその周辺で一定であれば電子密度の減少により電子一つ一つが受け取るエネルギーは増加するため電子温度は上昇する。この場合の磁力線は IMF とつながっていると考えることができる。電子温度は熱フラックスの量が変わったとしても 10 秒程度で定常状態になるために観測された電子温度はドリフト磁場の形状を反映して

いると思ってよい。以上のことから、電離圏のドライブ磁場は Fig. 13 のような形状をしていると考える。

我々のデータ解析からドライブ磁場およびホールの形成過程は以下のようなになる。

- (1) IMF は電離圏前面に進入する。電離圏の外側では高速でプラズマが流れているため、磁力線は電離圏をドライブする。
- (2) 電離圏に侵入した磁力線は電離圏下部まで運ばれ、そこでの昼夜間対流によって地面と水平の方向に磁力線は曲げられる。
- (3) 昼夜間対流が弱まる経度 150–200 度の低高度で電離圏内のプラズマ流の影響が小さくなり、磁力線は電離圏の外へと抜け出す。
- (4) 低高度では磁力線の圧縮による磁気リコネクションが起こり、磁力線がループする。
- (5) リコネクション後 IMF につながった磁力線は宇宙空間へと飛び出す。
- (6) ループした磁力線上にあるプラズマは低高度へ加速され、中性大気が多い領域へ運ばれ、再結合が起こりプラズマ密度は減少する。
- (7) IMF につながった磁力線上のプラズマは宇宙空間へ運ばれ、その場のプラズマ密度は減少する。

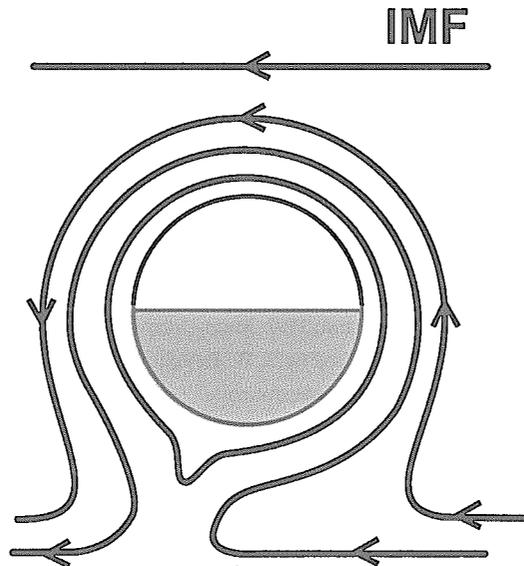


Fig. 13. Magnetic field distribution in the Venus ionosphere. Magnetic field line loops at low altitudes, but high altitude magnetic field lines connect to IMF outside of Venus ionosphere.

V. ま と め

PVO のデータを用い、電離圏ドリフト磁場の形状を調べた。その結果、太陽風の動圧に関係なくドリフト磁場は観測されることが明らかとなった。その形状は、電離圏前面では電離圏をとりまくように磁場がドリフトし、緯度 150–200 度の高高度では地面に垂直に近い向きを向き電離圏の外へ抜け出す。低高度では磁力線がループしている可能性が高い。また、ホール内での電子温度の特徴からホールで観測される磁力線の形状を考察した。電子温度が高いホールで観測される磁力線は電離圏外へつながった磁力線であるため電離圏界面から容易に熱フラックスが流入でき、電子温度は周囲の電子より高い。高度が低く電子温度が低いホールの磁力線は電離圏内でループし、電離圏界面からの熱フラックス流入が制限されるために電子温度は周囲の電子より低い。

以上より電子温度が低いホールではプラズマは低高度に運ばれ再結合することで減少し、磁力線はループしているので太陽風電子はホール内に入ってくられない。また、電子温度が高いホールではプラズマは宇宙空間に吹き飛ばされ、磁力線は IMF とつながっているために太陽風電子がホール内に入ってきて、その場を加熱する。我々の結果を観測で確かめるには、ホール内でのプラズマの速度を測定し、電子のエネルギースペクトラムを測定する必要がある。

文 献

- Bougher, S. W. and T. E. Cravens, 1984. A two-dimensional model of the nightside ionosphere of Venus: ion energetics, *J. Geophys. Res.*, **89**, 3837–3842.
- Brace, L. H., R. F. Theis, W. R. Hoegy, J. H. Wolfe, J. D. Mihalov, C. T. Russell, R. C. Elphic and A. F. Nagy, 1980. The dynamic behavior of the Venus ionosphere in response to solar wind interaction, *J. Geophys. Res.*, **85**, 7663–7678.
- Brace, L. H., R. F. Theis, H. G. Mayr and S. A. Curtis, 1982. Holes in the nightside ionosphere of Venus, *J. Geophys. Res.*, **87**, 199–211.
- Cloutier, P. A., H. A. Taylor, Jr. and J. E. McGary, 1987. Steady state flow/field model of solar wind interaction with Venus: Global implications of local effect, *J. Geophys. Res.*, **92**, 7289–7307.
- Cravens, T. E., H. Shinagawa and J. G. Luhmann, 1997. Magnetohydrodynamic processes: Magnetic fields in the ionosphere of Venus, in *Venus II*, edited by S. W. Bougher, D. M. Hunten and R. J. Phillips, pp. 61–93, The University of Arizona Press, Tucson, Arizona.
- Elphic, R. C., C. T. Russell, J. A. Slavin and L. H. Brace, 1980. Observation of the dayside ionopause of Venus, *J. Geophys. Res.*, **85**, 7679–7696.
- Elphic, R. C., C. T. Russell, J. G. Luhmann, F. L. Scarf and L. H. Brace, 1981. The Venus ionopause current sheet: Thickness length scale and controlling factors, *J. Geophys. Res.*, **86**, 11430–11438.
- Fox, J. L., and A. J. Kliore, 1997. Ionosphere: Solar cycle variations, in *Venus II*, edited by S. W. Bougher, D. M. Hunten and R. J. Phillips, pp. 161–188, The University of Arizona Press, Tucson, Arizona.
- Grebowky, J. M., H. G. Mayr, S. A. Curtis, and H. A. Taylor, Jr., 1983. Venus nighttime horizontal plasma flow, 'magnetic congestion', and ionospheric holeproduction, *J. Geophys. Res.*, **88**, 3005–3012.
- Hartle, R. E. and J. M. Grebowky, 1990. Upward ion flow in ionospheric holes on Venus, *J. Geophys. Res.*, **95**, 31–37.
- Hoegy, W. R., L. H. Brace, R. F. Theis and H. G. Mayr, 1980. Electron temperature and heat flow in the nightside Venus ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **85**, 7811–7816.

- 柿並 義宏, 小山 孝一郎, 渡辺 堯, 2000. 金星ホールの生成機構に関する一考察, 宇宙科学研究所報告, 第109号, 1-58.
- Keating, G. M., J. L. Bertauy, S. W. Bougher, T. E. Cravens, R. E. Dickinson, A. E. Hedin, A. F. Nagy, J. Y. Nicholson, L. J. Paxton and U. von Zahn, 1985. Model of Venus neutral upper atmosphere: Structure and composition, *Adv. Space Res.*, **5**, 117.
- Luhmann, J. G., C. T. Russell, L. H. Brace, H. A. Taylor, W. C. Knudsen, F. L. Scarf, D. S. Colburn, and A. Barnes, 1982. Pioneer Venus observations of plasma and field structure in the near wake of Venus, *J. Geophys. Res.*, **87**, 9205-9210.
- Luhmann, J. G., 1986. The solar wind interaction with Venus, *Space Sci. Rev.*, **44**, 241-306.
- Luhmann, J. G. and T. E. Cravens, 1991. Magnetic fields in the ionosphere of Venus, *Space Sci. Rev.*, **55**, 201.
- Luhmann, J. G. and D. S. Russell, 1992. Magnetic Fields in Venus nightside ionospheric holes: collected Pioneer Venus Orbiter magnetometer observations, *J. Geophys. Res.*, **97**, 10267-10282.
- Marubashi, K., J. M. Grebowsky, H. A. Taylor, J. G. Luhmann, C. T. Russell and A. Barnes, 1985. Magnetic field in the wake of Venus and the formation of ionospheric hole, *J. Geophys. Res.*, **90**, 1385-1398.
- McComas, D. J., H. E. Spence, C. T. Russell and M. A. Saunders, 1986. The average magnetic field draping and consistent plasma properties of the Venus magnetotail, *J. Geophys. Res.*, **91**, 7939.
- Miller, K. L., W. C. Knudsen, K. Spenner, R. C. Whitten and V. Novak, 1980. Solar zenith angle dependence of ionospheric ion and electron temperatures and density on Venus, *J. Geophys. Res.*, **85**, 7759.
- Miller, K. L. and W. C. Knudsen, 1987. Spatial and temporal variations of the ion velocity measured in the Venus ionosphere, *Adv. Space Res.*, **7**, 107.
- Phillips, J. L., J. G. Luhmann and C. T. Russell, 1986. Magnetic configuration of the Venus magnetosheath, *J. Geophys. Res.*, **91**, 7931.
- Phillips, J. L. and C. T. Russell, 1987. Upper limit on the intrinsic magnetic field of Venus, *J. Geophys. Res.*, **92**, 2253-2263.
- Russell, C. T. and R. C. Elphic, 1979. Observations of flux ropes in the Venus ionosphere, *Nature*, **279**, 616-618.
- Russell, C. T., R. C. Elphic and J. A. Slavin, 1980. Limits on the possible intrinsic magnetic field of Venus, *J. Geophys. Res.*, **85**, 8319-8332.
- Russell, C. T. and O. Vaisberg, 1983a. The interaction of the solar wind with Venus, in *Venus*, edited by D. M. Hunten, L. Colin, T. M. Donahue and V. I. Moroz, pp. 873-940, The University of Arizona Press, Tucson, Arizona.
- Russell, C. T., J. G. Luhmann and R. C. Elphic, 1983b. The properties of the low altitude magnetic belt in the Venus ionosphere, *Adv. Space Res.*, **2**, 13.
- Schunk R. W. and Andrew F. Nagy, 2000. *Ionospheres: Physics, Plasma Physics, and Chemistry*, Cambridge Atomospheric and Space Science series (the press of the university of Cambridge), pp. 104-147.