

内部磁気圏のプラズマと衛星帯電

佐川 永一*

MAGNETOSPHERIC PLASMA AND THE HIGH-LEVEL
SATELLITE CHARGING

By

Eiichi SAGAWA

Mankind is steadily extending its frontier in space. In particular, the geosynchronous orbit is, now, fully utilized for communications and other purposes, and has become a vital part of human activities. As the utilization of space becomes more matured, the space environment also becomes a bigger concern to us. This tendency will continue further in the era of the Space Station. One particular problem of the space environment near the geosynchronous orbit is high voltages charging of spacecrafts. A spacecraft near the geosynchronous orbit sometimes exhibits very high-level charging during magnetospheric storms and substorms. Sudden enhancements of the main component of the magnetospheric plasma with energies higher than 10 keV give rise to the high-level satellite charging events. The nature of the magnetospheric plasma must be understood fully in order to predict such occasions. Knowledge of the source, transport, and loss processes of the magnetospheric plasma, therefore, is required in utilizing space further. In this report, current understanding on these topics is briefly reviewed with emphasis on the spacecraft charging.

1. はじめに

地球周辺の宇宙空間は少しずつではあるが実用化が進んでいる。実用になっている領域は地球科学の言葉で言えば電離圏と磁気圏である。その中でも磁気圏、特に地球に比較的近い領域は静止軌道を中心に衛星通信などに広く実用に供されており、将来はさらに静止軌道の重要性が増していくと考えられている。磁気圏は高温のプラズマに満たされており、しかも磁気圏嵐によってプラズマは大きく変動し、時には人工衛星にも影響を与える。磁気圏のプラズマが衛星に与える影響として最も顕著なものは衛星帯電現象である。これまでも磁気圏の変動にともなって静止軌道上の人工衛星が異常帯電したとの報告例は多く、将来、軌道上に大型構造物が建造されるようになると帯電の影響はますます大きくなって行くと思われる。

衛星の帯電に寄与するのは keV オーダーのエネルギー

* 電波応用部 宇宙環境計測研究室

を持つプラズマであり、磁気圏のプラズマの主成分である。磁気圏プラズマの生成・輸送・消滅の過程の研究は、この意味で実用的な重要性を持っていると言える。1980年代に入って人工衛星からの観測データが質・量共に充実するに従って、格段に詳しく磁気圏内のプラズマの振舞いが理解されるようになってきた。理論的な磁気圏のモデル化はこれまでもいくつか試みられているが、これまで電離層で試みられたように人工衛星の観測データをもとに経験的な磁気圏プラズマモデルの研究も始められている。このような磁気圏のモデル化の試みは磁気圏の実用面での重要性が増すと共に一層必要になって来ると考えられる。

この報告ではこれまでの観測結果を中心に磁気圏内のプラズマの振舞いを電離層から磁気圏へのプラズマの輸送過程を中心に簡単にまとめるとともに、実用面での重要性の高い静止軌道で頻りに観測される高温プラズマの突然の増加現象（インジェクション現象）、衛星の帯電現象などのトピックスについて紹介する。

2. 磁気圏プラズマの生成

磁気圏は地球磁場が太陽風の中に形成する領域であり、外は昼側では 10 Re 程度の距離の磁気圏境界面で太陽風に接し、夜側は非常に長い尾を引いている。一方磁気圏の内側は、低緯度ではプラズマ圏 (Plasmasphere) に、高緯度では直接電離層に接している。磁気圏を満たすプラズマは、電子が平均 1 keV 程度、またイオンはこれより少し高い平均エネルギーを持っている。このエネルギーは太陽風のプラズマの平均エネルギーより高くなっている。磁気圏内はさらにそのプラズマの特性から第 1 図⁽¹⁾に示されるような幾つかの領域に分けられる。この図では静止軌道はプラズマシート (Plasma Sheet) とプラズマ圏の間に位置するが、地磁気活動度によってはプラズマシート、あるいは昼間側ではマグネトシース (Magnetosheath) 内に入ることもある。磁気圏内のプラズマは磁気圏全体に渡って存在する磁力線に直角方向の磁気圏対流電場、磁力線に沿って流れる沿磁力線電流と磁力線沿いの電場によって生成・輸送・消滅の過程が支配されている。また、プラズマ波動を介しての粒子と場のエネルギーの交換も重要な働きをしている。

磁気圏プラズマの一部は太陽風から供給される。1980 年代の人工衛星による観測はこれまで太陽風に起源を持つと考えられてきた低エネルギーの磁気圏プラズマのかなりの部分が地球の電離層から供給されていることを発

見した。その後、電離層起源のプラズマはプラズマシートからリングカレント迄の広い範囲に渡って発見され、太陽風起源と電離層起源のプラズマの割合は磁気活動度や太陽活動度によって変動することなどが発見された。

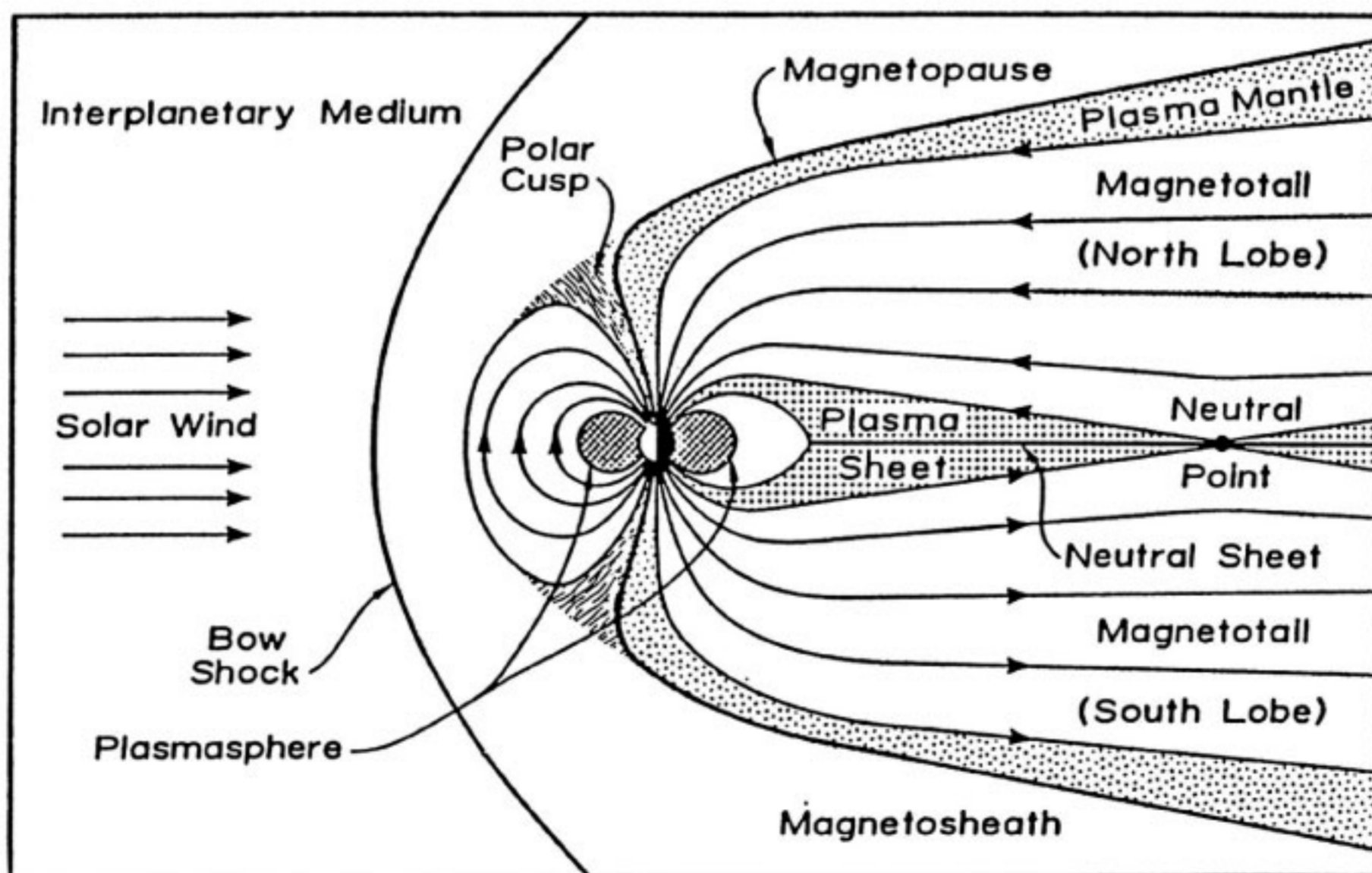
第 2 図は電離層と太陽風から磁気圏にプラズマ供給される過程を図式的に示している⁽²⁾。図の縦軸はプラズマのエネルギーを示しているが、電離層では 0.1 eV 程度の平均エネルギーを持つ冷たいプラズマが磁気圏ではこれよりはるかに高い値の平均的なエネルギーとなっており、プラズマは様々な場所で加熱を受ける。極域の電離層は磁気圏のプラズマの主たる供給源となり得ることが明らかになってきたが⁽³⁾、低温の電離層から磁気圏にプラズマが供給されるための加熱過程は精力的に研究が進められているが、未解明の点が数多く残されている。電離層から磁気圏への輸送過程は観測の面からはだいたい次のような現象に分類することが出来る；

a. 磁力線によって磁気圏につながった電離層では流体的な圧力差によって磁気圏にプラズマが流出する (Polar Wind)。

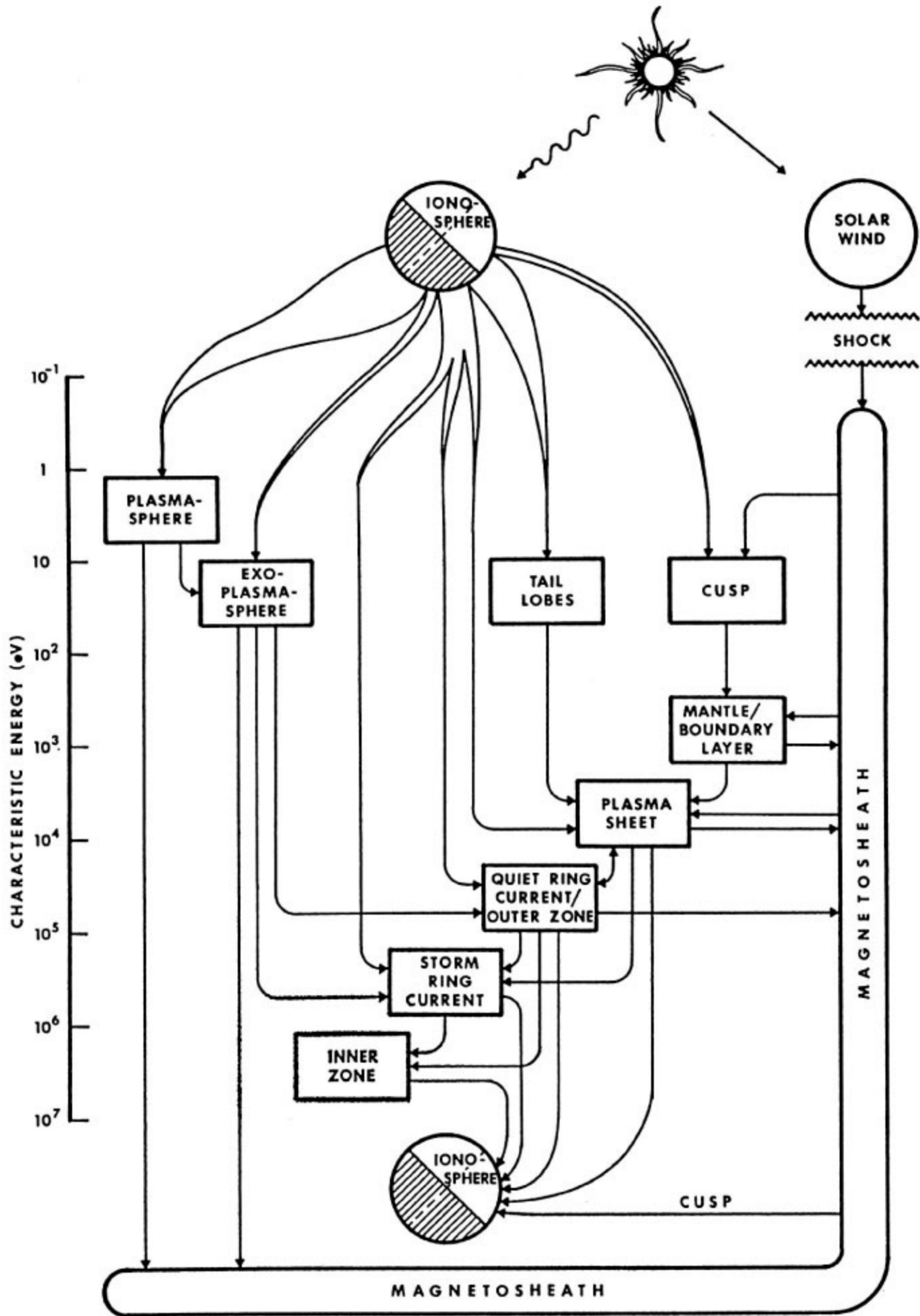
b. オーロラ電子を加速する磁力線に沿った電場がイオンを上向きに加速する (Ion Beam)。

c. 磁力線に直角な方向へのイオンの加速。その後でイオンは磁場の弱くなる方向に磁力線に沿って移動する (Ion Conics)。

d. ポーラーカusp付近で 10 eV 程度に加熱されたプラズマが磁気圏へ輸送される (Cleft Ion Fountain)。



第 1 図 磁気圏の断面図⁽¹⁾。左側から流れて来る太陽風は磁気圏前面で流れの向きを変えるが、一部はポーラーカuspを通して磁気圏内部に侵入する。



第2図 磁気圏でのプラズマ輸送過程⁽²⁾。図の縦軸はプラズマのエネルギーに対応している。輸送過程の中でエネルギーが増加していく様子を示している。

以下にこれらの現象について簡単にまとめる；

(1) Polar Wind

1960年代初頭から磁気圏尾部に開いた磁力線上では電離層のイオンが磁気圏に輸送されることが予想され、さらに共回転電場と磁気圏対流電場のためにプラズマ圏が

生成されることが示された⁽⁴⁾。1970年代にはこのプラズマの流れが超音速になるという Polar Wind の理論が提案され、その後更に詳しい理論的検討が報告されている⁽⁵⁾。これまで Polar Wind 理論では H^+ と He^+ の輸送が取り扱われていたが後に述べるように電離層の重

いイオン (O^+) が高いエネルギーの状態では磁気圏で検出されるようになってからはイオンを加速領域まで輸送するための前段階的な過程として Polar Wind による O^+ の加速の可能性が検討されている⁽⁶⁾。一方観測面では低エネルギーイオンの測定の困難さのために詳しい観測例は極めて少ない。Hoffman and Dodson⁽⁷⁾ は ISIS-2 衛星のイオン質量分析器の観測データから統計的に Polar Wind による電離層から磁気圏へのプラズマの供給量を求めた。Polar Wind の直接的な観測は DE-1 衛星で試みられたが⁽⁸⁾、超音速のプラズマ流があるかどうかは幾つかの例外を除いて直接には確認されていない。プラズマ密度が小さくしかも温度が高い磁気圏プラズマでは低エネルギープラズマの測定は極めて困難である。しかし DE-1 衛星の観測結果は 10 eV 以下の、恐らく Polar Wind によって供給されるプラズマが磁気圏内に充満している可能性のあることが示された。このような低エネルギーのプラズマはこれまで余り重要視されてはいなかったが磁気圏内のプラズマ波動を担う媒体としても重要である⁽⁹⁾。

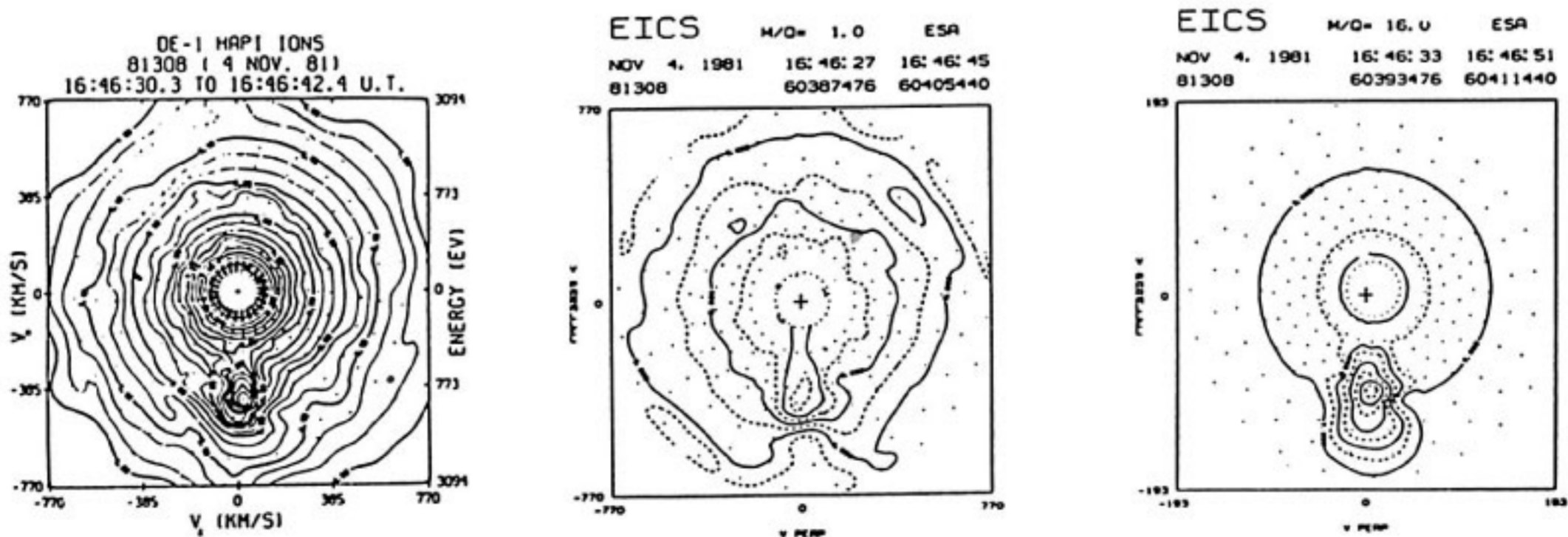
(2) Ion Beam

オーロラ電子を加速する領域 (高度約 1 Re) では上向きの磁力線沿いの電場が存在している事が観測事実としてほぼ確立している。もしこの電場が存在するなら当然周辺のイオンを上向きにこの電場の分だけ加速することになる。人工衛星による観測でもほぼこの電場の強度に対応するエネルギーに加速されたイオンのビームが観測されている。第3図は典型的な Ion Beam の速度分布関数の観測例である。図の例では H^+ と O^+ が約 1 keV のエネルギーで磁力線に沿って上に流れている様子が示されている。磁力線沿いの電場による加速は考え方としては簡単であるが、観測データとしては必ずしも単純ではない。観測データの統計的な処理の結果は O^+ と H^+ のフラックスは太陽活動度が極大期に近い場合

には平均的にみると大体等しい事を示している⁽¹¹⁾。しかし加速が起こると考えられる高度域 (5000-10000 km) では従来の電離層モデルは必要な量の O^+ の存在を予測していない。この事は更に低い高度で何らかの輸送過程によって加速領域までの輸送が行われていることを示している。また平均的なエネルギーはイオンの種類によって若干の違いがあり、電場による加速以外にイオンの質量が効くような付随的な過程を考慮する必要もあるとされている⁽¹²⁾。

(3) Ion Conics

磁力線に直角方向にイオンが加速される現象はイオンの詳細な分布関数の計測が可能になって明らかになってきた。加速されたイオンはその高度をミラー点として磁場の弱い方向に磁力線沿いに運動を開始する。イオンの運動が断熱的であれば、加速域以高ではピッチ角分布はコーン状になるために Ion Conics と呼ばれている。加速の起こる場所はイオンの運動が断熱的であることを仮定することによってイオンのピッチ角が 90° になる高度として決められるが、統計的な解析の結果オーロラ帯以上の高緯度で高度は 400 km 以上の領域であることが報告されている。またロケットと人工衛星による観測でも高度 400 km 以上で 90° 方向に加速されたイオンが検出されている。加速のメカニズムとしてはプラズマ波動との相互作用を中心に幾つかの提案がなされているが、確定的な観測結果は出されていない。イオンにエネルギーを移すために比較的低周波のプラズマ波動が相互作用すると考えられており、静電イオンサイクロトロン波や LHR, あるいは広帯域ヒス等が候補となっている⁽¹³⁾。しかしながら、DE-1 衛星によるプラズマ波動とイオンの総合的な観測をまとめた結果は特定のプラズマ波動と Ion Conics の間に明確な対応関係を見いだすことが出来なかった⁽¹⁴⁾。しかし DE-1 の観測の大部分は比較的高い高度で行われており、加速領域を通過する機会があ



第3図 Ion Beam の観測例：右の2枚はそれぞれ H^+ と O^+ の速度分布関数。 H^+ の速度は O^+ の約4倍になっている。左側の図はイオン全体の速度分布関数をあらわす⁽¹⁰⁾。

まり多くないことに注意しなければならない。

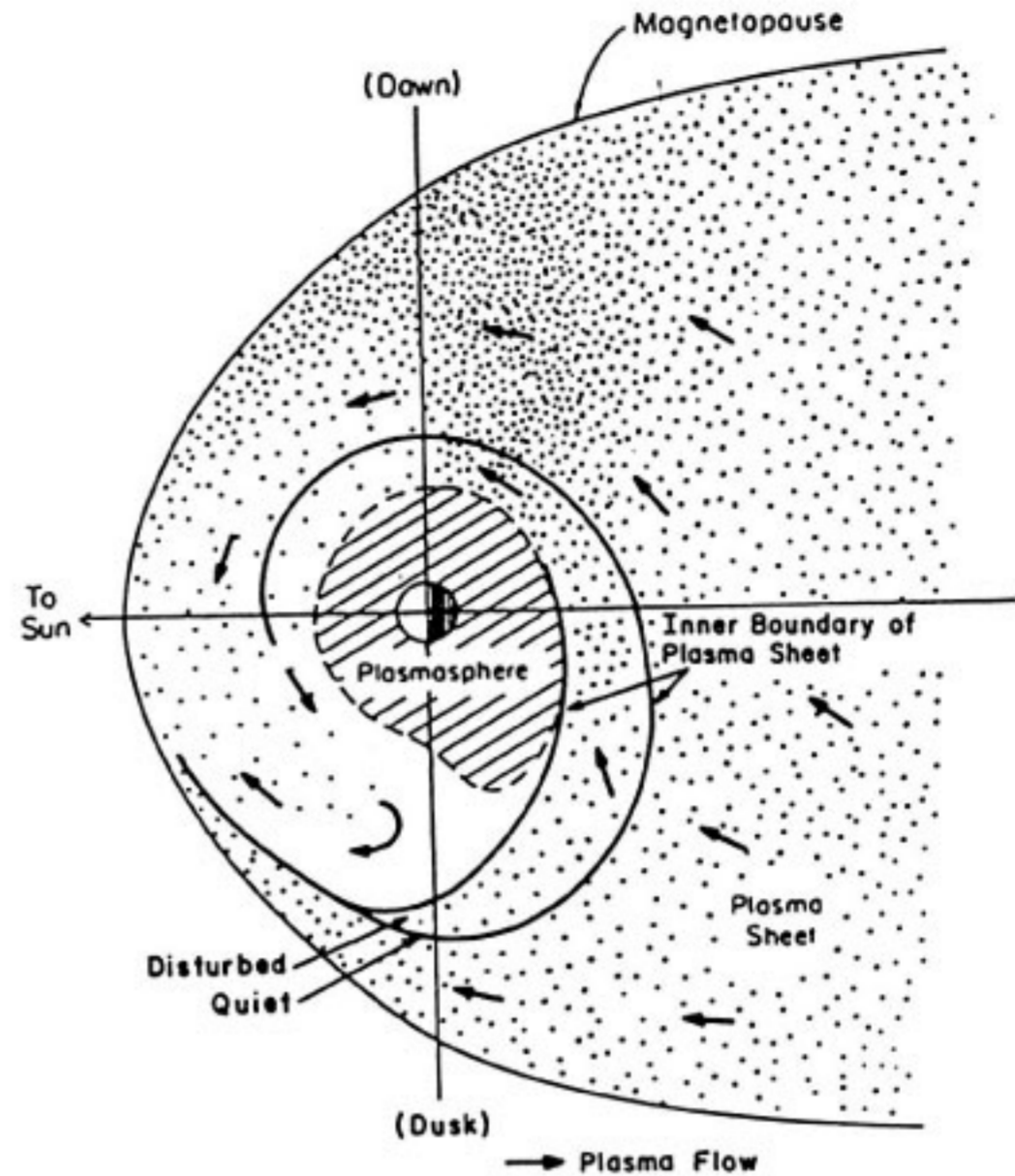
(4) Cleft Ion Fountain

DE-1 衛星は Polar Cusp (Cleft) の上空で大量の Suprathermal (~ 10 eV) エネルギーの O^+ イオンを発見した。観測されたエネルギー分布とイオン種の分布から Polar Cusp の直下の電離層でプラズマが加熱されてその後磁力線に沿って上昇してきたものと解釈された⁽¹⁵⁾。この現象の一つの大きな特徴はエネルギーが低いために上昇スピードが遅く、磁気圏電場のために磁力線に直角の方向に輸送されることである。従って人工衛星による観測では時間対エネルギー (イオン質量) の分布に特徴的なパターン (Dispersion) が観測される。ソースとなる電離層の領域はきわめて限定されているが、輸送過程の中で磁力線に直角に主に夜側のポーラーキャップに多量のイオンを供給する可能性のあることが推測されている。前に述べた Ion Beam や Ion Conics の源になる低エネルギーイオンを加速領域に供給する過程の候補になるとされている。電離層での加熱機構は未だにはっきり解っていないが、考えられているのはプラズマ波動⁽¹⁶⁾や、電離層内での対流による摩擦加熱⁽¹⁷⁾である。

3. 輸送と消滅

磁気圏プラズマは磁気圏内の電場と磁場のもとで複雑な運動をしている。この中で最も大規模なプラズマの運動は磁気圏にかかる対流電場によるものである。磁気圏の対流電場は太陽風と地球磁場の相互作用から生まれるもので、強度は変動するが常に存在している。第4図は対流電場による地球に比較的近い領域でのプラズマの輸送の様子を示している。磁気圏尾部のプラズマは図が示すように地球方向に向けて対流している。プラズマの流れは地球の近く、ほぼ静止軌道の付近で地球の自転による共回転電場と磁力線の曲率の影響のために地球を避ける形になりさらに磁気圏前部に至る。高緯度の電離層から2で述べたような過程を経ておもにプラズマシートに供給されたプラズマは対流によって再び地球に近付いて来るに従って磁場が強くなるために断熱的な加熱を受ける。地球周辺をとりまいて高エネルギーのプラズマで構成されるリングカレントはプラズマシートよりさらに内側に位置していて、磁気圏対流によって粒子が直接供給されていないが、磁気嵐の際にプラズマシートのプラズマがこの領域まで侵入して捕捉されると考えられている。このためには単純な磁気圏対流だけではなく次章に述べるインジェクションのようなダイナミックな過程が関与している可能性がある⁽¹⁸⁾。

磁気圏のプラズマの一部は磁気圏対流によってマグネ

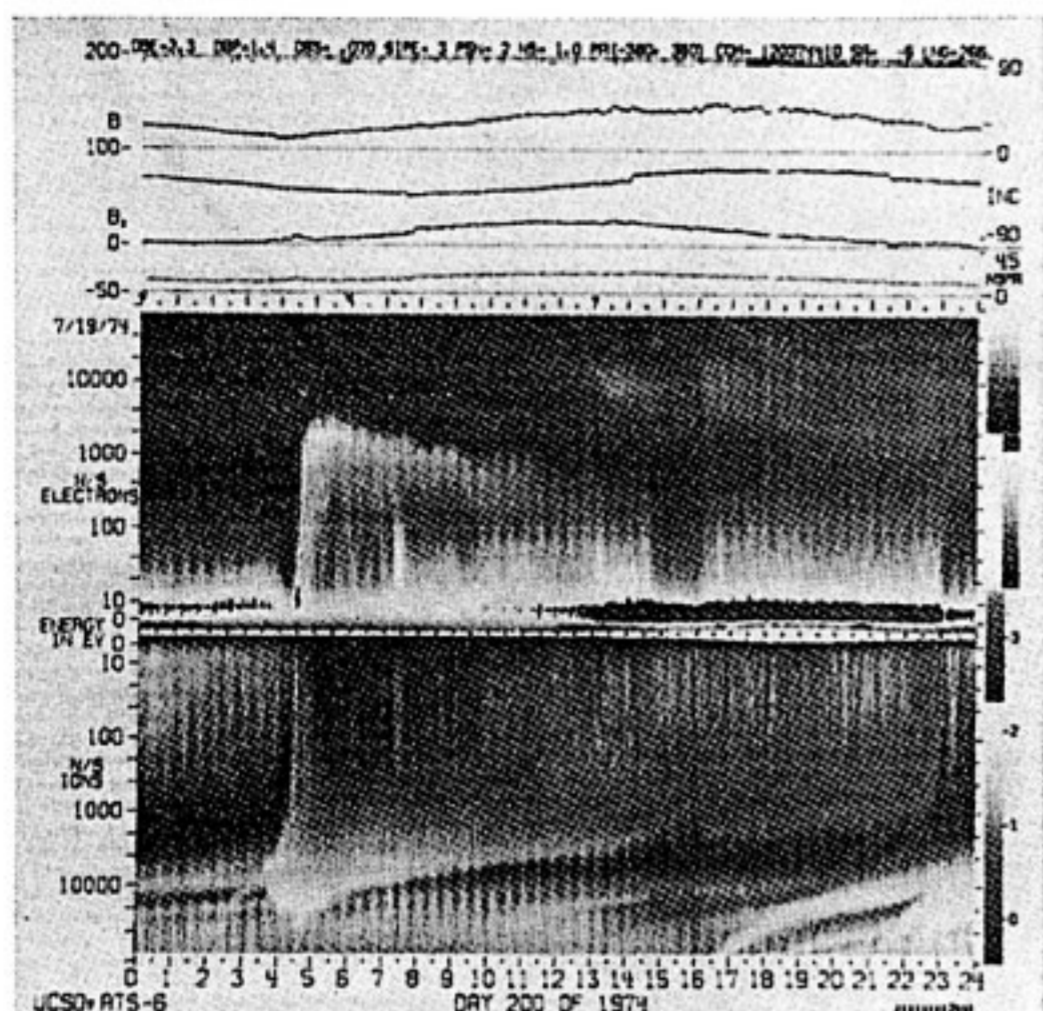


第4図 対流電場による地球に比較的近い領域でのプラズマの輸送。図の矢印はプラズマの流れの方向を、2本の実線は静穏時と擾乱時のプラズマシートの内側の位置を示す。

トシートに運ばれて失われる。また、磁力線に沿ったプラズマの運動は基本的には断熱的であり、この限りではプラズマシートのプラズマは大気に衝突して失われる高度より高いミラー高度を持っているが、プラズマ波動との相互作用などによって非等方的な加熱を受けてミラー高度が下がるために磁力線に沿って電離層に入り大気と衝突して失われる。リングカレント中のプラズマの消滅過程に関しては本特集号の別の報告 (長井) で扱うのでここでは触れないが、最近のトピックスとしてはリングカレントの高エネルギー O^+ がクーロン衝突でそのエネルギーを失い、このエネルギーが磁力線沿いに熱フラックスとして電離層に流れて低緯度のオーロラ (SAR アーク) をつくることが観測から確認された。この熱エネルギーは、また、電離層を加熱して磁気圏にプラズマが供給される背景となることが指摘されている⁽¹⁹⁾。

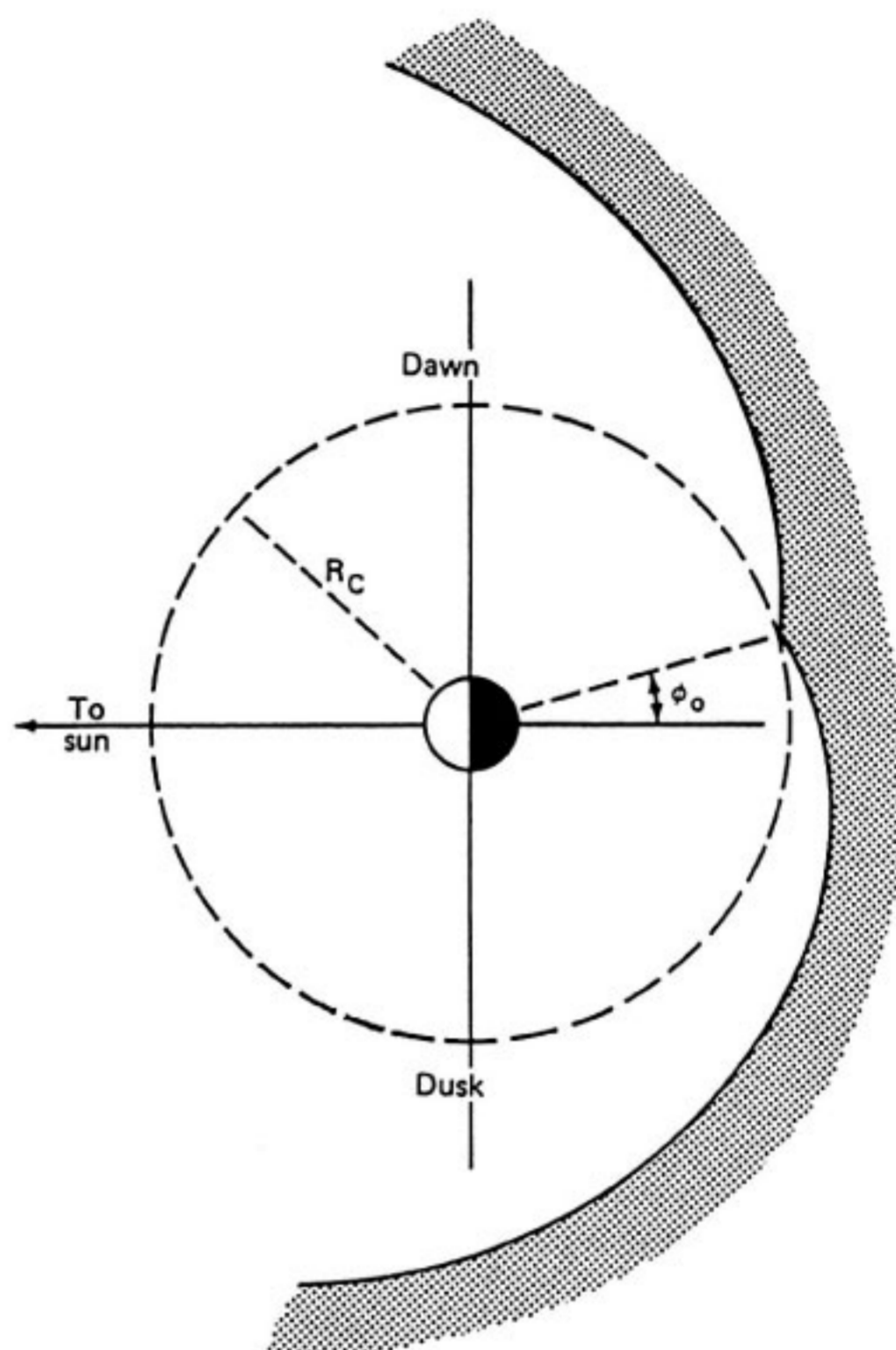
4. インジェクション現象

静止軌道上の衛星による観測では磁気嵐にともなって第5図に示すような低エネルギー粒子の増加が観測される。図は電子とイオンのフラックスを濃淡で表し、明るい場所は大きなフラックスに対応する。縦軸は粒子のエネルギーで電子は上に、またイオンは下にエネルギーが増加する。図の現象の特徴はある時点で全てのエネルギーの粒子が衛星の所に出現したように見えることで、イ



第5図 静止軌道では低エネルギー粒子の増加が観測される。図の縦軸はイオンと電子のエネルギー、横軸は時間を表す。イオンのエネルギー軸の逆転に注意すること。電子とイオンのフラックスを濃淡で表し明るい場所は大きなフラックスに対応する。典型的なインジェクション現象は04 UT 頃に観測されている。

ンジェクション現象と呼ばれる。静止軌道は静穏時にはプラズマシートよりも地球側に位置しているが、磁気嵐の場合には磁気圏電場が強くなりプラズマシートの端に入ってくるために高温のプラズマが観測される。しかし磁気圏電場だけでは観測されるような急速な粒子の移動を説明するには不十分と考えられている。この現象を説明するために静止軌道の外側に磁気圏嵐にともなって極めて短時間にこれらの粒子が出現し、その後電場によって静止軌道まで輸送されると仮定し、この境界をインジェクション境界と呼ぶ解釈が提出された。その後 Mauk and Meng⁽²⁰⁾ は観測データの詳細な検討から第6図の様な二重らせんの形をしたインジェクション境界に沿って粒子が出現すると仮定した場合に観測事実をうまく説明できることを示した。この仮説は経験的なものでどの様な物理的な過程でインジェクション境界に高エネルギー粒子が突然に出現するかを説明していない。Moore et al.⁽²¹⁾ は磁気圏嵐にともなう大規模な波動現象で形成されるショックを提案している。また、Mauk and Zannetti⁽²²⁾ は磁気嵐に伴う局所的でかつ短時間の電場によってインジェクション現象を説明しようとしているが、これらの理論的な試みは未だに広く受け入れられてはいない。しかしながら、磁気圏プラズマの変動が人工衛星の異常帯電に関連していることを考えると、観測、特に静止軌道での観測を非常に良く説明できるインジェクション現象の解明は重要な意味を持っていると言える。近



第6図 二重らせんの形をしたインジェクション境界⁽²⁰⁾。インジェクションが発生したときには影を付けた領域が短時間に高温プラズマで満たされる。

年の観測ではこのインジェクション現象は静止軌道のみならず、静止軌道と磁力線をつながる高緯度のオーロラとも対応することが示されている⁽²³⁾。

5. 人工衛星のプラズマ中での帯電

プラズマ中に物体を置くとプラズマから測った電位は一般的にはゼロにはならずプラズマの密度と温度、それに高速の粒子が存在する場合にはそのエネルギーとフラックスなどの周囲の要素と二次電子放射特性などの物性で決る値になる。ここでは簡単にその機構を述べるとともに宇宙環境の中で重要な意味を持つ人工衛星の異常帯電について紹介する。

(1) プラズマ中におかれた人工衛星の電位

人工衛星がプラズマ中におかれると周囲から電子とイオンが衝突する。電子はイオンに比べて圧倒的に速度が大きいために、もし人工衛星のプラズマに対する電位が0Vの場合には人工衛星に流れ込むイオンの数は電子に比べて小さくなってしまふ。しかし、電子が過剰になれば衛星はプラズマに対してマイナスの電位に帯電するの

でその分だけ電子電流が減少してイオンによる電流とバランスする。衛星の周囲には自然のプラズマ以外に太陽光や高エネルギー粒子が衝突したときに表面から放出される二次電子があるために電位は上に述べた簡単なバランスではきまらないが、近似的には電位は周囲のプラズマの温度によって決定され、プラズマ密度が高く温度の低い低高度衛星の場合には約 1 V 程度の相対的な電位を持っている。第7図は実際の観測から衛星の電位を密度を横軸にプロットしたものである。一般に、電離圏では密度が高いほどプラズマの温度が低いために図のような傾向が得られる。しかし磁気圏内では太陽光にあっている場合には光電子の密度が周囲のプラズマより高く衛星は数V正に帯電し、日陰やプラズマ密度の高い場合にはプラズマが高温であるために高い負電位となる。

(2) 人工衛星の帯電とその影響

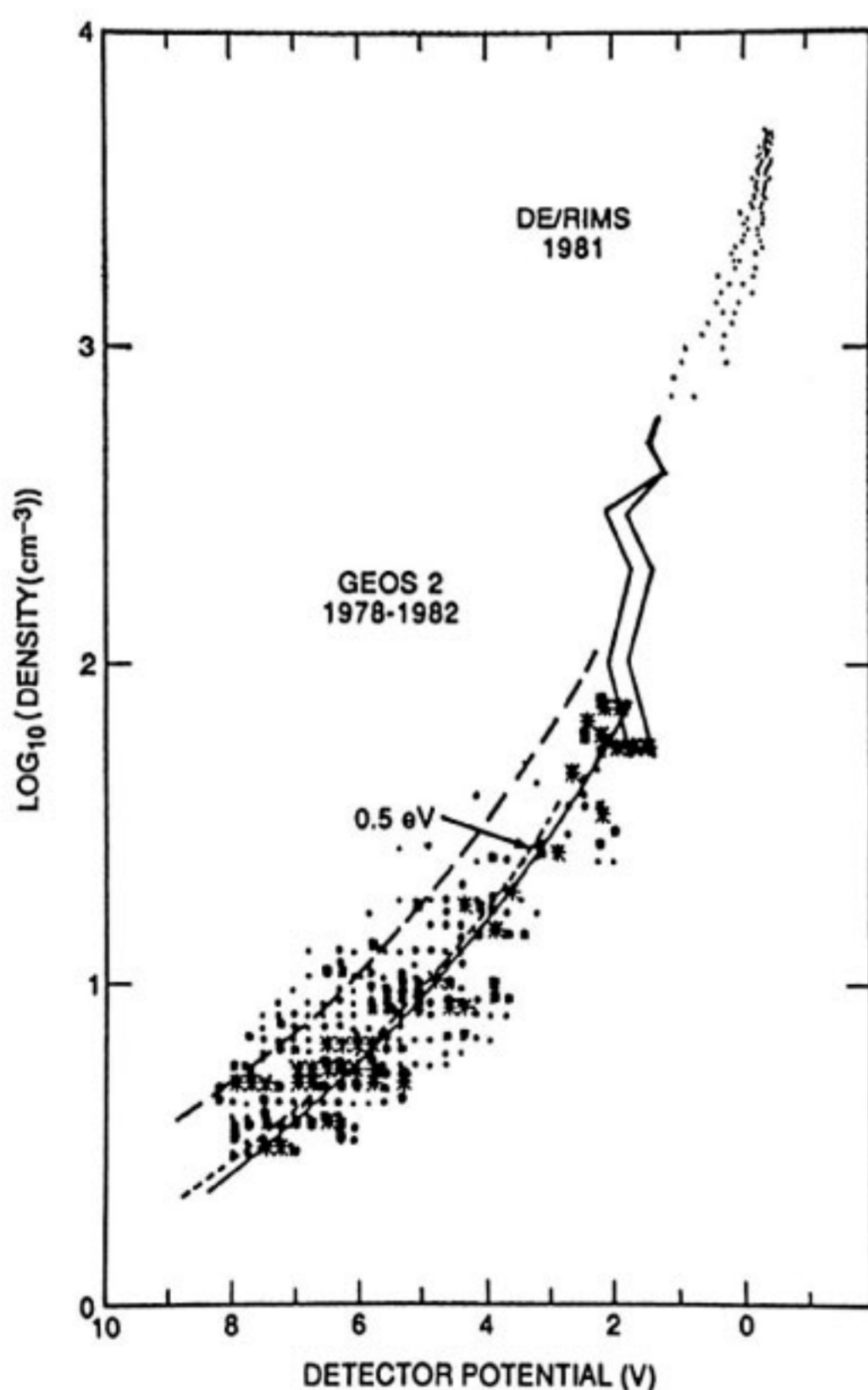
人工衛星が帯電することによる影響の一つは磁気圏内の粒子測定に関連した問題であり、一方は人工衛星の

機能を損なうような異常な帯電である。人工衛星による磁気圏プラズマの測定では測定されるエネルギーは衛星の電位を基準にした値となる。もし衛星が正に帯電しているときにはこの電圧より低いイオンは衛星に到達することが出来ない。これまでの磁気圏でのプラズマ測定では、従って、10 eV 以下のプラズマを正確には観測することは困難であった。DE-1 衛星では RIMS によって特別の場合ではあるが磁気圏内の低エネルギーイオンの測定が可能であった。その結果からこれまでの観測から予想される以上に低エネルギーイオンの密度が高いことが示されている⁽⁹⁾。磁気圏のプラズマの起源が太陽風と電離層であることが明らかになってきたが、これらの低いエネルギーのプラズマのかなりの部分は電離層からあまり加速を受けずに磁気圏に供給されたものと考えられる。磁気圏のプラズマの起源を議論するためには磁気圏でのプラズマの状態を一層正確に知る必要がある。そのためにこれからの低エネルギーイオンの観測では人工衛星の電位を制御して測定を行うことが望まれる。

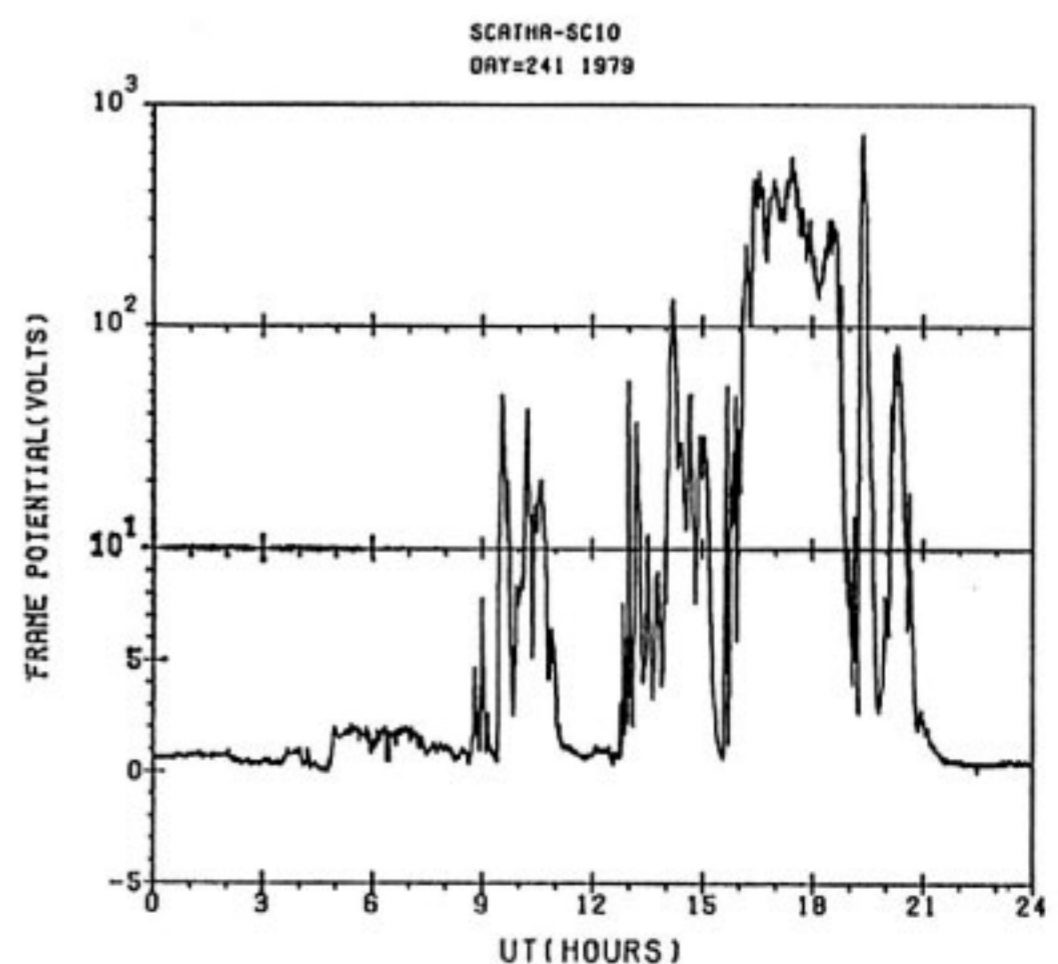
(3) 異常帯電

静止衛星軌道では上で述べたように磁気嵐に伴って急激に高温プラズマが増大する。このために人工衛星は時には異常な電位にまで帯電することがある。このような異常な帯電は故障に結び付くこともあり、実用面での宇宙環境としては大きな問題である。第8図は衛星帯電を研究する目的で静止軌道付近に打ち上げられた SCATHA 衛星で観測された衛星電位変動の観測例である。この例では衛星電位は最高で約 800 V に迄達している。同時に観測されたプラズマの変化が電位変動とよく一致することが確認されている。SCATHA 衛星によるサー

DENSITY POTENTIAL RELATIONSHIP



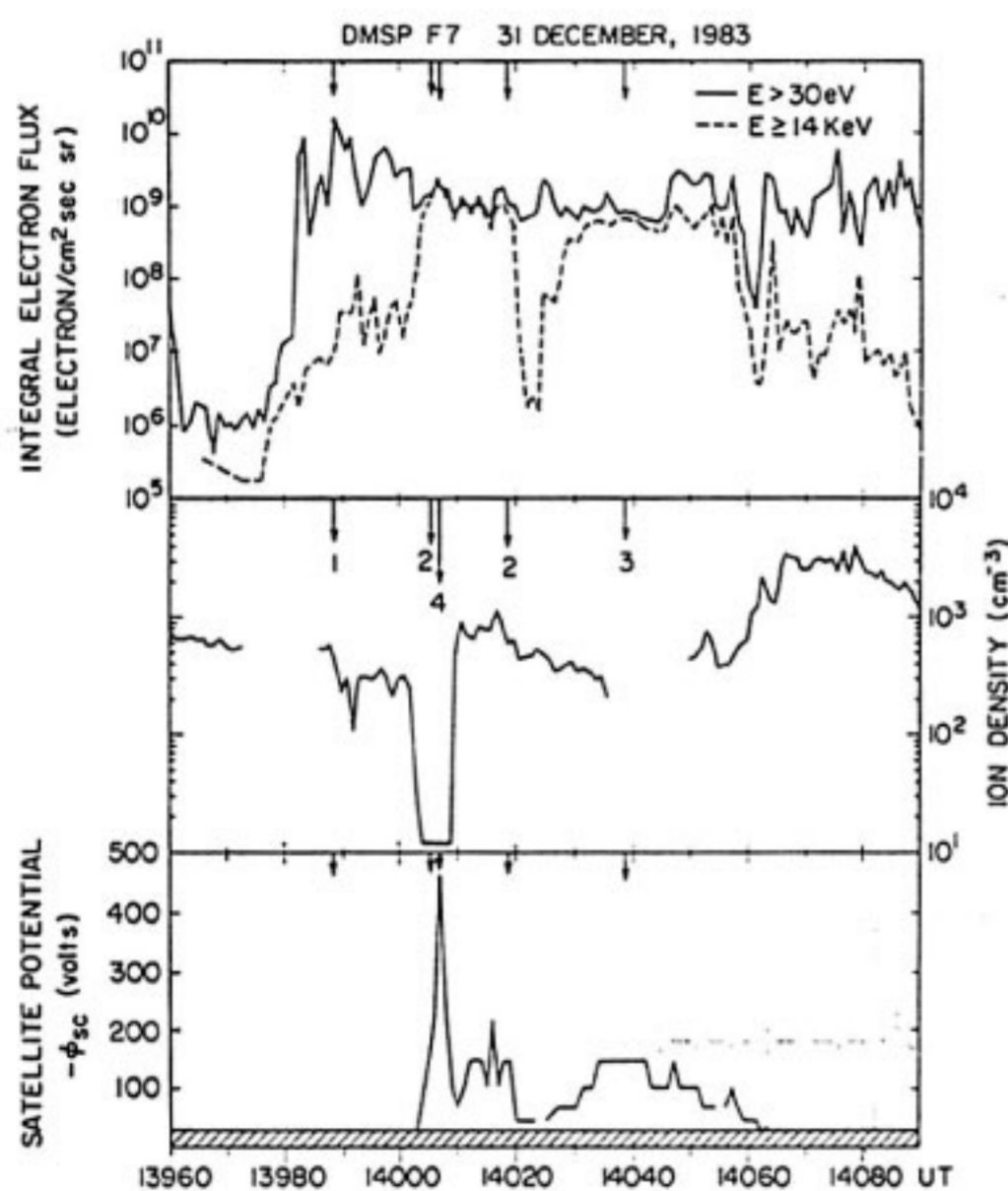
第7図 衛星の電位と密度の観測例⁽⁹⁾。縦軸は対数であらわしたプラズマ密度、横軸は衛星の電位 (V)。



第8図 SCATHA 衛星で観測されたプラズマの変動と衛星電位変動の観測⁽²³⁾。縦軸は衛星の電位 (V)、横軸は時間。

ベいの結果、磁気圏の活動度が上がれば太陽光に当たっている状況でも 1000 V に近い値まで帯電する場合のあることが報告されている⁽²⁴⁾。プラズマ中での衛星の帯電はさまざまなファクターで決っているが、プラズマのエネルギーが高くなるに従って、衝突の際に発生する二次電子の効果が重要になってくる。この効果は衝突する電子のエネルギーが数 10 keV 程度のときにもっとも大きくなる⁽²⁴⁾。第 9 図は極軌道を周回する DMSP 衛星で観測された低エネルギー粒子のフラックス、電離層のプラズマ密度と衛星電位の観測データである。上のパネルは > 30 eV (実線) と > 14 keV (破線) の電子のフラックス、二段目のパネルはイオン密度の変化、そして下のパネルが衛星電位を示している。図で明らかな点は衛星の電位は > 14 keV のフラックスとよく対応しているとともに周囲のプラズマ密度が低くなったときに異常な衛星帯電が起こっていることである。また、この例は衛星帯電が静止軌道だけでなく極軌道を周回する低高度衛星でも起こり得ることを示している。

工学的には衛星の異常帯電は全体が同じ電位になるのであれば大きな障害とはならない。問題は部分的に異なる電位になり、その間で放電などの現象を引き起こすこ



第 9 図 DMSP 衛星で観測された低エネルギー粒子のフラックス (上パネル)、電離層のプラズマ密度 (中パネル) と衛星電位の観測データ (下パネル)⁽²⁴⁾。1410 UT 付近で衛星の電位は約 500 V に達している。この時には破線で示される $E > 14$ keV のフラックスが上昇し、同時に電離層のプラズマ密度が低下している。

とである。この問題は衛星の全表面が導電性でしかもたがいに接続されていなければ起きない。しかし、衛星が大形化するに従ってこのような対策は困難になってくる。スペースステーションのような巨大な軌道上の構造物が極軌道をとる場合には、従って、異常帯電現象を避けることは技術的にかなり困難であろうと予想される。

6. 研究の課題

磁気圏プラズマの生成・輸送・消滅について1980年代の観測は飛躍的に詳細な情報を与えた。そして多様な現象を説明するために様々な理論的な試みがなされてきた。1990年代の中心的な課題はこれらの多彩な現象と物理過程を太陽・地球間環境の枠組みの中で適切に位置付けていくことになるであろう。この目的のためにこれまでの中でも最大規模の国際共同研究計画である STEP 計画が進められている。観測の面では地上観測と複数衛星による磁気圏全体の共同観測が中心になって磁気圏活動の多様な側面を全体的に捉えることを目標としている。

この報告の範囲でいえば、以下に述べるような項目が特に重要な研究課題である；

a) 電離圏と磁気圏の間のプラズマの輸送。とくに低エネルギーの電離層プラズマを高温の磁気圏プラズマに加熱するプロセスとそのエネルギー源は大きな問題である。

b) イオンの加速過程。これまでは低周波のプラズマ波動がイオンを加熱するとの理論が提案されており、それを検証する試みが精力的に続けられているが、確定的な結果は未だに得られていない。また、どの様なプロセスで低周波プラズマ波動を励起するかも一つの問題である。

c) これまでは十分に観測できなかった低エネルギーのプラズマ (~ 10 eV) の観測。これは磁気圏での電離層起源のプラズマの割合を知るためには重要である。

d) 衛星の異常帯電に結びつくインジェクション現象の解明は静止軌道の実用性を考えるとき、きわめて重要な研究課題である。

参考文献

- (1) C. T. Russell, "The magnetosphere" in "The solar wind and the Earth" ed. by S. I. Akasofu and Y. Kamide, Terra Sci. Pub., Tokyo., 1987.
- (2) D. T. Young, Experimental aspects of ion acceleration in the earth's magnetosphere, in Ion acceleration in the magnetosphere and ionosphere, ed. by T. Chang, AGU, Washington

- D.C., 1986.
- (3) C. Chappell, The terrestrial plasma source: A new perspective in solar-terrestrial processes from Dynamics Explorer, *Rev. Geophys.*, 28, pp. 2229-248, 1987.
 - (4) A. Nishida, Formation of plasmopause, or magnetospheric plasmaknee, by the combined action of magnetosphere convection and plasma escape from the tail, *J. Geophys. Res.*, 71, 5669, 1966.
 - (5) R. W. Schunk, The Polar Wind, in *Modeling of magnetospheric plasma*, ed. by T. E. Moore, and J. H. Waite, Jr., pp. 219-228, AGU, Washington D. C., 1988.
 - (6) A. R. Barakat, R. W. Schunk, T. E. Moore, and J. H. Waite, Jr., O⁺ and He⁺ escape flux from the polar region, in *Modeling magnetospheric plasma*, ed. by T. E. Moore, and J. H. Waite, Jr., p. 241, AGU, Washington, 1988.
 - (7) J. H. Hoffman and W. H. Dodson, Light ion concentrations and fluxes in the polar regions during magnetically quiet times, *J. Geophys. Res.*, 85, 626, 1980.
 - (8) T. Nagai, J. H. Waite, Jr., J. L. Green, C. R. Chappell, R. C. Olsen, and H. Comfort, First measurements of supersonic polar wind in the polar magnetosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 11, 669-672, 1984.
 - (9) C. Chappell, T. E. Moore, and J. H. Waite, Jr., The ionosphere as a fully adequate source of plasma for the Earth's magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 92, 5896, 1987.
 - (10) P. H. Reiff, H. L. Collin, E. G. Shelly, J. L. Burch, and J. D. Winningham, Heating of upflowing ionospheric ions on auroral field lines, in *Ion acceleration in the magnetosphere and ionosphere*, ed. by T. Chang, AGU, Washington D. C., 1986.
 - (11) A. W. Yau, W. K. Peterson, and E. G. Shelly, Quantitative parameterization of energetic ionospheric ion outflow, in *Modeling of magnetospheric plasma*, ed. by T. E. Moore, and J. H. Waite, Jr., pp. 211-218, AGU, Washington D. C., 1988.
 - (12) H. L. Collin, W. K. Peterson, and E. G. Shelley characteristics of upflowing beams of terrestrial ions, *J. Geophys. Res.*, 92, pp. 4257-4762, 1987.
 - (13) D. J. Gorney, U. S. Progress in auroral research: 1983-1986, *Rev. Geophys.*, 25, 555, 1987.
 - (14) W. K. Peterson, E. G. Shelley, S. A. Boardsen, D. A. Gurnett, B. G. Ledley, M. Sugiura, T. E. Moore, and J. H. Waite, Jr., Transverse ion energization and low-frequency plasma waves in the mid-altitude auroral zone: A case study, *J. Geophys. Res.*, 93, 11405, 1988.
 - (15) M. Lockwood, J. H. Waite, Jr., T. E. Moore, J. F. E. Johnson, and C. Chappell, A new source of suprathermal O⁺ ions near the dayside polar cap boundary, *J. Geophys. Res.*, 90, 4099, 1985.
 - (16) I. Roth and M. K. Hudson, Lower hybrid heating of ionospheric ions due to ion ring distributions in the cusp, *J. Geophys. Res.*, 90, 4191, 1985.
 - (17) J. H. Waite, Jr., T. E. Moore, M. O. Chandler, M. Lockwood, A. Person, and M. Sugiura, Ion energization in the upwelling events, in *Ion acceleration in the magnetosphere and ionosphere*, ed. by T. Chang, p. 61, AGU, Washington, D. C., 1986.
 - (18) D. J. Williams, Ring current and radiation belts, *Rev. Geophys.*, 25, 570, 1987.
 - (19) J. U. Kozyra, E. G. Shelley, R. H. Comfort, L. H. Brace, T. E. Cravens, and A. F. Nagy, The role of ring current O⁺ in the formation of stable auroral red arcs, *J. Geophys. Res.*, 92, 7487-7502, 1987.
 - (20) B. H. Mauk and C. I. Meng, Characterization of geostationary particle signatures based on injection boundary model, *J. Geophys. Res.*, 88, 3055, 1983.
 - (21) T. E. Moore, R. L. Arnordy, J. Feynman, and D. A. Hardy, Propagating substorm fronts, *J. Geophys. Res.*, 86, 6713, 1983.
 - (22) B. H. Mauk and J. L. Zanetti, Magnetospheric electric fields and currents, *Rev. Geophys.*, 25, 541, 1987.
 - (23) P. T. Newell and C. I. Meng, Low altitude observations of dispersionless substorm plasma injections, *J. Geophys. Res.*, 92, 10063-10072, 1987.
 - (24) E. G. Mullen, M. S. Gussenhoven, T. A. Arg-

gson, B.G. Ledley, and E. Whipple, SCATHA survey of high-level spacecraft charging in sunlight, J. Geophys. Res., 91, 1474, 1986.

25 M.S. Gussenhoven and E.G. Mullen, High-

level spacecraft charging in the low-altitude polar auroral environment, J. Geophys. Res., 90, 11009, 1985.

