

## 地球磁気圏の力学\*

佐藤 哲也\*\*

太陽風から磁気圏へのエネルギー輸送機構, 太陽風-磁気圏相互作用の結果として生じる磁気圏プラズマの大規模対流および磁気圏尾部電流と電離層との結合機構, 磁気圏尾部電流として貯えられた磁気エネルギーのプラズマエネルギーへの爆発的なエネルギー変換機構, すなわち磁気圏サブストーム機構, オーロラ電子の加速機構およびオーロラアークの形成機構について, 巨視的(電磁流体力学的)観点からその力学過程に重点を置き解説を試みた。

## 1. まえがき

天文学や地球物理学で取り扱う自然現象の特徴は, 現象の一時的な発展, 歴史性にあると言える。全ての現象は, つきつめれば Big-Bang とも言われる宇宙の誕生にまでさかのぼる。現在宇宙で生起している現象は, そこから無数の枝葉となって発展してきたものであり, 現在もなお発展し続けている。この, 宇宙という大木の幹から枝葉末節に至るまでの状態を統一的に初期値問題として解くことは到底不可能である。しかし, 逆に十分発達しているが故に, 時空のスケールの違い, 関与するエネルギー域の違いなどによって分岐した枝をそれぞれ独立した枝とみなし得るものがある。そのような枝の一つ一つが異なった学問分野と対応していると考えられる。気象学, スペース科学などもそれぞれ独立した枝の例である。独立しているとは言え, いかなる枝も幹からの栄養(エネルギー)の供給によって発達を続けている。このことは, 自然現象が閉じた系ではなく, 開いた系で生起していることを意味している。気象学やスペース科学のように自然を対象とする学問のおもしろさは, 正にこの系が開いているというところにあると言える。

大気物理学や磁気圏物理学は太陽から放出されるエネルギーをエネルギー源として発達した枝であり, 太陽エネルギーを既知の入力関数としたときの地球大気の応答を取り扱う分野という点において同族といえる。しか

し, 入力関数の変数であるエネルギー領域が, 光であるか太陽風というプラズマ粒子であるかという違いによって, 同じ分岐点から別の枝に発達したと言える。この解説では, 太陽風を入力としたとき地球大気(広い意味での)がどのように応答するかという問題, とりわけ磁気圏サブストームと呼ばれる爆発的なエネルギー解放現象がどのようにして生じるかという問題を, グローバルな立場から各現象の力学過程に重点をおきお話しする。

## 2. 磁気圏の形成

磁気圏の形状のようなグローバルな問題を取り扱うには, 電磁流体近似が適用される。後の必要のため電磁流体方程式系を書き下しておく。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot \rho \mathbf{v} \quad (1)$$

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla P \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E} \quad (3)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} = -\nabla \cdot \mathbf{S} \quad (4)$$

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \eta \mathbf{j} \quad (5)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} \quad (6)$$

ここに  $\rho$  はプラズマの質量密度,  $\mathbf{v}$  は電磁流体としての速度,  $\mathbf{j}$  は電流,  $P$  は圧力,  $\mathbf{B}$  は磁場,  $\mathbf{E}$  は電場,  $U$  は全エネルギー,  $\mathbf{S}$  はエネルギー・フラックス,  $\eta$  は抵抗,  $\mu_0$  は透磁率 ( $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$  Farad/m) を示す。また,

\* Dynamics of the Earth's Magnetosphere.

\*\* T. Sato, 東京大学理学部地球物理研究施設。

$$U = \frac{1}{2} \rho v^2 + \frac{1}{\gamma-1} P + \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (7)$$

$$\mathbf{S} = \left( U + P + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) \mathbf{v} - \frac{1}{\mu_0} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}) \mathbf{B} + \frac{\eta}{\mu_0} \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (8)$$

で与えられ、 $\gamma$  は比熱比である。

今、定常状態 ( $\partial/\partial t=0$ ) を考えるとすると、運動方程式 [(2)式] は(1)式、(6)式を用いて、

$$\nabla \cdot \left[ \frac{1}{2} \rho \mathbf{v} \mathbf{v} + P \mathbf{1} + \frac{1}{\mu_0} (\mathbf{B} \mathbf{B} - \frac{1}{2} B^2 \mathbf{1}) \right] = 0 \quad (9)$$

なる圧力平衡の式を得る。ここに  $\mathbf{A} \mathbf{A}$  は dyad,  $\mathbf{1}$  は単位 dyad を示す。

もし仮りに地球には固有の磁場がなかったとすれば、太陽風 (solar wind) は地球大気と直接接触することになる。今、太陽風の平均速度を 400 km/sec, 主成分をプロトン(質量  $m_p=1.6 \times 10^{-27}$  kg), 密度を  $n_s=5 \times 10^6 \text{ m}^{-3}$  とし、地球大気の密度を  $n_A$ , 平均温度を  $T_A=200 \text{ K}$  とすると、圧力平衡の式  $n_A k T_A = n_s m_p v_s^2 / 2$  から  $n_A \approx 10^{11} \text{ m}^{-3}$  を得る。この密度はだいたい高度 2,000 km に対応し、太陽風は平均としてこの高度まで直接侵入し得ることを示している。実際には、地球に強い固有磁場 (0.3 ガウスは  $n_A \approx 10^{17} \text{ m}^{-3}$  程度の気体, すなわち地上 120~130 km あたりの気圧と釣り合う) が存在しているため、太陽風は大気よりも先に地球磁場の圧力でその侵入をせきとめられる。別な言い方をすれば、本来宇宙の彼方まで拡がるべき地球双極子磁場は太陽風によって有限の空間に閉じ込められることになる。第1図は、太陽風によって変形された地球磁場の模型図である。この閉じ込められた地球磁場の領土のことを、地球磁気圏 (magnetosphere) と呼んでいる。

もし磁気圏内部に磁気圧に見合う程のプラズマが存在していないとするならば、すなわち、 $\nabla P \approx 0$  ならば、

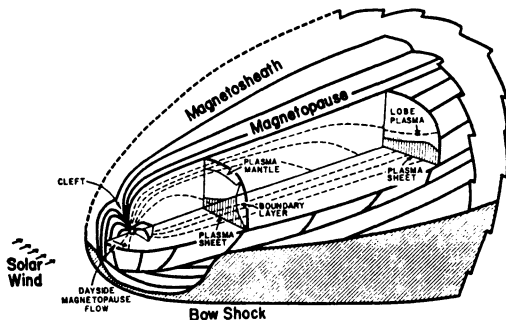
(2)式から  $\mathbf{j} \times \mathbf{B} = 0$ , すなわち磁気圏内部には電流が存在し得ないことになる。したがって、双極子磁場を第1図のように変形させるには、太陽風と磁気圏の境界面 (magnetopause) 上に地球磁場をその内部に閉じ込めるような境界面電流—これをチャップマン・フェラロ電流と呼ぶ—が流れていなければならないことになる。このことは、磁気圏内部の磁場はスカラー場 (スカラー・ポテンシャル) でのみ記述できることを意味している。スカラー場で記述される磁場エネルギーは他のエネルギーに変換不可能であるから、磁気圏内部は安定な静かな空間となり、オーロラ・サブストームのような現象は地上で見られなかったであろう。

実際の磁気圏には、太陽風プラズマが侵入してくるし、また太陽紫外線によって電離された地球起源の大気プラズマも存在している。磁気圏の非対称的な形状からも理解できるように、このようなプラズマは磁気圏内に一様に分布しているのではなく、比較的磁場の弱い磁気圏尾部の赤道面近傍に集中する傾向がある。また逆に、プラズマは磁場を押しよけるためますます磁場が弱くなる—これをプラズマの減磁効果 (diamagnetic effect) という。このようにして形成された磁気圏尾部の高温プラズマの領域を、プラズマシートと呼ぶ。このプラズマシートに沿って東から西向きに、 $\mathbf{j} \times \mathbf{B} = \nabla P$ , すなわち、

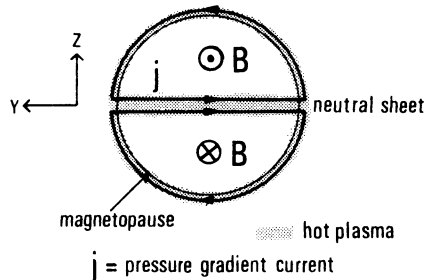
$$\mathbf{j} = \mathbf{B} \times \nabla P / B^2 \quad (2')$$

で与えられる電流 (diamagnetic current) が流れる。これを磁気圏尾部電流という。磁気圏尾部を輪切りにした断面での尾部電流と磁気圏を取り囲む境界面電流の様子を第2図に示す。このような磁気圏内を流れる電流は、ベクトル・ポテンシャルによって記述される磁場を作り出す。このベクトル場から作られる磁気エネルギーは、スカラー場の磁気エネルギーと違いプラズマ・エネルギーに変換され得る可能性をもっている。

(3)式に  $\mathbf{B}$  をスカラー積し、(5)(6)式を用いる



第1図 磁気圏の立体模型図 (Hardy et al.)



第2図 磁気圏尾部電流と境界面電流の断面図

ことよって,

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \frac{B^2}{2\mu_0} dV = - \int_A (\mathbf{E} \times \mathbf{B}) \cdot d\mathbf{A} - \int_V (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{v} dV - \int_V \eta \mathbf{j}^2 dV \quad (10)$$

なる磁気エネルギーの収支を表わす式が得られる。ここに、 $V$ は系の体積、 $A$ はその表面積を示す。右辺第1項はポインティング・ベクトル、第2項はアンペア力によるプラズマ（電磁流体）に対する仕事（加速）、第3項はプラズマのジュール加熱を表わしている。すなわち、この式はベクトル場によって記述される磁気エネルギーがプラズマの加速と加熱に使われ得るということを教えている。さらに、ポインティング・ベクトルの項は、ある有限の系内に外部（たとえば太陽風）から輸送されるエネルギーと系外に放出されるエネルギー（たとえばオーロラ粒子として電離層に放り出される）を与える。

磁気圏の力学において最も興味があり、かつ難解な問題はこのエネルギー変換をもたらすメカニズムが何であり、またその効率がどの位であるかということである。もう少し具体的に問題を整理すると、磁気圏力学の中心課題は次の三つの課題に帰することができる。

(1) 太陽風プラズマの運動エネルギー（運動量）がどのようにして磁気圏内に輸送されるのか、言い換えると、磁気圏内に大規模なプラズマ対流（大循環）を引き起こす機構は何か。

(2) 磁気圏内に引き起こされた対流の結果として、磁気圏、特にその尾部が変形され、尾部電流が発達し、ベクトル場としての磁気エネルギーが貯えられる。(10)式で言うならば、対流というポインティング・ベクトルの入力によって磁気圏尾部の磁気エネルギーが増加する。問題は、この増加した磁気エネルギーがどのようにして爆発的にプラズマ・エネルギーに変換されるかということである。すなわち、磁気圏サブストームの機構はいつい何か。

(3) さらに、磁気圏尾部でプラズマに変換されたエネルギーが、磁力線に沿って電離層に降下してくるオーロラ電子（数 keV のエネルギーをもつ）の発生とどのように結び付くのか、すなわち、オーロラ・サブストームの機構は何か。

この、お互いに原因-結果の関係にある一連のエネルギーの流れを矛盾なく体系づけることが、磁気圏物理学に課せられた最大の問題と言える。このように太陽風から取り入れられた余分のエネルギー（定常的な磁気圏を保

第1表 太陽風プラズマ諸量の地球軌道における値

物理量	観測値	平均値
速度 (km/sec)	200~900	400
密度 ( $m^{-3}$ )	$4 \times 10^5 \sim 8 \times 10^7$	$5 \times 10^6$
温度 ( $^{\circ}K$ )	$5 \times 10^3 \sim 10^6$	$2 \times 10^5$
磁場 (tesla)	$3 \times 10^{-10} \sim 4 \times 10^{-8}$	$6 \times 10^{-9}$

つ以上に取り入れられたエネルギー)の相当部分は、おそらくオーロラ・サブストームとして最終的には電離層でジュール熱として失われ、電離層の中性大気を温めるのに使われるであろう。もちろん、磁気圏尾部から直接反太陽方向に放り出されてそのまま太陽風に戻されるエネルギーもあり、電磁流体波やオーロラ電子から宇宙空間に向かって放射される地球キロメトリック波などの波として逃げていくエネルギーもある。このように長い時間で平均すればほぼ収支のバランスが成り立っているであろうが、時々刻々には磁気圏へのエネルギー収支の帳尻が合っていない開いた系の力学が磁気圏力学の特徴と言えるであろう。以下の節では、上に挙げた三つの課題について順を追って説明してみよう。

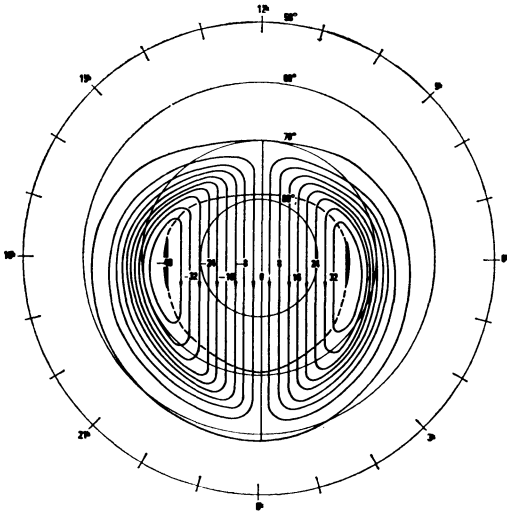
### 3. 太陽風エネルギーの磁気圏への輸送

地球軌道まで吹いてきた太陽風プラズマの代表的なパラメータの値を、第1表に示す。太陽風の平均熱エネルギー密度 ( $nkT$ ) が約  $7 \times 10^{-12}$  joule/ $m^3$  であるのに対し、運動エネルギー ( $\rho v^2/2$ ) は約  $5 \times 10^{-10}$  joule/ $m^3$  である。このことは、太陽風のエネルギーがほとんど運動エネルギー（磁気エネルギーは約  $10^{-11}$  joule/ $m^3$ ）によって運ばれていることを示している。磁気圏を半径が約  $20 R_E$  ( $R_E \approx 6370$  km) の円筒と考えると、太陽風が地球磁気圏に与え得る最大のエネルギー・フラックス  $F$  (joule/sec) は、普通の状態では、

$$F = (\rho v^2/2) v S \approx 10^{13} \text{ [joule/sec]}$$

となる。ここに、 $S$ は磁気圏の断面積。また、最大時では  $2 \times 10^{14}$  joule/sec にも達する。一方、磁気嵐のときに電離層でジュール熱として費やされるエネルギーが、だいたい  $10^{11}$  joule/sec であり、磁気圏サブストーム全体で  $10^{12}$  joule/sec のオーダのエネルギーが使われる。したがって、磁気圏にぶつかる太陽風から1%程度のエネルギーを磁気圏内に取り入れることができれば、磁気圏サブストームのエネルギーは説明され得ることになる。

現実には、サブストーム時だけではなく静穏時においても、常に極冠 (polar cap) には午前側から午後側に



第3図 極域電離層に定常的に存在する大規模電位分布 (Heppner, 1977).

かけて 50 kV 程度の電位差がかかっている (第3図参照), 極域電離層には常に電流が流れている。そのため、静かな状態においても  $10^{10}$  joule/sec 程度のジュール損失がある。このことは、太陽風から常にある程度のエネルギーが磁気圏に輸送されていることを示唆している。この極冠にかかる大規模な電位差がどのようにして発生しているかということが、太陽風から磁気圏への定常的なエネルギー輸送機構を解明する上の大きな手掛りを与えているといえる。

この、エネルギー流入の問題はそれほど簡単な問題ではない。太陽風プラズマの密度は  $1 \text{ cm}^3$  当たり数個という非常に稀薄なガスであり、その平均自由行程は太陽と地球間の距離 ( $1 \text{ AU} = 1.5 \times 10^8 \text{ km}$ ) もある。したがって、磁気圏程度のスケールでは粒子間の衝突はほとんどなく、無衝突プラズマと考えてよい。衝突のない電磁流体には「凍結の原理 (frozen-in principle)」という原理が適用される。この原理は、プラズマが動けばそこに存在していた磁場もプラズマに凍結して動くというものである。この原理を意識すると、「異なった起源をもつ磁化プラズマは混り合わず、互いに排斥する」と言い換えることができる。この原理をわれわれの問題に適用すると、太陽風プラズマは磁気圏プラズマとは混り合わず、磁気圏内に入り得ないことになる。したがって、太陽風からエネルギーを取り入れるためには、少なくとも局所的に磁気圏境界面上でこの凍結の原理が破れることが必

要条件となる。

現在考えられているエネルギー流入機構として次の三つの機構がある。

(1) 磁気圏境界面上で何らかのプラズマ波動不安定性 (速度シアーによる Kelvin-Helmholz 不安定が有力) が生じ、その不安定波動によって異常粘性が発生し、太陽風の運動量 (エネルギー) が磁気圏プラズマに輸送される。これを、「異常粘性輸送機構」と呼ぶことにする。

(2) 太陽風は太陽表面の磁場を凍結の原理によって太陽表面から引き延ばしてきている—この磁場を、惑星間空間磁場 (IMF) と呼ぶ。この惑星間空間磁場と地球磁場とが何らかの機構で直接手をつなぐことになると、そのつなぎ合った磁力線を通じて太陽風が直接磁気圏内に侵入してくることになる。この機構を、「磁場のつなぎ変わり (magnetic reconnection) 機構」と呼ぶことにする。

(3) 第4図に示すように、磁気圏頭部には、カスプまたは“クレフト (cleft)”と呼ばれる磁力線の分け目が存在する。この分け目に沿って太陽風粒子が直接磁気圏内に侵入するという、直接侵入機構も考えられている。

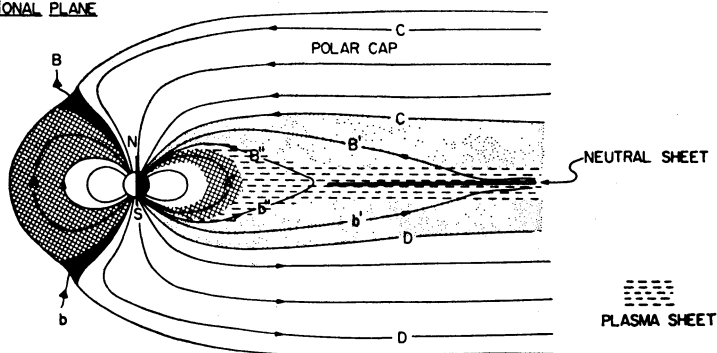
第3番目の機構は Frank (1971) によって提唱された機構で、一見凍結の原理を破ることなく働く機構のように見えるため最も可能性があるように思えるが、クレフトに入った粒子がどのようにして磁気圏内に侵入するかという疑問には答えていず、結局は凍結の理を破り、クレフトから磁気圏内部に送り込む何らかの機構を考えなければならないであろう。ここでは、この機構は可能性の一つとして挙げるにとどめ、これ以上触れないことにする。

### 3. 1 異常粘性輸送

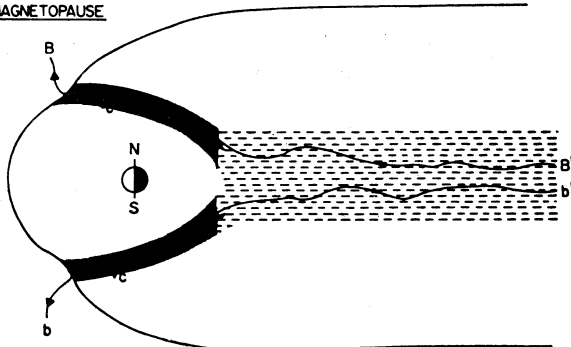
この機構は、凍結の原理を波動 (渦) による異常粘性 (anomalous viscosity) によって破ろうとするものである。Axford・Hines (1961) によって提唱されたものである。磁気圏境界面上に発生した波の異常粘性によって太陽風に引きずられた結果引き起こされた磁気赤道面上での対流のスケッチを、第5図に示す。Axford (1964) は、この異常粘性輸送によってサブストームの全エネルギーを説明しようと試みたが、磁気圏境界面上での不安定波動の発生は太陽風の状態変化に対してそれほど敏感であるとは考えられないので、むしろ、この機構は定常的なエネルギー輸送を説明するのに適しているように思われる。

異常粘性輸送によって定常的なエネルギー供給をまか

NOON - MIDNIGHT  
MERIDIONAL PLANE



ON MAGNETOPAUSE



SCHEMATIC DIAGRAM FOR  
POLAR CUSP - PLASMA SHEET RELATIONSHIP

第4図 太陽風が磁気圏頭部のクレフト(またはカusp)領域から、直接磁気圏内部に侵入するという Frank 説の模型図。

なうためには、どの程度粘性  $\nu$  が必要かを概算してみよう。粘性層の等価的な厚さを  $l$  とすると、単位時間に輸送されるエネルギー密度は  $\nu \rho v^2 / l^2$  であるから、エネルギー・フラックスは次式で与えられる。

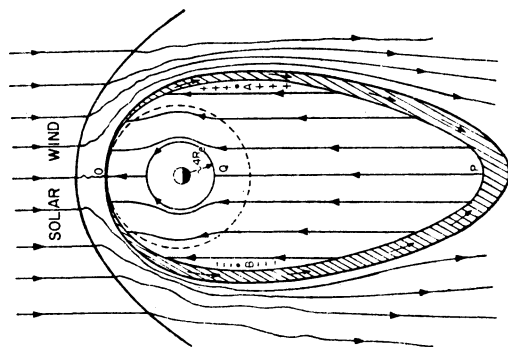
$$F = (\nu \rho v^2 / l^2) S V$$

ここに、 $S$  は磁気圏の断面積で  $S \approx \pi (20 R_E)^2$ 、また、 $F = 10^{11}$  joule/sec、 $v = 400$  km/sec、 $l = 400$  km とすると、

$$\nu \approx 10^9 \text{ [m}^2/\text{sec]}$$

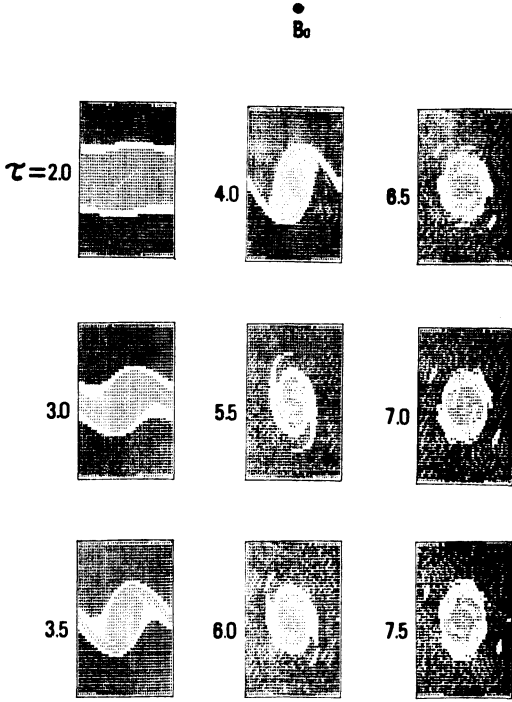
を得る。したがって、問題は現実に  $10^9$  m<sup>2</sup>/sec 程度の粘性が可能かどうかということになる。

これまで2~3の人達が準線形理論に従って異常粘性係数を求め、 $10^8$  [m<sup>2</sup>/sec] 程度の値を得ている (Eviator-Wolf, 1968; Hasegawa・Mima, 1978)。ここでは、Miura・Sato (1978) の数値シミュレーションによって求められた静電シア不安定性による異常粘性を紹介する。簡単のため、一様な磁場中の低周波静電波(波の周



第5図 磁気圏境界面に発生したプラズマ波動の異常粘性により引き起こされた磁気赤道面上の大規模対流 (Axford-Hines 説)。

波数がイオンのサイクロトロン周波数  $\Omega_i \equiv eB/m_i$  に比べて十分小さい波) を対象とする。用いる基礎方程式は、電子とイオンの運動方程式および電流の連続の式であ



第6図 速度シア不安定による渦の発達の計算機シミュレーション解(Miura・Sato, 1978).

る。すなわち、

$$\mathbf{E} + \mathbf{v}_e \times \mathbf{B} = 0 \tag{11}$$

$$m_i \frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = e (\mathbf{E} + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B}) \tag{12}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{n} (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e) = 0 \tag{13}$$

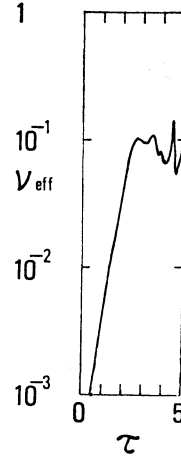
イオンの運動の2次の微小量 ( $\Omega_i^{-2} d^2/dt^2$ ) を無視し、非圧縮性を仮定すると(11)~(13)式は次のような式に変形することができる。

$$\frac{\partial \boldsymbol{\omega}}{\partial t} + \nabla \psi \times \hat{\mathbf{z}} \cdot \nabla \boldsymbol{\omega} = 0 \tag{14}$$

$$\nabla^2 \psi + \boldsymbol{\omega} = 0 \tag{15}$$

ここに、 $\hat{\mathbf{z}}$ は磁力線方向の単位ベクトル、 $\boldsymbol{\omega} = \hat{\mathbf{z}} \cdot \nabla \times \mathbf{v}_e$ 、 $\nabla \psi = \hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{v}_E \equiv \mathbf{E}/B$ である。(14) (15)式は、磁場に垂直な面内での電磁流体の運動が非圧縮性・非粘性流体と完全に同じ振舞いをするを示している。

初期条件として2次元反平行流を考え、両端が固定された境界条件をとり(14) (15)式を初期値-境界値問題として解いたときの渦の発達を、第6図に示す。このような渦の発達に伴って発生した異常粘性係数が第7図である。このシミュレーションの結果、異常粘性係数 $\nu$ が次



第7図 速度シア不安定に伴う異常粘性係数の発達 (Miura・Sato, 1978).

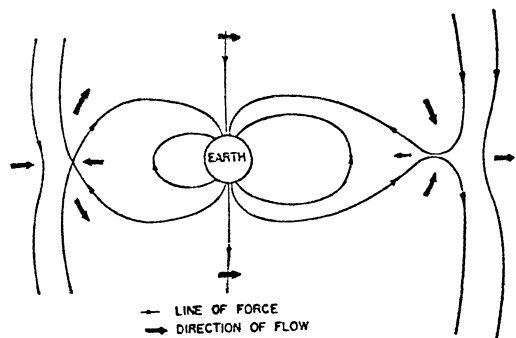
式で与えられることがわかった。

$$\nu \approx 0.02 lV \tag{16}$$

ここに、 $l$ は不安定層の厚さで、 $V$ は反平行流の最大の速度差である。今、 $l=400$  km、 $V=400$  km/secにとると、 $\nu \approx 3 \times 10^9$  m<sup>2</sup>/secを得る。このような不安定波が磁気圏境界面に発生しているかどうかは疑問であるが、おそらく類似の渦は存在しているであろう。もしこのような渦が磁気圏境界面に存在しているならば、定常的な磁気圏へのエネルギー輸送は十分説明されうることになる(この関係は、ふつうの流体にも適用されることに注意していただきたい)。

### 3. 2 磁力線のつなぎ変わり機構

定常的なエネルギー輸送には、おそらく不安定波動による異常粘性輸送が働いているものと考えられるが、この他にここで述べる磁力線のつなぎ変わり(磁気リコネクション)も働いていると考えられる観測事実がある(Aubry *et al.*, 1970). Dungey (1961) によって提唱されたつなぎ変わりのモデルを第8図に示す。第9図は磁気リコネクション(以下ではつなぎ変わりの代わりにリコネクションという言葉を使用する)の基本プロセスの説明図である。異なった起源をもつ磁化プラズマ 1-1' および 2-2' (磁力線の極性が反対であることを注意) がまずX点で接触したとする。もし凍結の原理が成立しているならば、X点を中心に磁化プラズマが圧縮されるだけで磁力線のトポロジーは変化しない。しかし、もしX点近傍に電気抵抗が発生したとすると、(3) (5) (6)式から、



第8図 太陽風磁場と地球磁場のつなぎ変わりとそれに伴う磁気圏プラズマの大循環, Dungeyモデル.

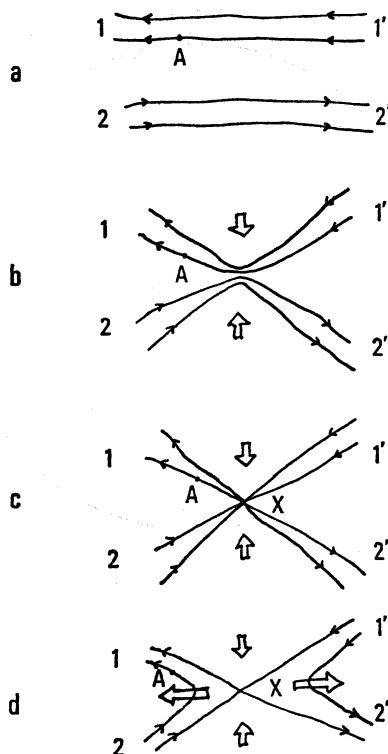
$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \mu_0 \nabla^2 \mathbf{B} \quad (17)$$

となり, X点に集積している反平行磁場はお互いに溶け込んでいくであろう. つまり, (c)図のようにX字型の磁場のセパトトリックスが形成されるはずである. しかし, X点以外のセパトトリックス上, たとえばA点の粒子は磁場を凍結しながら動き続けているために, すなわち上式の右辺第1項の対流項のために, (d)図のごとく, 1-1', 2-2' から1-2, 1'-2' のようにつなぎ変わっていかざるを得ない.

上の説明からわかる通り, このプロセスの進行には磁場の極性が重要な働きをしている. 第8図では, 惑星間空間磁場が真南向きであると仮定している. 完全に北向きであれば磁気圏内に大規模な対流は生じない. 換言すると, この機構では惑星間空間磁場の極性によって輸送効率が大きく左右されることになる. しかも, 惑星間空間磁場の極性はかなり激しく変動している. したがって, 定常的な輸送というよりも過渡的なエネルギー輸送機構としてこの磁気リコネクションが働いているように考えられる. 事実, データ解析によって, 惑星間空間磁場が南向き成分をもつときと磁気圏サブストームの発生とがよい相関を示すことが示されている (たとえば, Nishida, 1978 を見よ). この磁気リコネクションの物理機構に関しては磁気圏サブストームの節で改めて述べることにする.

#### 4. 磁気圏-電離圏結合と沿磁力線電流

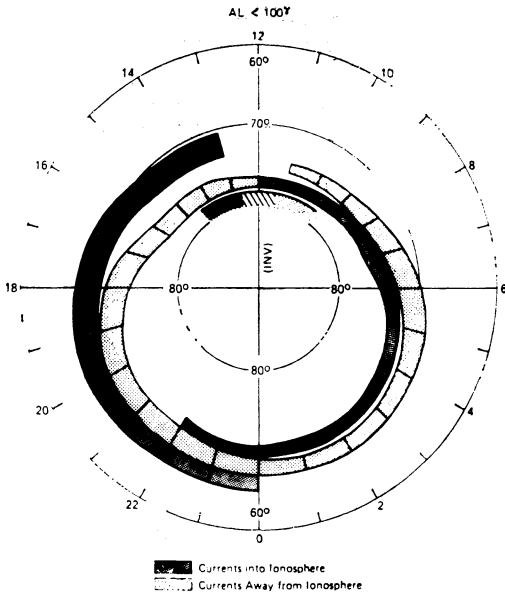
「まえがき」で述べたように, 自然現象のおもしろさは系が閉じていないというところにある. エネルギーの流れを支配するような大規模な現象は磁気圏のみで閉じることあり得ず, 磁気圏から分岐している電離圏が重



第9図 磁気リコネクション (つなぎ変わり) 過程の説明図.

要な役割を演ずる場合が多い. これまでの話からもわかるように, 磁気圏には電流が流れ, 電場が伴っている. しかも, 磁力線は電氣的にはほぼ完全導体に近く, その磁力線の根もとには高い電気伝導度をもつ電離層媒質が接続されている. このことは, 磁気圏中でプラズマの非一様性などのために局所的に電荷がたまることになると, その電荷が磁力線に沿う電流, 電離層電流を通じて中和されるであろうことを示唆している. すなわち, 磁気圏と電離層を結ぶ閉じた電流系が形成されるであろうことを. このような電流系の存在は, 磁力線に沿う電流 (field-aligned current) の存在によって確かめられるであろう. 磁力線に沿う電流は, 横成分の磁場の変化として磁力計によって観測されるはずである. 第10図は, Triad という人工衛星に搭載された磁力計によって観測されたデータを統計することによって求められた, 比較的静かな時期の沿磁力線電流の分布図である (Iijima・Potemra, 1976).

この観測データから結論されることは, オーロラ領域



第10図 人工衛星観測から得られた大規模沿磁力線電流の分布図 (Iijima・Potomra, 1976).

に比較的定常的に2対の大規模沿磁力線電流系が存在しているということである。その1対は、極側に存在する午前側から電離層に流れ込み午後側から流れ出す電流系で、もう1対は、低緯度側に存在する逆極性の電流系である。前者を Region 1 電流、後者を Region 2 電流と呼んでいる。このような大規模な電流系が常に存在しているということは、磁気圏には定常的に電流を供給する電源（電圧源ないしは電流源）が存在していることを意味している。この電圧源ないしは電流源は、当然、太陽風から磁気圏へのエネルギー輸送機構と直接関連していると考えられる。言い換えると、沿磁力線電流にエネルギー輸送機構を解明する手掛りを見い出すことができるはずである。

そこで、磁気圏から沿磁力線電流が流れ出す力学を追ってみよう。出発点になる方程式は、最初に挙げた電磁流体方程式の中の第2式、すなわち運動方程式である。この方程式は、 $\mathbf{j}$ を地衡風、 $\mathbf{B}$ を地球の回転の角速度になぞらえるならば、気象学で用いられる運動方程式に類似していることに注意していただきたい。また物理過程としても、磁場に垂直な平面の運動（今後‘ $\perp$ ’なる添字をつけて表わす）を水平運動、上下の沿磁力線電流（‘//’なる添字をつける）を上昇気流・下降気流にみたてるならば、後で述べるように類似性を見い出すことが

できる。

(2)式を電流について解くと、

$$\mathbf{j}_{\perp} = -\frac{\rho}{B^2} \frac{d\mathbf{v}}{dt} \times \mathbf{B} + \frac{\mathbf{B} \times \nabla P}{B^2} \quad (18)$$

を得る。一方、電流の3次元的連続性から、

$$\nabla_{\perp} \cdot \mathbf{j}_{\perp} + \nabla_{//} \cdot \mathbf{j}_{//} = 0 \quad (19)$$

が成立する（流体での  $\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$  に対応）。今、簡単のため密度  $\rho$  および磁場  $\mathbf{B}$  が一様であると仮定すると、(18)式と(19)式から、

$$\rho \frac{d}{dt} \left( \frac{\omega}{B} \right) = \nabla_{//} \cdot \mathbf{j}_{//} \quad (20)$$

を得る。ここに、 $\omega = \mathbf{B} \cdot \nabla \times \mathbf{v} / B$  (渦度)。この式は、沿磁力線電流が流れなければ磁場に垂直な面内でのプラズマの渦運動は保存されることを意味している。

沿磁力線電流は電離層電流に連続しているので、(20)式右辺は電離層の力学と結びつくことになる。ここで電離層の力学を述べることは紙面の都合上許されないので差し控えるが、第10図に示されたような大規模な定常電流のエネルギー源が電離層にあるとは考えられず、電離層は単にジュール加熱によるエネルギーの消費を行なう受動的媒質であると考えるのが妥当である。したがって、(20)式の右辺は渦度の散逸項と考えてよい。(20)の意味する重要な点は、磁気圏対流セルの目玉から沿磁力線電流が流れ出すということである。

凍結の原理を表わす式  $\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = 0$  の発散をとると、

$$\omega = -\nabla \cdot \mathbf{E} / B \quad (21)$$

を得る。一方、 $\nabla \cdot \mathbf{E} = \sigma / \epsilon_0$  ( $\sigma$ は電荷密度、 $\epsilon_0$ は誘電率)より、

$$\sigma = -\epsilon_0 B \omega \quad (22)$$

となり、空間電荷は渦度と等価であることがわかる。すなわち、磁力線に対し右廻りの渦の中心には負の電荷、左廻りの渦中心には正の電荷がたまる。ちょうど、低気圧・高気圧の中心から上昇気流・下降気流が起こるように、上昇および下降沿磁力線電流が渦の目玉から起こる(第11図参照)。

以上の考察をふまえて第5図および第10図を比較すると、磁気圏境界面での異常粘性輸送によって引き起こされた二つ目玉の磁気圏対流が Region 1 と呼ばれる極側の沿磁力線電流の原因であると考えられると、矛盾なく話が閉じる。しかも、その対流と磁場の極性から午前側の対流の目には正の電荷、午後側には負の電荷がたまり、第3節(第3図)で述べた極冠に存在する電位差も矛盾な



く説明されることになる。

しかしながら、この対流のみでは Region 2 と呼ばれる低緯度側の電流の起源はまだ解決されていない。上の考察では、磁場が一様であると仮定した。このために、(18)式の圧力勾配による電流は発散のない電流となった。しかし実際の磁気圏の磁場、特に尾部におけるプラズマシートでの磁場は強く変形しており、プラズマの圧力も強い。そのために、磁力線の曲がりに基づく曲率電流 (curvature 電流) や磁場の勾配による勾配電流 (gradient B 電流) が流れる。したがって、プラズマシートでは磁場が一様であるという仮定は成立しない。

(2')式の発散をとると、

$$\nabla_{\perp} \cdot \mathbf{j}_{\perp} = (\mathbf{j}_{FB} + \mathbf{j}_c) \cdot \nabla P / P \quad (23)$$

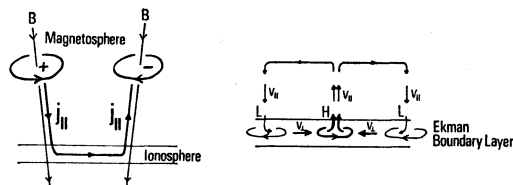
を得る。ここに、 $\mathbf{j}_{FB} = (P/B^3) \mathbf{B} \times \nabla B$  (勾配電流)、 $\mathbf{j}_c = (P/B^3) \nabla \times (\mathbf{B}/B)$  (曲率電流)。この式は、勾配電流あるいは曲率電流の流れの方向にプラズマの圧力勾配があれば、そこから沿磁力線電流が流れることを教えている。Region 2 電流は、おそらくこの磁気圏に流れる電流から分岐したものであろう (Wolf, 1975)。(23)式から、Region 2 電流は圧力勾配に起源をもつ定電流源から生じたものと結論してよいであろう。これに対し、(21)式から、渦に起源をもつと考えられる Region 1 電流は定電圧源によって流されていると言える。

## 5. 磁気圏サブストーム

前節までは比較的定常に近い大規模なエネルギー問題について論じてきたが、この節では、磁気圏尾部に貯えられた磁気エネルギーが爆発的にプラズマエネルギーに解放される磁気圏サブストームという1~2時間程度の過渡現象に目を向けることにする。

磁気嵐と言われる地磁気の乱れる現象は、18世紀から知られている。また、それに伴ってオーロラの活動が急激に強くなるオーロラサブストームも地上で観測できるために同じ頃から研究の対象となっていた。しかし、地上観測のみに頼っていた時代には、この磁気嵐やオーロラサブストームと言われる急激に立ち上がる現象の力学過程については、想像の域を出ることができなかった。

1時間程度という短い時間に生じる大規模な現象を捕えるにはそのデータは余りにも稀薄ではあるが、1970年代に入り太陽風プラズマ、磁気圏尾部プラズマの詳しいデータが得られるようになってきた。このために、太陽風、磁気圏、オーロラという一連の因果関係がかなり鮮明になってきた。たとえば、惑星間空間磁場が南向きになるとその10~30分後にサブストームが起こる確率が



第11図 磁気圏対流と沿磁力線電流(左図)、大気のうず運動と上昇・下降気流(右図)との比較。

大きいこと、サブストームの起きる前にプラズマシートが局所的に薄くなるという観測、さらにはサブストームの回復期にプラズマシートが拡がるという観測などが出てきた。もっともこれに対立すると思われる観測もあるが、サブストームとプラズマシートの変形とが密接な関連をもっていることは事実のようである (このあたりの詳しい議論は、Akasofu, 1977 および Nishida, 1978 を参照されたい)。このことは、サブストームの原因がプラズマシート内にあるらしいことを示唆している。このように、サブストームという現象は地上で観測される現象にとどまらず、磁気圏-極域電離圏全体に爆発的に生じる現象であることから、これらの現象を総称して磁気圏サブストームと呼んでいる。

サブストーム機構を解明する上で注目すべき現象として、磁気圏尾部で時折り観測される 1000 km/sec にも達するプロトンのジェット流がある (Hones, 1973; Frank・Ackerson, 1976; Lui *et al.*, 1977)。このジェット流の発生を直接サブストームに結び付ける観測例はまだ十分とは言えないが、このような強いジェット流が磁気圏尾部に存在しているという事実は、尾部のどこかでプラズマを急速に加速する非常に効率のよい加速機構が働いていることを強く示している。

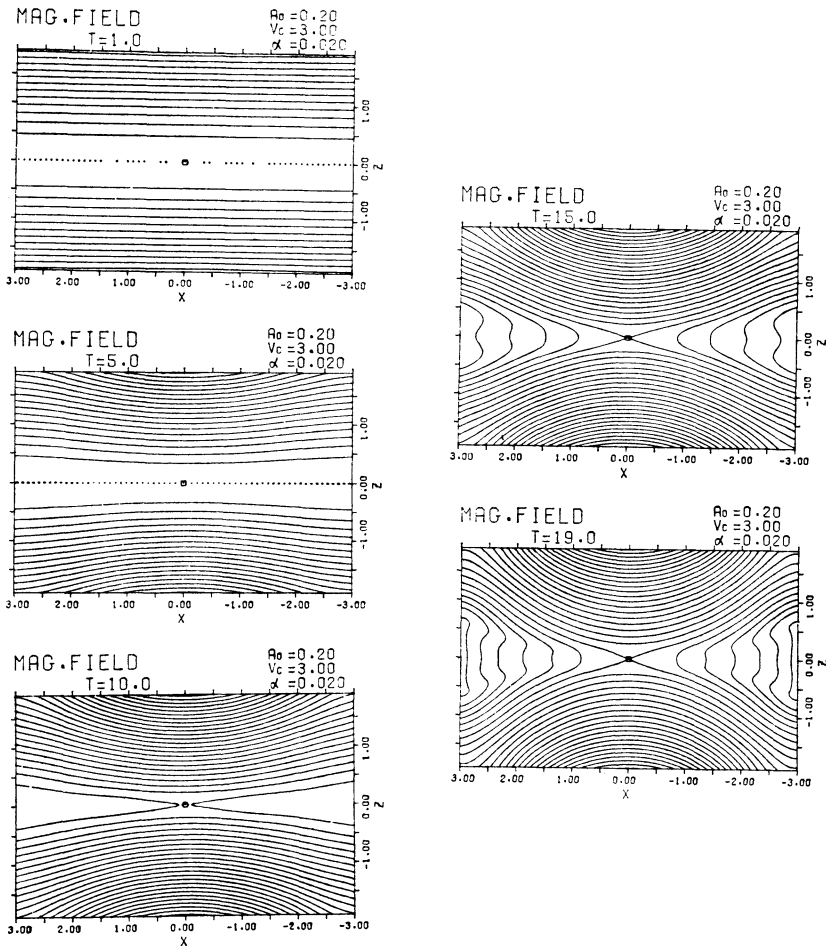
ところで、このサブストームのように爆発的エネルギー解放をもたらす物理機構として、どのようなものが考えられるであろうか。星の爆発の場合、そのエネルギー源は星自身の重力にある。自分自身の重力に抗しきれずに重力崩壊する。重く速く回転する星では回転エネルギーもかなり有力なエネルギー源になり得るであろう。爆発現象とは言えないが、パルサー電波のエネルギー源は回転エネルギーにあると考えられる。しかしながら、磁気圏のプラズマを地球にはりつけているのは、重力や回転ではなく太陽風によって歪められた磁場である。このことは、解放され得るポテンシャルエネルギーが磁場の歪みエネルギーであることを暗示している。磁気圏サブ

ストームに似た爆発的現象として、われわれは太陽フレアを思い出す。太陽フレアも太陽表面磁場がプラズマの運動・熱エネルギーに解放された結果だと言われている。

太陽フレアの機構として、1950年代の後半から磁気リコネクション機構が脚光を浴び始めた。初期の機構では、エネルギー変換効率として(10)式および(17)式の最後の項、すなわちオーム加熱のみを考慮していたため(Sweet, 1958; Parker, 1957), 変換効率が低く、太陽フレア機構として疑問視された。しかし、Petschek(1964)はエネルギー変換に対する(17)式右辺の第1項の重要性、言い換えると、変換に対する電磁流体波の働きに注目して新しいリコネクション機構を提案した。エネルギー

変換を示す(10)式で言うならば、右辺第2項のアンペール力による加速項および第1項のX型磁気中性点から外に向かって出ていく磁気流体波に基づくポインティングベクトルの重要性が指摘されたと言える。このPetschek理論が契機となり、今度は太陽フレアよりもむしろ磁気圏サブストームの機構としてリコネクション機構が再び脚光を浴び始めることになった。

磁気リコネクションの解析は、その過渡的振舞いに興味があるにもかかわらず、数学的な困難さから、定常相似解を求めることから始められた(Sonnerup, 1970; Yeh・Axford, 1970; Vasyliunas, 1975)。しかしながら、サブストームへの応用としての磁気リコネクション機構の興味は、あくまでその過渡的非線形発展にある。



第12図 磁気リコネクションの計算機シミュレーション：磁力線のトポロジー(Sato・Hayashi *et al.*, 1978).

最近になって、この非線形時間発展を解明する目的で磁気リコネクション過程を初期値-境界値問題として解く大規模数値シミュレーションが行なわれた (Hayashi・Sato, 1978; Sato *et al.*, 1978; Sato・Hayashi, 1978; Sato, 1978). その結果をここで簡単に紹介する.

解かれるべき方程式系は最初にあげた(1)~(6)式の連立方程式系である. 磁気圏尾部の noon-midnight 子午面内でのリコネクションをシミュレートするために、2次元モデルを採用する. 初期条件として、赤道面に対しその上下で磁場が反転しているような平衡状態をとる. したがって、赤道面上では磁場はなく、これを磁気中性面と呼ぶ. 具体的には、

$$B_0 = \hat{x} B_0 \tanh Z/L \text{ (反平行磁場)}$$

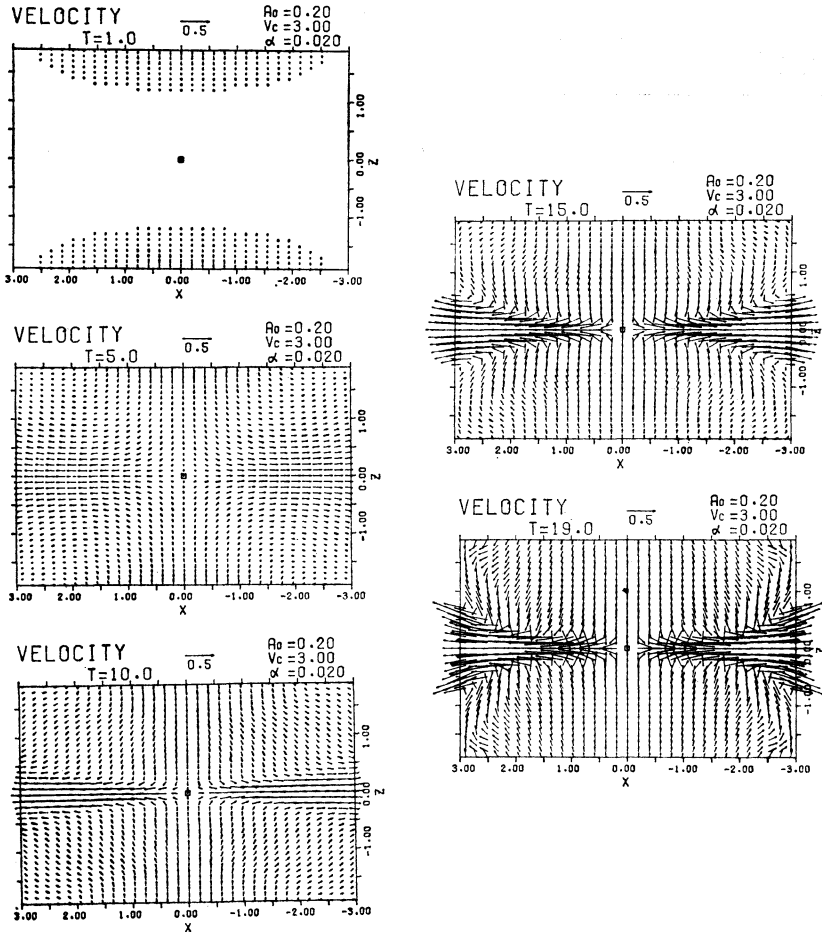
$$P_0 = \frac{B_0^2}{2\mu_0} \text{sech}^2 Z/L \text{ (プラズマシート分布)}$$

$$j_0 = \hat{y} \frac{B_0}{2\mu_0 L} \text{sech}^2 Z/L \text{ (磁気中性面電流)}$$

$$\rho = \rho_0 \text{ (一定)}$$

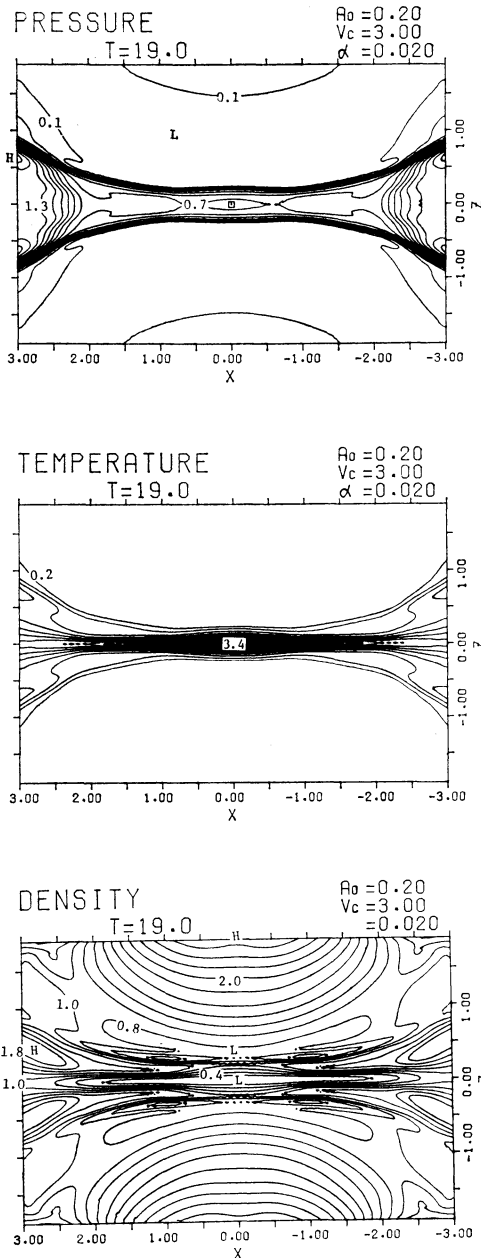
$$U = U_0 \text{ (一定)}$$

なる(1)~(6)式の一定常解から出発する. ここに、 $\hat{x}$ は noon-midnight 子午面と赤道の交線を  $x$  軸にとったときの単位ベクトル、 $\hat{y}$ は子午面に垂直な方向(東西方向)を  $y$  軸としたときの単位ベクトルを表わす、 $Z$ は子午面内の  $x$  軸に垂直な座標(南北方向)、 $L$ はプラズマシートの厚さを示す. 境界条件として、 $Z = \pm 2L$  に置かれた  $x$  軸に平行な境界線上から粒子フラックス、磁気エネルギーフラックス、全エネルギーフラックスを一



第13図 磁気リコネクションの計算機シミュレーション: プラズマの加速.

定にしたプラズマ流を一定のパターンで流入させる。また、 $x = \pm 3L$ に置かれた $z$ 軸に平行な境界は自由境界になるように工夫してある。



第14図 磁気リコネクションの計算機シミュレーション。十分発達した段階における圧力分布(上段)、温度分布(中段)および密度分布(下段)。

このシミュレーションにおいて最も重要な点は、オームの法則、すなわち(5)式の抵抗をどのように考えるかである。ふつう、磁気圏プラズマは無衝突プラズマであり、抵抗 $\eta$ はほとんど零と考えられる。したがって、ふつうの状態ではリコネクションは起こりにくいと考えられる。ところが、プラズマが外部から流入し続けるとプラズマシートは当然圧縮され、その結果、磁気中性面電流は増大する。言い換えると、電子とイオンの相対速度が増大する。プラズマ物理の教えるところによると、相対速度が増すとイオン音波が励起されやすくなる。あるいは、磁気中性面特有のプラズマ不安定波動が生じることも十分考えられる。これらのマイクロなプラズマ波動の時間・空間スケールは磁気リコネクションのスケールに比べ十分短かく、電流を担っている粒子は散乱され異常抵抗が発生することが予想される。残念ながら、この異常抵抗についてはまだ解かれていないが、抵抗値が電子とイオンの相対速度に比例していることは十分うなずける。そこで、シミュレーションでは、

$$\eta = \alpha (V - V_c)^2$$

なるモデル異常抵抗を導入している。 $\alpha$ は比例係数、 $V$ は相対速度で $V = j/ne$ で与えられる( $n$ は密度、 $e$ は電荷)。また、 $V_c$ はそれを越えると不安定性が生じる臨界相対速度である(シミュレーションの結果からこの抵抗モデルの取り方にリコネクション過程がそれ程依存していないことが確かめられている)。

第12図、第13図はシミュレーション結果の一例である。第12図は、はじめ反平行( $t=0$ )であった磁力線がプラズマの侵入によって変形され( $T=5.0$ )、ついにはお互いにつなぎ変わりX型のセパトリックスが形成され( $T=10.0$ )、つなぎ変わった磁力線が $x$ 軸に沿って左右に押し出されていく様子( $T=15.0$ ,  $T=19.0$ )を与えている。第13図は、これに対応するプラズマの流れのベクトル分布を示す。最初の図( $T=1.0$ )はプラズマが境界から侵入してくる様子を示し、その後の一連の図はリコネクションの発達に伴ってセパトリックスの下流側でプラズマが急速に加速されていくのを示している。特に、リコネクションが十分発達すると、プラズマの加速は磁力線に沿う方向に選択的に集中していく強い傾向が見られる( $T=19.0$ )。その速度はアルフベン速度にも達している。第14図の圧力等高線図(上段の図)とジェット流の分布と比較すると、プラズマシート内、特にその境界に沿って強いジェット流が吹き出していることがわかる。中段の図は温度の等高線図であり、磁気中性点

近傍でオーム加熱によりプラズマが相当加熱されている様子を示している。下段は対応する密度分布図で、磁気中性点近傍から吹き出す強いジェット流のため密度がかなり下がっているのが見える。

さて、ここでこのような強いジェット流が発生する物理機構について考えてみよう。上下から磁気中性面に向かって流入したプラズマ流は磁気音波 (magnetosonic mode, fast mode) として運ばれ、中性面でプラズマシート (plasma sheet) の圧縮を伴う。プラズマ流が境界を通して流入し続ける限り、この圧縮は続き、(2')式からわかる通り、磁気中性面電流は増大の一途をたどる。その結果、ミクロなプラズマ波動不安定性が中性面で起こり、異常電気抵抗が発生し、磁場の融合が進む。当然プラズマの加熱も生じる。そのために、中性面からスローモード (slow mode) と呼ばれる圧縮性電磁流体力波が発生し、それがプラズマの上流に向かって伝播する。しかし、このモードは名前が示すごとく位相速度が遅く、プラズマ流との相対速度が位相速度を越えるためショック波 (slow shock) が形成される。第15図は、このスローショックの形成を3次元表示したものである。スローショックの両側では圧力と磁場のとびが反対となるために、このショックは電流層を形成する。図はこの電流層を示したものである。したがって、スローショックができると  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$  なるアンペール力によってプラズマは加速されることになる。第13図に見られた磁場に垂直なプラズマ加速はこのスローショックによる加速である。加速を強めているもう一つの原因として、ショックの上流での fast mode の膨張 (fast mode expansion) が挙げられる。ここに挙げた図のみからではわからないが、他の結果と合わせるとショックの上流で fast mode expansion が発達していることが結論される。このために、ショックの上流側で既に少しプラズマが加速され、スローショックでさらに強く加速されるために非常に強いジェット流が得られたのである。第13図の最後の図に見られるプラズマシート境界に沿う、したがって比較的磁力線に沿った選択的な加速の原因は、ショック波面が磁力線に斜交しているために磁力線方向に強い圧力勾配が生じ、その圧力勾配によってプラズマが加速されたためと考えられる。

次に、このシミュレーションによって得られたエネルギーの変換効率について触れてみよう。エネルギー収支は(10)式によって与えられる。この右辺の各項の時間発展を示したのが、第16図である。この図からわかるように、 $T=10$ あたりからプラズマの加速率が急激に増大し

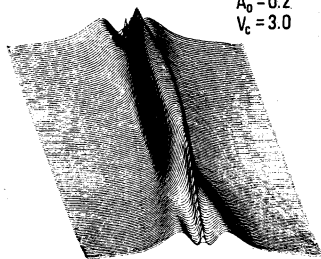
## CURRENT

$$\alpha = 0.02$$

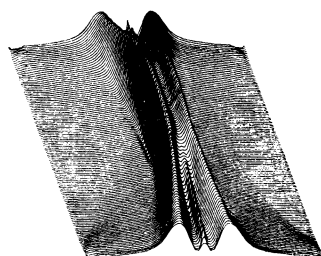
$$A_0 = 0.2$$

$$V_c = 3.0$$

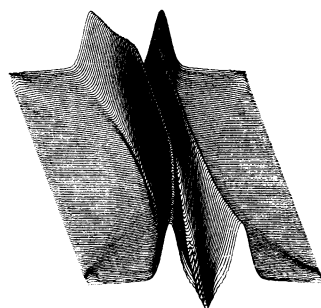
T=10



T=12.5



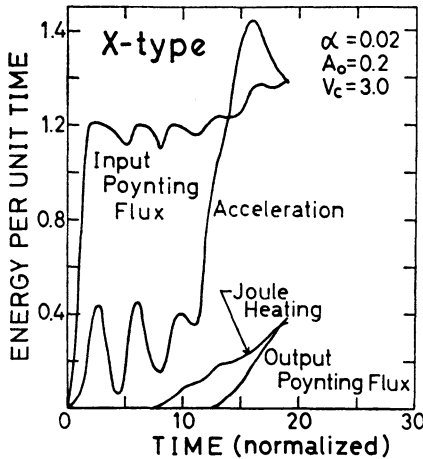
T=15



第15図 磁気リコネクションの計算機シミュレーション：スローショックの形成。

ている。その加速率は、外部から流入するポインティングフラックス以上にも達する。このことは、磁気リコネクション過程が受動的なエネルギー変換機構ではなく、既に内部に貯えられていた磁気エネルギーまでプラズマに解放する爆発的なエネルギー変換機構であることを証明している。このシミュレーションの結果から、磁気リコネクション機構が磁気圏サブストームの原因になり得ることを十分に支持していると言ってもいいであろう。

今述べた機構は、プロセスの進行中も外部からエネル



第16図 磁気リコネクションの計算機シミュレーション：磁気エネルギーからプラズマエネルギーへの変換効率を示す図。

ギーの供給がある開いた系の機構であり、大きなサブストームの説明に都合がよい。しかし、サブストームの中には非常に小さなものもあり、すべてのサブストームの原因が同じ機構で生じていると考える必然性は何もない。太陽風磁場が南向き成分をもつとき確かに大きなサブストームが起きるが、小さなサブストームは北向き成分をもつときでも生じ得る (Akasofu, 1977)。したがって、大きなサブストームは太陽風磁場が南向き成分をもっているときの開いた磁気圏での尾部における磁気リコネクションによって引き起こされると考えられるが、磁場が北向き成分をもつようなときにも生ずる小さなサブストームを引き起こす機構が、別に考えられるであろうか。実はこれに対する解答はまだ出ていないが、筆者の考えでは、tearing mode 不安定 (Coppi *et al.*, 1966; Schindler, 1974) と呼ばれる閉じた系において生じる内部リコネクション機構で説明され得るように思う。この機構は、外部からの駆動がなくても磁気中性面電流エネルギーの一部を喰って自発的に生じる内部リコネクションモードである。この機構は、核融合プラズマとして現在脚光を浴びているトカマク型核融合閉じ込め装置 (この装置ではプラズマ内部に外部から電流を流しており、その意味で磁気圏尾部に類似している) において発生する内部崩壊 (internal disruption) の原因とも考えられている。内部という言葉からもうかがわれるように、この不安定性ではプラズマ全体が崩壊 (major disruption)

しプラズマの閉じ込めが不可能となる程強いエネルギー変換は生じない。言い換えると、tearing mode 不安定性は、大爆発を引き起こすほど効率のよいエネルギー変換機構ではなく、比較的小規模の変換機構であると考えられる。磁気圏尾部電流領域のみで閉じる tearing mode という内部モードの不安定性によって小規模のサブストームが引き起こされるとするならば、全てのサブストームが矛盾なく説明されるのではないだろうか。

## 6. オーロラの力学

前節までに、太陽風から磁気圏にエネルギーを取り入れる機構、磁気圏対流および磁気圏尾部電流と電離層との定常的な結合の問題、磁気圏尾部電流として貯えられた磁気エネルギーの爆発的な解放の機構について、巨視的 (電磁流体的) 立場から考察してきた。そこで最後に、磁気圏に取り入れられたエネルギーの相当部分の終焉であるオーロラの発生機構について、簡単に紹介しよう。

オーロラ力学の基本課題として次の二つがあげられる：

- (1) オーロラ電子 (1~10 keV) の加速機構
- (2) オーロラの形状を決める機構

もちろん、この二つは必ずしも切り離せるものではないが、加速の素過程と加速の生じる領域を決めている機構、すなわち、オーロラアークの形成機構とは一応独立に考えた方がオーロラ機構を解明する上では近道のように思える。

オーロラと一口に言っても、その形状、運動、発生する場所、時期などによって千差万別である。オーロラの細かい分類は他に譲るとして (Oguti, 1974)、ここでは次の三つに大別することにする：(1) 静かなアーク (quiet arc)。このアークはオーロラサブストームが発生する前の静かな時期に現われ、オーロラ帯に沿って (東西に) 数千 km あるいはそれ以上にわたって直線上に伸び、その幅は 20 km 程で、比較的安定して 1~2 時間にわたって存在し、100 m/sec 程度のゆっくりした速度で南北 (主に南) に動いていく。しかも、必ずしも 1 本ではなく数本のアークが並ぶことがしばしばある。(2) Breakup アーク。静かなアークの中の最も低緯度に位置するアークの真夜中付近から急激に明るさを増し、その明るさが東西 (特に西向き) に拡がり、しかも全体として 1 km/sec のオーダの速いスピードで極に向かって動いていくアークである。この種の活動的なアークは東西に一直線状に伸びてはいかず、ジグザグに大きく

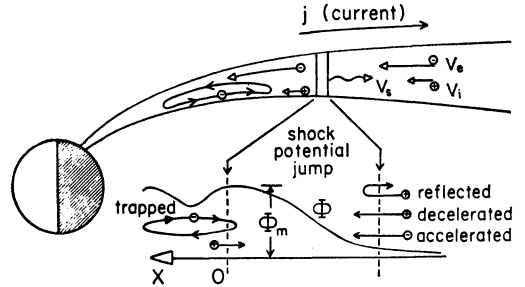
折れ曲がっていく。(3)さらに、breakup アークが北上(南半球では南下)した後には生じる非常に細かい構造をもつオーロラが存在する。3番目に属するオーロラは、おそらく、サブストームによって荒らされた磁気圏尾部に発生した種々のプラズマ波動によってビッチ角散乱を受けて磁力線に沿って降下してきた磁気圏電子によって作られたオーロラであると考えられる。その細かい種々の形状はおそらく荒れ果てた磁気圏尾部の構造を反映しているのであろうが、その細かい構造の機構を説明するにはまだかなりの時間を要するであろう。

Breakup 型のアークの場合、加速機構、形状とも一挙に磁気圏サブストーム機構そのものに責任を負わせるといふ考え方があつた。たとえば、その形状は磁気圏尾部での磁気リコネクションの生じている領域を磁力線に沿って電離層に投影したものであり、オーロラ電子は磁気中性線近傍で直接作られるとする考え方があつた。この場合、すべての問題は、磁気圏尾部での3次元の磁気リコネクションの発達過程をマイクロおよびマクロプロセスを含めて解くという非常に難解な仕事に転化されたことになる。

これに対し、また別の立場もあり得る。たとえば、磁気リコネクションは、前節で述べたシミュレーションの結果が示すように強いプラズマ(プロトン)のジェット流を作り出すのがその主な役割であり、その放出された強いジェット流が起爆薬(エネルギー源)になって磁力線に沿う電子の加速が生ずるといふ2段階過程説が成り立つ。今、 $1,000 \text{ km/sec}$ の磁力線に沿うプロトンのジェット流が磁気リコネクションによって作り出されたとしよう。この運動エネルギー  $W$  は  $W = m_p V^2/2$  ( $m_p = 1.6 \times 10^{-27} \text{ kg}$ ) より  $8 \times 10^{-16} \text{ joule}$ 、すなわち、 $5 \text{ keV}$ である。したがって、このプロトン流が磁力線に沿って電離層に降下するとき何らかの機構で電子のエネルギーに交換されたとするならば、エネルギー的には十分可能な考え方である。問題は、その何らかの機構にある。

最も有望なものとして次のような機構が考えられる。すなわち、イオンと電子の軌道の差によって生じた電気ポテンシャル差が磁気圏と電離層を結ぶ磁力線上のある領域で定常的に保たれ、そのポテンシャル差によってそこに存在していた冷たい電子が加速されるという機構。しかし、このような問題を初期値-境界値問題として自己無撞着に解くことは非常に難しく、想像の域を出ない。

磁力線に垂直ないしは斜めに波面をもつダブルレイヤ



第17図 オーロラ電子の加速機構の一つとして提唱されている静電ショック波説の説明図。磁力線に沿うポテンシャル差によって電子を下方に加速 (Kan, 1975)。

ーが地上数千 km のところで発生し、その静電ポテンシャル差によって電子が加速されるというダブルレイヤー説(静電ショック説ともいわれる。第17図参照)がここ数年来もてはやされている(たとえば、Block, 1972; Swift, 1976)。しかしながら、これらの説では、いかなる初期条件から出発して定常的な静電ショックが形成されるかという最も重要な点が答えられていず、現段階では物理的問題にまでは発展していず、単に数学的興味段階である。先に述べた高速プロトン流が原因となって電子が加速されるという説は、このダブルレイヤー説の一つの具体的な例とも言える。

ダブルレイヤー説の他に、異常抵抗加速説とも言える加速説も考えられる。磁力線に沿う電子とイオンの相対流(沿磁力線電流)が存在すると、静電イオンサイクロトロン波あるいはイオン音波が励起される。これらの波によって異常抵抗が発生すると、磁力線に沿ってポテンシャル差が生じる。このポテンシャル差が定常的に維持されると、加速される電子(イオンも)が現われても不思議ではない。抵抗は減速に効くという常識からするとこの説はパラドックスのように聞こえるが、可能性は十分にあると考えられる。もしこの説が正しいとすると、電離層から磁気圏に向かう上向きの沿磁力線電流のところでは生じる上向きの電場によって下向きに加速される電子ができることになるので、オーロラは上向き沿磁力線電流の根もとで光るはずである。しかし、現在のところこの機構に対する定量的解析はなく、まだ今後の問題として残されている。

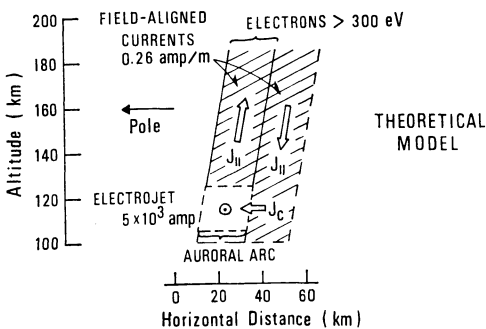
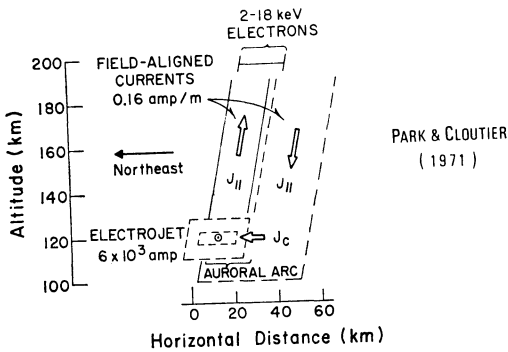
このように、オーロラ電子の誕生に対する秘密は現在まだベールに覆われている。しかし、このベールもあと2~3年もすればおそらく取り除かれると言ってよいで

あろう。

最後に、静かなアークについて述べよう。1970年から1971年にかけて、Atkinson (1970) と Ogawa・Sato (1971) が独立に同じようなオーロラアークの生成理論を発表した。彼等は、静かなアークの性質から必ずしも磁気圏尾部での一時的な原因に帰す必然性はないと考え、電離層と磁気圏を結ぶ結合系の帰還増幅という機構を提唱した。これらの機構の特徴は、磁気圏から投影された大規模な電場によって流されている極域電離層電流がエネルギー源となり、電離層に生じた静電的微小擾乱が磁気圏を通して帰還され、ある条件のもとで不安定となり(増幅され)、オーロラアークにまで発達するというものである。Atkinson のモデルは磁気圏での帰還を担うものは磁力線を横切る磁気音波(容量性)であるとしたのに対し、Ogawa・Sato は帰還を担う主役は磁力線に沿うアルフベン波(誘導性)であるとした。これ

は、帰還ループを有する電気回路の帰還増幅理論の立場からすれば全く逆の結論である。その後、Sato・Holzer (1973) は磁気音波とアルフベン波の両者を取り入れて理論の改良を行ない、帰還増幅が起こるのは磁気圏の応答が誘導性するとき、すなわち、アルフベン波が帰還信号の主な担い手になる条件が満たされたときのみであることを導いた。この理論は最近になって Sato (1978) により完成され、さらにその非線形発展も求められた。

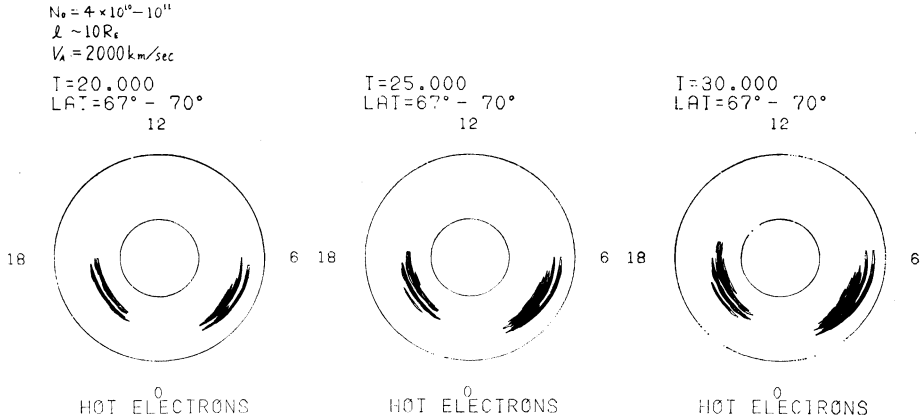
一方、ロケット実験によって、オーロラアークとそれに伴う小規模な沿磁力線電流の位置関係、その電流の大きさ、電流を担う電子のエネルギー、アークに伴うオーロラエレクトロジェットの大きさ等の微細構造が得られるようになってきた(たとえば、Park・Cloutier, 1971; Sesiano・Cloutier, 1976)。第18図の上の図は、ロケット観測をもとにして作られたオーロラアークのモデルである。下の図は、Sato (1978) によって求められた帰還理論に基づく非線形解によるアークのモデルである。このように不思議なほど定量的な一致が得られたことは、スペースプラズマ理論にとって注目値することであろう。ごく最近になり、Iijima・Potemra (1976) の大規模沿磁力線電流、極冠に午前側から午後側にかかる大規模電場などの観測事実を考慮した現実に近い3次元極域電離層-磁気圏結合モデルに対し、グローバルなシミュレーションを行なった結果(Miura・Sato, 1978)、Sato理論の期待通りに、夜側のオーロラ帯に南北の幅が20~30 km で東西に数千 km にのびる複数のオーロラアーク(multiple arcs) が形成されることが証明された。第19図はその結果の一例である。



第18図 ロケット観測に基づいて作られたオーロラアークと沿磁力線電流等との関係を示す図(Park・Cloutier, 1971) および Sato 理論から得られたオーロラアークの解。

このオーロラアーク理論に含まれる物理機構は、非常に性質の異なる媒質空間の力学的結合を理論的に取り扱う上での一つの良い例題を与えていると考えられるので、ここで説明を加えておこう。第20図はその説明図である。まず、電離層に大規模電流  $J_0$  が右から左の方向に流れていたとする(エネルギー源)。今、そこに電子密度の微小擾乱  $\delta n$  が生じたとしよう。この電子密度の粗密波に伴って、図に示すような擾乱電場  $\delta E$  ができる。図の3段目に示すように電離層にはイオン電流(ペターゼン電流)が流れ、そのイオン電流を中和するように磁力線に沿って慣性の小さい電子電流が流れる。このような電子とイオンの動きの結果、1, 3, ……で示された奇数字部分の密度が増え、2, 4, ……の偶数字部分の密度は減る。その結果、粗密波は左方に動き出すことになる。ここでは粗密波は最初止まっていると考えた





第19図 Sato 理論のグローバルシミュレーションの結果得られたオーロラアークの生成 (Miura・Sato, 1978).

が、実際には大規模電場によって電場ドリフトをしているので、電場ドリフトとともに動く系で止まっていた粗密波と考えるべきだ。したがって、沿磁力線電子電流の効果を考慮すると（電離層-磁気圏結合の効果を考慮すると）、粗密波は電場ドリフト（すなわち磁力線の運動）の慣性系から見て相対的にひとりで運き出したことになる。すなわち、磁力線（磁気圏）系からみた場合、磁力線の根本に交流電場がかかったことと等価になる。このような交流電場は、電磁流体力波（アルフベン波）となって磁力線に沿って磁気圏内に伝播していく。アルフベン波の伝播に伴って磁気圏内の異なる磁力線間に交流電場がかかるので、同時に磁力線間を磁気音波が伝播する。アルフベン波は磁力線に沿う電流を、磁気音波は磁力線を横切る偏極電流を伴い、電離層の粗密波に伴う電流は沿磁力線電流、磁気圏を流れる偏極電流によって閉じた電流系を構成する（帰還ループの形成）。

$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}$  および  $\nabla \times \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t$  から、

$$\frac{\partial}{\partial s} (\nabla_{\perp} \cdot \mathbf{E}_{\perp}) = -\mu_0 \frac{\partial j_{\parallel}}{\partial t} \quad (24)$$

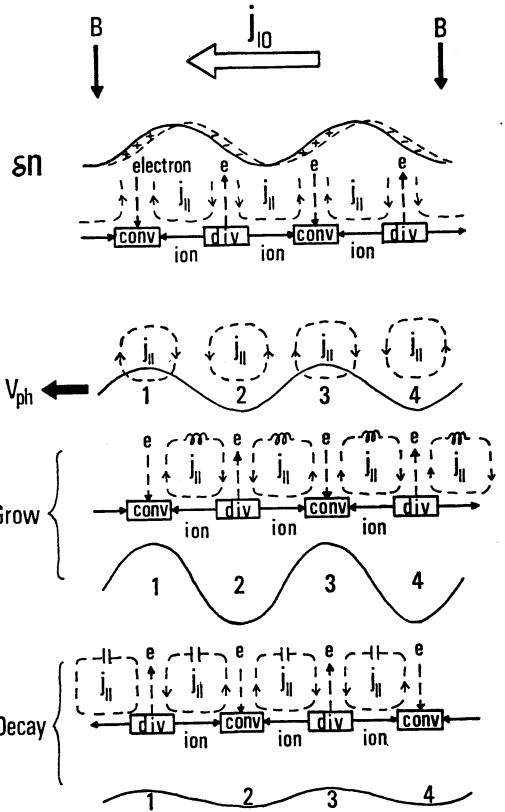
(アルフベン波成分)

また、 $\rho \partial \mathbf{v} / \partial t = \mathbf{j} \times \mathbf{B}$  および  $\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = 0$  から（線形化して）、

$$\mathbf{j}_{\perp} = -\frac{\rho}{B^2} \frac{\partial \mathbf{E}_{\perp}}{\partial t} \quad (25)$$

を得る。(25)式の発散をとり  $\nabla_{\perp} \cdot \mathbf{j}_{\perp} = -\partial j_{\parallel} / \partial s$  なる関係から、

$$\frac{\partial j_{\parallel}}{\partial s} = -\frac{\rho}{B^2} \frac{\partial}{\partial t} (\nabla_{\perp} \cdot \mathbf{E}_{\perp}) \quad (\text{磁気音波成分}) \quad (26)$$



第20図 電離層-磁気圏結合系の帰還増幅作用 (Sato 理論) の説明図。

を得る。ここに、 $s$  は磁力線に沿う座標を表わす。(24)(26)式は、単位磁力線長当たりの直列インダクタンスが  $\mu_0 (4\pi \times 10^{-7} \text{ Henry/m})$  で並列キャパシタンスが  $\rho / B^2$

(Farad/m) なる送電線と等価であることを示している。要約すると、電離層から見た磁気圏は、粗密波の周波数に応じて容量性にも誘導性にもなり得ることを示している。第20図の最後の2列は、磁気圏応答が誘導性の場合(電流の位相が  $\pi/2$  だけ遅れる)と容量性の場合(位相が  $\pi/2$  だけ進む)の擾乱電流系およびそれに伴う粗密波の増減を示す。誘導性の場合には、粗密波の密の部分に磁力線に沿ってやってきた電子と電離層のイオンの集中、粗な部分からは両者の発散が生じ、粗密波は増大する。容量性の場合には、密な部分で発散、粗な部分で集中が生じる結果、波は減衰する。このようにして、誘導性の場合には粗密波と同時にそれに伴う沿磁力線電流も増大する(密の部分が上向きの沿磁力線電流と一致していることに注意)。この電流がある程度増大するとイオンサイクロトロン波ないしはイオン音波が発生し、磁力線に沿う電場が生じる。オーロラの加速機構のところで述べたように、上向き沿磁力線電流のところで下向きの電子の加速が生じる。加速された電子は、電離層で励起により光を出す(オーロラ)と同時に電離によって電子密度を急激に増大する。したがって、密の部分の密度は急激に増大し、沿磁力線電流も急激に増大する。この急激な正の帰還増幅によってオーロラアークが作られる。Sato 理論はこの一連の因果関係を定式化し、時間・空間スケールのみならず、他の物理量も定量的に観測と一致することを示したともいえる。

### 7. むすび

ある一つの学問分野の枝は、いくつかの偶然的な発見に芽を出し、意図された観測(実験)が繰り返されるにつれ芽は枝へと発達し、その観測を説明する仮説が立てられ、仮説が理論付けられ、さらに理論を裏付ける観測が計画される。観測と理論とが定量的一致をみると一つの枝の発達は完成する。この観測と理論の葛藤の途中でまた新しい発見・予言がなされ、そこからまた別の芽が出てくる。オーロラの発見を磁気圏物理学の発芽とするならば、人類の誕生と同時に端を発したとしなければならないが、18世紀前半の地磁気変動とオーロラの出現の一致という発見(グラハム、ハリ、セルツウス、ヒオルター)をその芽ばえとするのが妥当であろう。この芽が枝へと発達したのは、19世紀から20世紀への変わりめのビルケランドによる意図された北極での観測によってであろう。それ以後、人工衛星観測が可能となった1960年代に大きな次の飛躍の発展へとつながる節ができ、ここ数年ぐらいから仮説から理論の時代へと入り、観測

と理論が協力する定量化の時代に移ってきていると言える。言い換えると、磁気圏物理学という分野は枝の完成期に入り、次の新芽をふくらませる季節もその角まで来ていると言えよう。このような背景から、観測に依拠した解説よりも力学過程に重点を置いた解説をすることは、時宜を得ていると言えるであろう。

### 文 献

- Frank, L.A., 1971: J. Geophys. Res., 76, 5202.  
 Axford, W.I. and C.O. Hines, 1961: Can. J. Phys., 39, 1433.  
 ———, 1964: Planet. Space Sci., 12, 45.  
 Eviator, A. and R.A. Wolf, 1968: J. Geophys. Res., 73, 5561.  
 Hasegawa, A. and K. Mima, 1978: J. Geophys. Res., 82, 1117.  
 Miura, A. and T. Sato, 1978: J. Geophys. Res., 83, 2109.  
 Aubry, M.P. *et al.*, 1970: J. Geophys. Res., 75, 7018.  
 Dungey, J.W., 1961: Phys. Rev. Lett., 6, 47.  
 Nishida, A., 1978: Geomagnetic Diagnosis of the Magnetosphere (Springer-Verlag).  
 Iijima, T. and T.A. Potemra, 1976: J. Geophys. Res., 81, 2165.  
 Wolf, R.A., 1975: Space Sci. Rev., 17, 537.  
 Akasofu, S.-I., 1977: Physics of the Magnetosphere (D. Reidel).  
 Hones, E.W. Jr., 1973: Radio Sci., 8, 979.  
 Frank, L.A., K.L. Ackerson and R.P. Lepping, 1976: J. Geophys. Res., 81, 5859.  
 Lui, A.T.Y. *et al.*, 1977: J. Geophys. Res., 82, 1235.  
 Sweet, P.A., 1958: Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics, ed. B. Lehnert (Cambridge Univ. Press), 123.  
 Parker, E.N., 1975: J. Geophys. Res., 62, 509.  
 Petschek, H.E., 1964: NASA Spac. Publ., SP-50, 425.  
 Sonnerup, B.U.Ö., 1970: J. Plasma Phys., 4, 161.  
 T. Yeh and W.I. Axford, 1970: J. Plasma Phys., 4, 207.  
 Vasyliunas, V.M., 1975: Rev. Geophys. Space Phys., 13, 303.  
 Hayashi, T. and T. Sato, 1978: J. Geophys. Res., 83, 217.  
 Sato, T. *et al.*, 1978: Phys. Rev. Lett., 41, 1548.  
 ———, and T. Hayashi, 1979: Phys. Fluids.  
 ———, 1979: J. Geophys. Res.  
 Coppi, B., G. Laval and R. Pellat, 1966: Phys. Rev. Lett., 26, 1207.  
 Schindler, K., 1974: J. Geophys. Res., 79, 2803.

Oguti, T., 1974: J. Geophys. Res., 79, 3861.  
 Block, L.P., 1972: Earth's Magnetospheric Processes, ed. B.M. McCormac, (D. Reidel), 258.  
 Swift, D.W., 1976: J. Geophys. Res., 81, 3935.  
 Atkinson, G., 1970: J. Geophys. Res., 75, 4746.  
 Ogawa, T. and T. Sato, 1971: Planet. Space Sci., 19, 1393.

Sato, T. and T.E. Holzer, 1973: J. Geophys. Res., 78, 7314.  
 Sato, T., 1978: J. Geophys. Res., 83, 1042.  
 Miura, A. and T. Sato, 1978: Preprint.  
 Heppner, J.P., 1977: J. Geophys. Res., 82, 115.  
 Kan, J.R., 1975: J. Geophys. Res., 80, 2089.

## 第20期第2回理事会議事録

日時 昭和53年11月14日(火) 18.00~19.30

場所 仙台市ニューシティホテル

出席者 岸保, 小平, 内田, 河村, 神山, 関根, 新田, 増田 各常任理事,  
 孫野, 清水, 田中, 石川, 山元, 沢田, 坂上 各理事.

岸保理事長から, 今回の秋季大会の開催について, お世話下さった東北支部長ならびに関係者のご努力に対し謝辞が述べられた後, 直ちに議題の審議に入った.

### 議題

#### 1. 評議員の選出について

10月19日に行なわれた常任理事会において人選した原案を提示し意見を求めたところ異議なく, 次のとおり選出された.

有住直介, 大田正次, 窪田正八, 小林寿太郎, 山本孜, 関原 彊, 高橋浩一郎, 磯野謙治.

#### 2. 新しい賞の設置について

常任理事会で審議を重ねてきた結果をふまえての資料について, 新田担当理事から説明が行なわれた.

設置の趣旨は, 若い会員の研究意欲に励みを与え, 論文の質をさらに向上させるため新賞を設けてはどうかとの意見があり, 次のような原案を企画した.

(1) 名称 a) 論文賞 b) 新人賞 c) その他(場合により公募)

(2) 件数 原則として1年1件

(3) 賞金 5万~7万円+メダル

(4) 贈呈 a) 春季大会(講演なし) b) 秋季大会(講演あり)

(5) 内容 a) 基礎研究, 応用技術開発を問わず, その年次に発表された優秀論文1篇を対象とする. 共著論文の場合はシニアオーサーを該当者とする.

b) 論文は「天気」「集誌」に掲載されたものから選

ぶことを原則とする. c) 新人賞の性格を付与し, 年齢制限を設ける. d) 既に学会賞, 藤原賞およびこの賞を受けた人は除外し, この賞を受けた後, 学会賞, 藤原賞を受けることは妨げないものとする.

(6) 選考方法 「天気」「集誌」の編集委員の中から適当数(10名内外)を選出し, 選考委員会を設けて行なう.

以上の説明に対し,

設けることには異存はないが, 名称が大事であること, 賞金のバランスの問題, 下積みの人を表彰する場合年齢制限がひっかかること等の意見が出た. これらの意見を参考にして, 新田担当理事が原案を作ることとなった.

#### 3. 長期計画について

山元理事から, 長期計画委員会できりあげた事項について次のとおり説明があった.

(1) データセンターについて

(2) 新サービス機関(気象庁外部)の設置の必要性

(3) 人事交流(大学←→官庁, 協会, 自治体, 会社等)に対する学会の働きかけ

(4) 応用気象の進展に対して, 柔軟性のある学会活動

(5) 長期的視野での研究計画

(6) 気象研究所の筑波移転後の機器の利用(気象庁の枠を越えた共同利用の問題)

これに対し, 気象衛星資料の利用を気象協会を通すと高くなる. 気象庁に図書資料室のようなものを設け, 安く利用できるようにする. 気象庁に申し入れる前に評議員会の場で話し合うにはとの意見が出た. なお, 時間的制約で充分討議できなかったので, 山元理事, または常任理事会に意見を申し入れて欲しいと要望があった.

#### 4. 昭和54年度財政問題について