4 . 地球磁気圏における プラズマフロー速度シア不安定の役割

松本 洋介

(東京大学大学院理学系研究科地球惑星科学専攻)

On the Role of Plasma Flow Velocity Shear Instability in the Earth Magnetosphere

MATSUMOTO Yosuke

Department of Earth and Planetary Science, Faculty of Science, University of Tokyo, Tokyo 113-0033, Japan

(Received 25 December 2003)

The plasma flow velocity shear instability, the so-called Kelvin-Helmholtz (K-H) instability has recently been recognized as an important process for the mass and energy transport of solar wind plasma into the earth magnetosphere. Even though this has been supported by many in-situ plasma observations, its physical mechanisms are still controversial. Recently, progress was made by a MHD simulation in which non-linear coupling with secondary instabilities results a turbulent and broad mixing layer. In the present paper, a new Sun-Earth connection model is proposed in which the K-H instability plays an important role.

Keywords:

Kelvin-Helmholtz instability, Rayleigh-Taylor instability, turbulence, secondary instability, magnetosphere, low-latitude boundary layer

4.1 はじめに

太陽系に存在する惑星は太陽から噴き出された高速のプラズマ流(太陽風)と常に相互作用を行っており、地球もその例外ではない。ところが、固有磁場を有する地球は火星や金星とは違った大気進化を行ってきた。太陽風が直接地球大気と相互作用するのを地球磁気圏が防いでいるためである。にもかかわらず太陽活動によって生じる高エネルギープラズマは様々な形で地球に影響を及ぼしている。オーロラの出現は代表的な例であり、それは太陽活動と密接に関連していることがこれまでの研究からわかってきた。このように、なんらかの形で太陽風のエネルギーが地球大気に影響を及ぼしていると考えられる。さらに、科学技術の発達によって地球周辺の宇宙空間の利用が活発になっている昨今、我々の生活自体にも直接影響を及ぼすようになってきた。地球周辺に存在する高エネルギープラズマが直接相互作用することによって人工衛星や宇宙船に影響を及ぼし、通信障害や宇宙飛行士の被爆等の損害を与える可能性があるからである。このように、太陽風プラズマがどのような過程を経て地球磁気圏内に侵入し、その後どのようにして輸送されるのかを知ることは、今後高まってくる宇宙空間の利用に対する影響という観点からもとても重要であると認識されるようになってきている。しかしながら、その物理プロセスは未だ明らかになっていないものも多く、宇宙空間プラズマ物理学の観点からも非常に興味深い問題を残している。本稿では、これまで明らかになっ

た観測や理論的モデルと併せながら、太陽風 - 地球磁気圏相互作用モデルの中で果たし得るプラズマフロー速度シア不安定の役割について述べたい。

4.2 太陽風-地球磁気圏相互作用モデル

これまでの人工衛星による直接(in situ)観測などから、地球磁気圏内部には太陽風起源と思われるプラズマが多く存在しており、また、磁気圏内部の対流によって地球近傍まで輸送されていることが明らかになった。どのような過程を経て磁気圏内部に侵入するのか? 磁気圏内のプラズマの対流はどのようにして起きるのか? これらの問題は現在においてもすべて明らかにされていない、磁気圏物理学の大きなテーマの一つである。そのような中で、1961年にパラダイムシフトとなる2つのモデルが提唱された。一つは、Dungey[1]による「開いた磁気圏モデル」でもう一つは Axford and Hines[2]による「閉じた磁気圏モデル」である。

4.2.1 開いた磁気圏モデル

太陽風中の磁場(Interplanetary Magnetic Field, 以下 IMF)は基本的にはパーカースパイラルと呼ばれるスパイラル構造を持って地球に到達しているが、時間的に揺らいでおり、その南北成分によって磁気圏の応答が違ってくる事が明らかになっている。Dungeyの開いた磁気圏モデルでは、南向き IMF と地球の固有磁場とが繋がる磁気リコネクションの概念が初めて取り入れられた(Fig. 1: 図は磁

author's e-mail: ymatumot@eps.s.u-tokyo.ac.jp

Fig. 1 Open magnetosphere model proposed by Dungey[1]. The figure shows the cross section of the magnetosphere in the noon-midnight meridian plane (Adopted from Stern [1996]).

気圏を夕方側から見た模式図)。昼側磁気圏は南向き IMF との磁気リコネクションによって「引き裂かれ」、その結果、太陽風のプラズマが磁気圏内へと効率的に輸送される。IMF と繋がった地球の磁力線（開いた磁力線）は太陽風とともに夜側へと運ばれ、開いた磁力線によって彗星のような磁場の尻尾（磁気圏尾部）を形成する。磁気圏尾部では開いた磁力線同士で再度磁気リコネクションが起き、太陽風プラズマは地球向き的高速流（ $\sim 1,000$ km/s）を伴って地球に向かって輸送されるのである。この一連の太陽風プラズマの磁気圏内への侵入、その後の輸送モデルは観測を良く説明し[3, 4]、南向き IMF 時の地球磁気圏の応答を説明する標準モデルとして、現在広く受け入れられている。

4.2.2 閉じた磁気圏モデル

しかし、必ずしも Dungey のモデルですべてが説明できるわけではなかった。特に北向き IMF 時は昼側磁気圏での磁気リコネクションが起きにくい磁場配位であり、上記で得られたようなモデルが必ずしも当てはまらないからである。したがって、北向き IMF 時の磁気圏の応答を説明するモデルは現在においても確立せず、これまで様々なモデルが提唱されてきた。そんな中、Axford and Hines の閉じた磁気圏モデルが近年になって再注目されている（Fig. 2：図は地球磁気圏を北から見た模式図）。このモデルでは、1. 太陽風が磁気圏に到達すると両脇に分かれて後方へと流れる。2. その境界面で何らかの粘性効果が働けば太陽風の運動量が磁気圏内部にも伝わり、磁気圏内部の両脇で夜側への対流が生じる。3. 磁気圏は閉じているため、夜側への対流はやがて境界に行き着き、磁気圏中心部では地球向きの対流へと変わる。というストーリーになっている。彼らのモデルは観測される磁気圏内部の対流を説明することができるが、粘性効果の物理的メカニズム、太陽風プラズマの質量の輸送といった問題に対しては未解決のままであった。

その中で注目すべきプロセスとしてあげられているのが、速度シア不安定である Kelvin-Helmholtz (K-H) 不安定である。磁気圏の周りには太陽風が常に流れており、その結果磁気圏境界面は太陽風との間で速度シア境界となっている。Fig. 3 は磁気圏境界面を人工衛星 Geotail が横切った典型的な観測例である。上から順に、磁場強度 (nT)、磁場 x, y, z 成分、プラズマ（陽子）密度 (個/cc)、温度 (eV)、

Fig. 2 Close magnetosphere model proposed by Axford and Hines [2]. The figure shows the cross section of the magnetosphere in the equatorial plane viewed from the north pole (Adopted from Stern [1996]).

速度 x 成分 (km/s) の時間プロファイルが表示されている。衛星の移動速度は磁気圏の変動に比べて十分遅いため、ここで得られた時間変動は空間構造を表していると考えられる。座標系は GSM 座標系といい、地球を中心に太陽方向を x 軸に取り、 y 軸は x 軸と地球ダイポール磁場の軸に対して垂直方向をとる。 z 軸は $x-y$ 平面に垂直に取られている。太い点線で分けられた領域が磁気圏境界面を表し、それより左側が太陽風、右側が磁気圏内を観測している。特徴的なのは、磁場のわずかな変動に対して、境界面を挟んでプラズマの性質が大きく変わっている点である。一つは、太陽風と磁気圏内のプラズマの間には約 400 km/s という速度シアが存在している点である。もう一つはその密度と温度の違いである。太陽風は密度が大きく (10 個/cc) 温度が低い (100 eV) のに対して、磁気圏内部のプラズマは密度が小さく (0.1 個/cc) 温度が高い (数 keV) といった、太陽風と磁気圏のプラズマの性質そのものが大きく変化していること

Fig. 3 A typical observation of the low latitude magnetospheric boundary by Geotail spacecraft on March 29 in 1995. The vertical thick line indicates the boundary which separates the magnetosphere and the solar wind.

が特徴的である。

このような特徴の差が太陽風と磁気圏内部のプラズマにあることから、磁気圏境界面では K-H 不安定が成長しているのではないかと古くから予想されており、閉じた磁気圏モデルでの太陽風の運動量を輸送する粘性効果として K-H 不安定が重要な役割を果たしていると考えられてきた。そして、近年の観測や理論的研究によってこれらの裏付けがなされてきている。また、最近の研究によって太陽風プラズマの質量そのものを磁気圏内に輸送する可能性が示唆されており、磁気リコネクション以来の新たな太陽風プラズマの輸送プロセスとして注目を浴びている。以下では北向き IMF 時の磁気圏応答について注目して、K-H 不安定の観測事例、理論的取組みについて紹介したい。

4.3 北向き IMF 時の磁気圏応答

人工衛星によるプラズマの直接観測から、磁気圏内のプラズマの性質は太陽風中磁場 (IMF) の南北成分によって大きく変化することが明らかになった[5,6]。Terasawa ら[5]は磁気圏中のプラズマの性質を統計的に調べ、IMF の南北成分に対する依存性を明らかにした。その結果、

1. IMF が北向きのときは磁気圏中のプラズマは温度が低く密度が大きいといった太陽風に近い性質を表すのに対して、IMF が南向きのときは温度が高く密度が小さい。
2. 北向き IMF 時は磁気圏中心よりも両脇の低緯度境界面に近い領域でプラズマの密度が大きくなっている。

といった特徴を示すことがわかった。一つめの結果からは、IMF が南向きのときは磁気リコネクションによって加熱、加速された太陽風プラズマが磁気圏内に輸送されているという開いた磁気圏モデルで説明することができるが、IMF が北向きの場合の磁気圏内のプラズマの特徴は必ずしも磁気リコネクションモデルでは説明できない。その性質が太陽風のそれに近いことから、何か直接的な磁気圏への侵入プロセスの可能性を示唆している。二つめの結果からは、磁気圏の両脇である磁気圏低緯度境界面から太陽風プラズマが直接侵入してきていることが示唆される。

磁気圏低緯度境界面が新たな太陽風プラズマの輸送ルートであるというアイデアは、これまでいくつか観測的に提唱されてきた[7,8]。低緯度境界面においてはしばしば太陽風起源と思われる低エネルギープラズマと磁気圏起源と思われる高エネルギープラズマが同時に観測される。これは太陽風と磁気圏のプラズマの混合が低緯度境界面において起きていることを示し、このような観測例からも実際に太陽風起源のプラズマが磁気圏内に侵入している様子が明らかになってきている。

以上のような特徴がしばしば観測される低緯度境界面では、太陽風との速度シアによって Kelvin-Helmholtz (K-H) 不安定が成長しているのではないかと予想されていた[9,10]。Hones ら[9]は人工衛星のデータを用いてプラズマ (陽子) の流体的速度を統計的に調べた結果、朝側 (タ

方側) の低緯度境界面近くではプラズマは時計回り (反時計回り) の渦運動をしていることを示し、これら結果は K-H 不安定の成長に因るものではないかと推測した。また最近では衛星の低緯度境界面の観測と MHD シミュレーションによる K-H 不安定の結果との比較がなされており、衛星が何度も境界を横切る観測は K-H 不安定の非線形発展によって巻きこまれた境界面によってうまく説明できるという報告がなされている[10,11]。このように、人工衛星による観測によって低緯度磁気圏境界面ではしばしば K-H 不安定の特徴を示す観測が報告されている。また同様に太陽風プラズマが直接侵入している痕跡もしばしば観測されることから、K-H 不安定は太陽風プラズマの運動量のみならず、質量そのものを磁気圏内へ輸送し得るプロセスとして重要ではないかと考えられる。

4.4 Kelvin-Helmholtz 不安定

以上で紹介したモデル、観測から指摘される重要な点は、

1. K-H 不安定によって太陽風の運動量を十分に磁気圏内に輸送することができるか？
2. K-H 不安定による太陽風プラズマの質量輸送の可能性は？

の2つがあげられる。以下ではこれらの問題点に対する理論的取組みを紹介したい。

実は、1の運動量輸送の問題については K-H 不安定によって説明ができることが明らかにされており、太陽風プラズマの運動量輸送プロセスとしてその地位を確立している。K-H 不安定の非線形発展の結果、レイノルズおよびマクスウェル応力が境界面において卓越するため、これら応力の増加によって太陽風側の運動量が磁気圏内に輸送されることが MHD シミュレーションによって明らかにされている。様々な太陽風の条件の下、運動量輸送を定量的に見積った結果 Axford and Hines[2]の閉じた磁気圏モデルで要求される粘性効果と同程度のものが K-H 不安定の非線形発展によって説明できることが明らかになった[12]。

一方、K-H 不安定を介した太陽風プラズマの質量輸送の問題は現在においてもホットなテーマである。例えば、渦内部での磁気リコネクションと組み合わせるプラズマの輸送が可能であるという報告が MHD シミュレーションによって示されたり[13]、プラズマの粒子性を考慮した Hybrid simulation によって、プラズマの混合に対するイオンの有限ラーモア半径効果について議論されている[14,15]。そのような中で、Matsumoto and Hoshino[16]は非一様密度構造中の K-H 不安定の成長に注目し、二次元 MHD シミュレーションによってその非線形発展を詳細に解析した。Fig. 4 は太陽風側と磁気圏側の密度比が 1 対 0.2 (圧力は一定のため、温度比は 0.2 対 1) の計算結果のスナップショットである。ここで、矢印はプラズマの流れを表現しており、色は密度の大きさを表す (白色が太陽風プラズマ、黒色が磁気圏プラズマ)。磁場は紙面に対して垂直方向に配位しており、一様背景磁場を仮定している。まず、左上の時刻 $t = 71.88 \lambda / V_0$ のスナップショットに注目してみ

Fig. 4 Number density profiles with flow vectors for $\alpha = 0.2$ are shown at a time $t = 71.88\lambda/V_0$ (top left), $t = 84.38\lambda/V_0$ (top right), $t = 90.62\lambda/V_0$ (bottom left), and $t = 156.25\lambda/V_0$ (bottom right). The onset of secondary instabilities are recognized as zoomed in the white frames. The mushroom like structure zoomed in the bottom left panel reminds the readers of the onset of the Rayleigh-Taylor instability.

よう (λ は初期速度シアの厚み, V_0 は速度ジャンプの大きさを表す)。

この時点ではいわゆる K-H 不安定による渦運動が得られ, その成長率は線形理論 [17] と一致することが確認されている。次に右上のスナップショット ($t = 84.38\lambda/V_0$) に目を移すと, 一転して興味深い描像が見て取れる。渦周辺及び内部において二次的不安定性が成長しているのである (白枠の拡大図)。これら二次的不安定性が種となり, 左下, 右下へと時間発展するにつれて乱流へと移行することが明らかになった。右下のスナップショット ($t = 156.25\lambda/V_0$) では, さらに興味深い点があげられる。それは, 太陽風側のプラズマが磁気圏側の領域の奥深くまで輸送されていることである。これは明らかに渦のスケールを越えたプラズマの輸送を示しており, K-H 不安定によるプラズマの輸送の可能性を大きく高めた結果となっている。

それでは, どのようにして乱流へと移行するかを以下では説明したい。まず注目して頂きたいのが Fig. 4 の左上の図で, 渦内部に新たな速度シアができてきている点である。流体要素は固有モードによる圧力擾乱によって加速され回転運動を始めるが, その際に質量の軽い流体は速く回転し, 重い流体は遅く回転する。この回転速度の違いによって新たな速度シアが生じるため, 二次的 K-H 不安定が成長していると理解できる。もう一つの点は, 回転運動による等価的な重力, つまり遠心力が流体要素に働いている点である。密度成層構造に対して重力 g が働いている場合,

Rayleigh-Taylor (R-T) 不安定が成長することが知られている [18]。R-T 不安定の成長条件は

$$\nabla n \cdot g < 0 \quad (1)$$

であるので, この条件を満たす渦内部の領域において二次的 R-T 不安定が成長している (Fig. 4 左下のスナップショットでは白枠で拡大された図のように R-T 不安定に特徴的なマッシュルーム型の発展が観測されていることに注意されたい)。新たに渦内部で形成される速度シアは両流体の重さの違いから生じ, 二次的 R-T 不安定の成長率 [18] は

$$\gamma = \sqrt{\frac{1-\alpha}{1+\alpha}} gk \quad (2)$$

で表されるように, 密度比 α の関数である (k は波数) ことから二次的不安定性の成長は密度非一様性の大きさによって影響されることが予想される。

Fig. 5 の上図は時刻 $t = 156.25\lambda/V_0$ における, 流体のエネルギースペクトルを表している。横軸は x 方向 (0 次の流れの方向) の波数を表し, 縦軸はスペクトル強度を表す。太陽風側に対する磁気圏側のプラズマの密度比を 0.2 (実線) から 1.0 (破線) まで変えると, そのエネルギースペクトルの短波長領域に差が大きく見られる。非一様密度の度合いが大きいほど, よりエネルギーが小さいスケールへと輸送されているのである。Fig. 5 の下図は時刻 $t = 156.25\lambda/V_0$ におけるそれぞれの密度プロファイルを表している (左から順に, 密度比 $\alpha = 0.2, 0.6, 1.0$)。一様密度 ($\alpha = 1.0$) 計算では乱流へと発展せず, きれいな渦運動で特徴づけられるのに対して, 密度成層のある ($\alpha = 0.2, 0.6$) 計算では, 最終的には乱流へと移行し, その強度は非一様度が大きい計算ほど強いことが両図からわかる。

このように, 非一様密度構造中の K-H 不安定は乱流へと移行しプラズマの混合が促進されることが明らかになった。また, その乱流強度は二次的不安定性の成長と関連して, 密度比によって大きく影響される。乱流への移行の種となる二次的不安定性は, 二次的 K-H 不安定と二次的 R-T 不安定と断定したが, 実は二次的 R-T 不安定はもう一つの重要な役割を果たしている。それは, 太陽風プラズマの磁気圏内への輸送である。R-T 不安定は式 (1) を満たす領域で成長する。そこで, 渦運動によって巻きこまれた密度成層構造のうち, 一番外側の密度境界に注目してみよう。太陽風側では $\nabla n \cdot g_{\text{eff}} > 0$ となっているため, 二次的 R-T 不安定が成長しないが, 磁気圏側では逆に $\nabla n \cdot g_{\text{eff}} < 0$ となっているため二次的 R-T 不安定が励起される (g_{eff} は遠心力による動径方向の重力効果)。その結果, R-T 不安定の非線形発展は物質交換で特徴づけられるように, この二次的 R-T 不安定も動径方向にプラズマを輸送するのである。また, 全体的に乱流状態になるのではなく, 磁気圏側に寄った乱流構造によってプラズマの混合, 輸送が促進されているのは, R-T 不安定の成長条件が非対称性を生み出しているためであると考えられる。

ここで紹介した K-H 不安定を介した太陽風プラズマの輸送モデルでは密度の非一様性が重要であることが明らかに

Fig. 5 The energy spectra are shown for $\alpha = 0.2$ (solid line), for $\alpha = 0.6$ (dotted line), and for $\alpha = 1.0$ (dashed line). Number density profiles with flow vectors at $t = 156.25\lambda/V_0$ are also shown.

なった．そこで，実際の低緯度境界面の観測である Fig. 3 に戻ってみよう．冒頭で紹介したように，太陽風と磁気圏中のプラズマの密度は磁気圏側が0.1個/cc程度であるのに対して太陽風中は約10個/ccと，二桁も違う非一様密度成層構造となっている．本稿で紹介したシミュレーションでの密度比はせいぜい数倍程度であるにもかかわらず，強い乱流への移行とプラズマの輸送が観測されたことから，実際の低緯度境界面ではさらに強い乱流が発達し，より広範囲までプラズマの輸送が起きているのではないかと期待できる．

4.5 おわりに

磁気圏プラズマ物理学の大きな特徴は理論を人工衛星の直接観測によって検証できる実証科学であることにある．しかし，磁気圏境界面の物理に関しては観測が先行して，理論がまだ追いついていないという状況であった．本稿で紹介した速度シア不安定である Kelvin-Helmholtz 不安定を介した太陽風プラズマの輸送モデルはその理解を一歩進めることができたのではないと思うが，モデルは非常に単純であり，これからも理論的取組みは活発に続けられるであろう．特に，実際の観測では磁場の非一様性，プラズマの運動論的効果が支配的であると思われる場合も少なくない．その場合，今回紹介したモデルでは考慮していなかったプラズマの運動論的不安定性と流体的不安定性とのカップリングが期待でき，現在著者も含め多くの研究者が取り組んでいるところである．観測の面ではこれまでは衛星による一点観測であったため，その空間構造はある仮定の下

で議論されてきた．現在ではESA(ヨーロッパ宇宙機構)の Cluster 衛星が編隊飛行をしながら4点同時観測を行っており，これら衛星のデータによってより詳細な空間構造が明らかになっていくと期待できる．また，日本においても多点同時観測の計画が進行中であり，今後立ち上がるミッションによって磁気圏境界面の物理に大きな進展をもたらしてくれるであろう．太陽風プラズマの輸送に関する K-H 不安定の役割をすべて理解するにはまだ時間が必要であると思われるが，今後その物理が明らかになっていくにつれ，太陽風 - 地球磁気圏相互作用モデルにおける重要性がより高まっていくに違いないと感じている．

参考文献

- [1] J.W. Dungey, Phys. Rev. Lett. 6, 47 (1961).
- [2] W.I. Axford and C.O. Hines, Canad. J. Phys. 39, 1433 (1961).
- [3] T.D. Phan, L.M. Kistler, G. Haerendel, G. Paschmann, B.U. Ö. Sonnerup, W. Baumjohann, M.B. Bavassano-Cattaneo, C.W. Carlson, A.M. DiLellis, K.H. Fornacon, L. A. Frank, M. Fujimoto, E. Georgescu, S. Kokubun, E. Moebius, T. Mukai, M. Øieroset, W.R. Paterson and H. Reme, Nature 404, 848 (2000).
- [4] A. Nishida, T. Mukai, T. Yamamoto, Y. Saito and S. Kokubun, J. Geomagn. Geoelectr. 48, 489 (1996).
- [5] T. Terasawa, M. Fujimoto, T. Mukai, I. Shinohara, Y. Saito, T. Yamamoto, S. Machida, S. Kokubun, A.J. Lazarus, J. T. Steinberg and R. P. Lepping, Geophys. Res. Lett. 24, 935 (1997).
- [6] S. Wing and P.T. Newell, Geophys. Res. Lett. 29, 1307 (2002).
- [7] T.E. Eastman, L.A. Frank and C.Y. Huang, J. Geophys. Res. 90, 9541 (1985).
- [8] M. Fujimoto, T. Terasawa, T. Mukai, Y. Saito, T. Yamamoto and S. Kokubun, J. Geophys. Res. 103, 4391 (1998).
- [9] E.W. Hones Jr., J. Birn, S.J. Bame, J.R. Asbridge, G. Paschmann, N. Sckopke and G. Haerendel, J. Geophys. Res. 86, 814 (1981).
- [10] D.H. Fairfield, A. Otto, T. Mukai, S. Kokubun, R.P. Lepping, J.T. Steinberg, A.J. Lazarus and T. Yamamoto, J. Geophys. Res. 105, 21159 (2000).
- [11] A. Otto and D.H. Fairfield, J. Geophys. Res. 105, 21,175 (2000).
- [12] A. Miura, J. Geophys. Res. 97, 10,655 (1992).
- [13] K. Nykyri and A. Otto, Geophys. Res. Lett. 28, 3565 (2001).
- [14] V.A. Thomas and D. Winske, J. Geophys. Res. 98, 11425 (1993).
- [15] M. Fujimoto and T. Terasawa, J. Geophys. Res. 99, 8601 (1994).
- [16] Y. Matsumoto and M. Hoshino, Geophys. Res. Lett. 31, L 02807 (2004).
- [17] A. Miura and P.L. Pritchett, J. Geophys. Res. 87, 7431 (1982).
- [18] S. Chandrasekhar, *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability* (Dover, 1961).