

---

研 究

---

## 熱圏及び電離圏に対する磁気嵐の効果

——OGO 6号搭載の質量分析器観測結果に基づく研究——

丸 橋 克 英\*

(昭和52年7月10日受理)

GEOMAGNETIC STORM EFFECTS ON THE THERMOSPHERE  
AND THE IONOSPHERE REVEALED BY *IN SITU*  
MEASUREMENTS FROM OGO 6

By

Katsuhide MARUBASHI

The temporal response of ion and neutral densities to a geomagnetic storm has been investigated on a global scale with data from consecutive orbits of OGO-6 ( $>400$  km) for 4 days covering both magnetically quiet and disturbed conditions. The first response of the neutral atmosphere to the storm takes place in the H and  $H_e$  densities which start to decrease near the time of the storm sudden commencement. The maximum decreases in H and  $H_e$  were more than 40% of the normal density at high latitudes. A subsequent increase in O and  $N_2$  densities occurs about 8 hours later than the change in H and  $H_e$  densities, while the relative O and  $N_2$  density changes indicate a depletion of atomic oxygen in the lower thermosphere by more than a factor of two. The overall features of the change in the neutral atmosphere, especially the patterns of change for individual species, strongly support the physical picture that energy is deposited primarily at high latitudes during the storm, and the thermosphere structure changes through 1) heating of the lower thermosphere and 2) generation of large scale circulation in the atmosphere with upwelling at high latitudes and subsidence at the equator. The storm-time response of  $H^+$  occurs in two distinct regions separated by the low latitude boundary of the light ion trough. While on the poleward side of the boundary the  $H^+$  density decreases in a similar manner to the decrease in H density, on the equatorward side of the boundary the  $H^+$  decrease occurs about half a day later. It is shown that the decrease of  $H^+$  density is principally caused by the decrease in H density for both regions. The difference in  $H^+$  response between the two regions is interpreted as the difference in  $H^+$  dynamics outside and inside the plasmasphere. The  $O^+$  density shows an increase,

\* 平磯支所 超高層研究室

the pattern of which is rather similar to that for O. Two possibilities for explaining the observed change in  $O^+$  density are suggested. One attributes the observed increase in  $O^+$  density to an increase in the plasma temperature during the storm. The other possibility is that the increase in the production rate of  $O^+$  due to an increase in O density exceeds the increase in the loss rate of  $O^+$  due to an increase in  $N_2$  density, especially around the time of sunrise. Hence the change in  $O^+$  density in the F-region may actually controlled by the change in O density.

## 1. はじめに

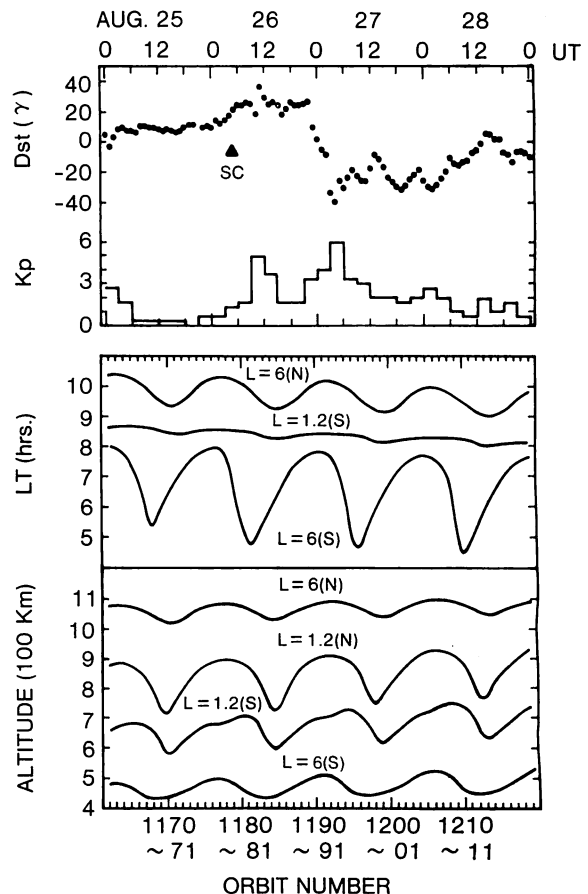
この研究の目的は、OGO 6号搭載の質量分析器の測定で得られたイオン及び中性粒子密度のデータを解析し、磁気嵐に伴って熱圏及び電離圏の構造がどんな時間変化を示すかを調べ、その主要な原因をつきとめることである。

電離層が受ける磁気嵐の影響は40年以上も研究が続けられている。*Matuura* (1972) を最近の総括的論文としてあげておこう。磁気嵐による電離層電子密度の変化は、磁気嵐の発達段階、緯度、経度、高度、季節、地方時等により複雑な様相を示すが、近年、中性大気に起こる変化が重要な役割を果たしていることが、だんだん明らかになってきた。特に熱圏における酸素原子と窒素分子の密度比（以下では  $O/N_2$  密度比と呼ぶ）変化は、磁気嵐時 F 領域電子密度減少の主原因として指摘されている (*Seaton*, 1956; *King*, 1966, 1971; *Matuura*, 1966; *Duncan*, 1969; *Chandra and Herman*, 1969; *Chandra and Stubbe*, 1971; *Obayashi and Matuura*, 1972)。磁気嵐の際に熱圏下部に汎世界的規模で対流現象が起こり、 $O/N_2$  密度比の減少をひき起こすことが、理論的にも (*Volland and Mayr*, 1971), 観測からも (*Taesch et al.*, 1971) 確かめられている。

上に述べたように、磁気嵐に伴う主要な電離層変化である F 領域電子密度の減少、あるいは厳密に言えば、 $O^+$  密度の減少については理解が進んでいるが、 $H^+$  密度の時間変化については、ほとんど調べられたことがない。上部電離圏の高い領域では  $H^+$  が主成分である事実、また磁気嵐が及ぼす効果はイオンの種類によって異なるという可能性を考慮すればすぐわかるように、いわゆる電離層嵐の理解を深めるためには、電子密度の変化よりは、イオンの各成分の変化を知ることが重要である。このような研究は、人工衛星による連続的な直接測定によって初めて可能になったものである。

この論文では、上部電離圏イオンの主成分である  $H^+$  と  $O^+$ 、中性粒子として  $N_2$ 、O、 $H_e$ 、H のそれぞれの密度が磁気嵐の進行に伴ってどんな時間変化を示すかに

ついて述べる。特に  $H^+$ 、 $O^+$ 、H については、このような解析は今までに行われたことがないことを記しておく。H の密度は、 $H^+$ 、 $O^+$ 、O の同時測定から化学平衡の関係式に基づいて計算した値を用いた（この関係式については、例えば *Brinton and Mayr* (1971) を参照せよ）。次節 2. では、解析した磁気嵐の概要と使用したデータについて述べ、3. で H 密度の計算値の妥当性を検討し、4. で移動する人工衛星のデータから時間変動



第1図 解析したデータの取得期間における  $Dst$  と  $Kp$  指数の変動 (上図) 及びOGO 6号の一定地磁気緯度通過時における地方時と高度の変化 (下図)。

を抽出する方法について述べる。解析の結果は5. にまとめて示し、6. で観測されたイオン及び中性粒子の密度変化についての相互の関係を力学とイオン化学に基づいて考察する。最後に、この研究の主な成果を7. にまとめて示そう。

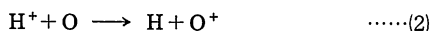
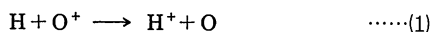
## 2. データ

この研究に使用したデータは、1969年8月25日～28日の期間にOGO 6号の北回りのパスで測定された $H^+$ 、 $O^+$ 、 $H_e$ 、 $O$ 、 $N_2$ の密度である。第1図にこの期間の地磁気擾乱を表す指数として、 $D_{st}$ と $K_p$ の変動と、OGO 6号が一定の地磁気緯度( $L$ )を通過するときの衛星位置の地方時と高度が示してある。図のUT軸は衛星の各パスが赤道を横切る時刻を表している。

磁気嵐の急激な開始現象(以下ではSCと呼ぶ)が、8月26日の04時40分UTごろに観測され、磁気嵐の主相では最大 $-36\gamma$ の $D_{st}$ が27日0400 UTに記録された。 $K_p$ の変動から想像されるように、SCの数時間後、磁気嵐主相の始まるより前に極磁気擾乱が活発化している。衛星の高度と地方時に見られる周期的な変化は、地磁気緯度と地理緯度のずれのためである。この観測期間の衛星の近地点は南極付近にあり、衛星は南半球で450 kmから700 km、北半球で700 kmから1000 kmの領域を飛んでいた。衛星位置における地方時は、南半球では日出時近辺、北半球では9時から10時ごろである。

## 3. H密度計算の妥当性

上部電離圏の $H^+$ の化学的な生成と消滅は次の電荷転移反応で支配されている。

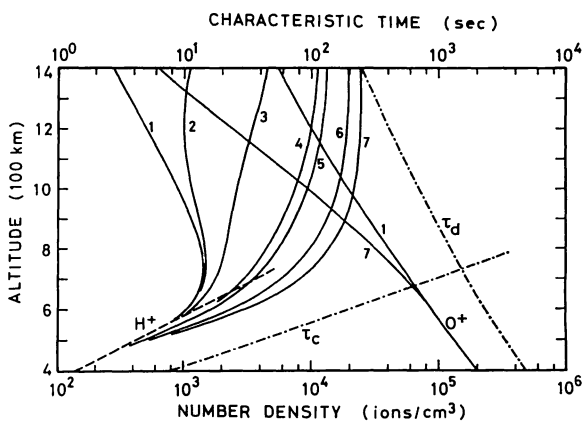


したがって、(1)、(2)の間で化学平衡が成立している領域では $H^+$ 、 $O^+$ 、 $O$ の観測値を用いてHの密度を計算で求めることができる。ここで $H^+$ の運動がこの化学平衡の条件にどのような影響を与えるかを検討しておこう。第2図に示した $H^+$ 、 $O^+$ の密度分布は次の連立方程式を解いて得られたものである。

$$\frac{kT_i}{n(H^+)} \frac{dn(H^+)}{dh} + m(H^+)g = -m(H^+)\nu(H^+, O^+)v(H^+) - \frac{kT_e}{n_e} \frac{dn_e}{dh} \dots\dots(3)$$

$$\frac{kT_i}{n(O^+)} \frac{dn(O^+)}{dh} + m(O^+)g = m(O^+)\nu(O^+, H^+)v(H^+) - \frac{kT_e}{n_e} \frac{dn_e}{dh} \dots\dots(4)$$

$$\frac{1}{r^3} \frac{d}{dh} (n(H^+)v(H^+r^3)) = Kn(O^+)n(H) - K'n(H^+)n(O) \quad \dots\dots(5)$$



第2図 計算で求めた $H^+$ 、 $O^+$ 密度の高度分布。1～7番の分布に対応する境界条件は第1表に示す。破線は化学平衡にある場合の $H^+$ 密度を示す。 $H^+$ の拡散時定数( $\tau_d$ )と化学反応時定数( $\tau_c$ )が一点鎖線で示してある。

ここで、 $k$ はボルツマン定数、 $T$ は温度、 $m$ は質量、 $n$ は数密度、 $g$ は重力加速度、 $\nu$ は衝突回数、 $v$ は巨視的な流れの速度、 $h$ は高度、 $r$ は地心距離を表す。また $K$ 、 $K'$ は化学反応(1)、(2)の係数であり、Banks and Kockarts (1973) から

$$K = 2.5 \times 10^{-11} T_n^{1/2} \quad \dots\dots(6)$$

$$K' = 2.2 \times 10^{-11} T_n^{1/2} \quad \dots\dots(7)$$

を採用した。

この計算に用いたモデルは次のとおりである。

- (1) 中性大気について：中性大気温度  $T_n = 1000^\circ K$  の拡散平衡分布を仮定し、 $h = 400$  km における密度として  $n(O) = 1.31 \times 10^8 / \text{cm}^3$  をCIRA 1972モデル大気から採用し(CIRA, 1972)、 $n(H) = 1.10 \times 10^5 / \text{cm}^3$  を $n(H^+)$ の計算結果が以下に示す観測値に近くなるように選んだ。
- (2) 荷電粒子について： $T_e = T_i = 2000^\circ K$ の等温モデルを仮定し、 $h = 400$  kmにおける値としてTaylor(1973)の統計結果から $n(O^+) = 2 \times 10^5 / \text{cm}^3$ を採用した。400 kmにおける $n(H^+)$ は化学平衡を仮定して計算する。この条件のもとで(3)–(5)はもう一つの境界条件に応じて、 $H^+$ のいろいろな運動状態に対応する解をもつ。この計算では、高度1400 kmを上側の境界とし、 $n(H^+)$ を境界条件として与えた。第2図に1番から7番の番号を付けた7組の $H^+$ 、 $O^+$ の密度分布(ただし、図が繁雑になるのを避けるため $O^+$ については1番と7番だけ)を示してあるが、これに対応して得られる1400 kmにおける $H^+$ の流量を第1表に示してある。一般に $H^+$ の上向きの流れに対して、その流速は高度とともに増大する傾向にあり、高い領域では(3)に慣性項の効果を加える必

第1表 第2図に示した1～7番の分布に対する境界条件  
(高度1400 kmのH<sup>+</sup>密度)と計算の結果求めら  
れた高度1400 kmのH<sup>+</sup>流量

| 番 号 | 高度1400 kmのH <sup>+</sup> 密度<br>(ions/cm <sup>3</sup> ) | 高度1400 kmのH <sup>+</sup> 流量<br>(ions/cm <sup>2</sup> sec) |
|-----|--------------------------------------------------------|-----------------------------------------------------------|
| 1   | $2.76 \times 10^2$                                     | $8.00 \times 10^7$                                        |
| 2   | $1.12 \times 10^3$                                     | $7.73 \times 10^7$                                        |
| 3   | $4.47 \times 10^3$                                     | $6.46 \times 10^7$                                        |
| 4   | $1.11 \times 10^4$                                     | $2.00 \times 10^7$                                        |
| 5   | $1.32 \times 10^4$                                     | 0.0                                                       |
| 6   | $1.95 \times 10^4$                                     | $-8.00 \times 10^7$                                       |
| 7   | $2.42 \times 10^4$                                     | $-1.60 \times 10^8$                                       |

要が生じる。また(5)の右辺は高度とともに減少するのでH<sup>+</sup>の流量はある高度以上では一定値をとるようになる。上側の境界を1400 kmにとったのは、慣性項もH<sup>+</sup>の化学的生成、消滅項も小さくなるように選んだものである。

1番のイオン密度分布はこのモデルに対する最大の上昇流量を与えるものであり、1400 kmで

$$\frac{1}{n(\text{H}^+)} \frac{dn(\text{H}^+)}{dh} = \frac{1}{n(\text{O}^+)} \frac{dn(\text{O}^+)}{dh} \quad \dots\dots(8)$$

を満足するように計算した。数値的には1400 kmのH<sup>+</sup>密度を更に小さく与えて(3)–(5)を解くことも可能であるが(Banks and Doupnik, 1974), その場合、H<sup>+</sup>の流量は1番の場合と等しく、流れの速度が大きくなるような解が得られる。このような高速流に対しては、慣性項を無視した計算では、物理的に正しい解を求めることはできない。慣性項を入れた計算では、流れが連続的に加速され超音速に達するような解、いわゆる地球の極域に実現する極風(polar wind)を表す解が最大のH<sup>+</sup>流量を与えることが示されている(Banks and Holzer, 1969; Marubashi, 1970)。そしてこの場合、H<sup>+</sup>とO<sup>+</sup>の衝突が頻繁に行われる高度範囲では(8)の関係が成立している。7番の分布は、最大の上昇流量の2倍の大きさの下降流量に対応する解である。破線はO<sup>+</sup>の分布が1番で与えられた場合に、H<sup>+</sup>が化学反応(1), (2)によって平衡状態にあるとしたときのH<sup>+</sup>の密度分布を示している。結局、実線と破線の差が流れによる化学平衡からのずれを表している。図中にH<sup>+</sup>の化学的時定数 $\tau_c$ と拡散の時定数 $\tau_d$ を一点鎖線で示した。O<sup>+</sup>密度分布に対するスケール・ハイトを $H(\text{O}^+)$ 、H<sup>+</sup>のO<sup>+</sup>に対する拡散係数を $D(\text{H}^+, \text{O}^+)$ と表すと、 $\tau_c, \tau_d$ は

$$\tau_c = \frac{1}{K n(\text{O}^+)} \quad \dots\dots(9)$$

$$\tau_d = \frac{H^2(\text{O}^+)}{D(\text{H}^+, \text{O}^+)} \quad \dots\dots(10)$$

で与えられる。ただし、 $D(\text{H}^+, \text{O}^+) = k T_i / m(\text{H}^+) \nu$

(H<sup>+</sup>, O<sup>+</sup>)。ここで $\tau_c = \tau_d$ になる高度で、1番のH<sup>+</sup>密度が最大値を示していることは注目に値する。これはBauer (1973)が述べているように、(10)の拡散時定数は最大流量の拡散をもとにしていることに対応している。この高度を境に、H<sup>+</sup>密度は低高度側では化学反応の支配を大きく受け、高高度側では拡散の支配を大きく受けるので、以下ではそれぞれの領域を化学支配高度領域、拡散支配高度領域と呼ぶことにする。

第2図によって、化学平衡の領域が1400 kmにおけるH<sup>+</sup>の流量に依存してどのように変化するかを検討してみよう。一般に、上層の流れは上向きの場合でも下層の化学反応が非常に卓越した領域ではH<sup>+</sup>は下向きに流れ、この下降流の効果でH<sup>+</sup>密度は化学平衡の時よりも大きくなる。もちろんこの効果は上層の流れも下向きの場合には更に強められる。したがって、1400 kmで比較的大きな上昇流がある場合(1～3番)には、 $\tau_c / \tau_d$ が0.05以下の領域で化学平衡が成立しているのに対して、7番のように大きな下降流がある場合には、 $\tau_c / \tau_d = 0.01$ の高度以上では化学平衡からのずれが見られる。

O<sup>+</sup>が主成分である領域では、 $H(\text{O}^+) = k(T_e + T_i) / m(\text{O}^+)g$ の関係があるので、 $\nu(\text{H}^+, \text{O}^+) = 0.63 T_i^{-3/2} n(\text{O}^+)$ を採用すると(Schunk and Walker, 1970), (9), (10)から

$$\frac{\tau_c}{\tau_d} = 5.3 \times 10^{10} \left( \frac{r_e}{r_e + h} \right)^4 \left( \frac{2}{1 + T_e / T_i} \right)^2 \frac{1}{n(\text{O}^+) n(\text{O}^+)} \quad \dots\dots(11)$$

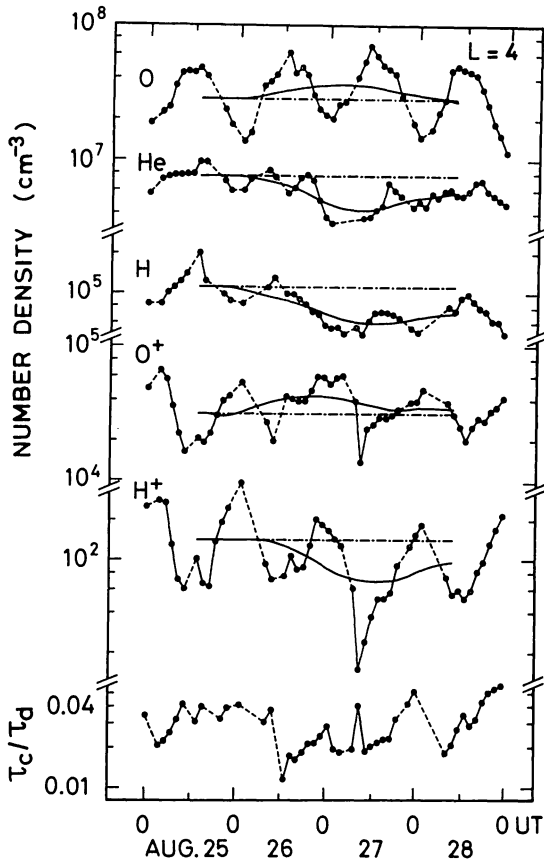
が得られる。ここで $r_e$ は地球の半径である。したがって、 $T_e, T_i$ と $n(\text{O}), n(\text{O}^+)$ が測定されれば、 $\tau_c / \tau_d$ が計算され、測定がH<sup>+</sup>の化学平衡の領域で行われたものかどうか判定できる。実際には、 $T_e, T_i$ の同時測定データが入手できなかったので、 $T_e = T_i$ を仮定して $\tau_c / \tau_d$ を求めた。一般に $T_e / T_i \geq 1$ なので、この仮定により $\tau_c / \tau_d$ を真の値よりも大きめに評価することになる。 $\tau_c / \tau_d$ が小さい程化学平衡が良い近似になることを考えると、上の仮定により、化学平衡の領域がひかえめに判定されたことになっている。

H<sup>+</sup>, H, O<sup>+</sup>, Oの間で化学平衡が成り立っていれば、 $n(\text{H})$ は他の三成分の密度から

$$n(\text{H}) = \frac{8}{9} \frac{n(\text{H}^+) n(\text{O})}{n(\text{O}^+)} \left( \frac{T_i}{T_n} \right)^{1/2} \quad \dots\dots(12)$$

によって求められる。実際にはここでもデータの制約により $T_i = T_n$ を仮定したが、化学反応の活発な領域ではこの仮定はかなり妥当なものと思われる。

本節の終わりに、Mayr et al. (1972)は理論計算により、中性大気風のドラッグ効果がイオン密度分布にかなりの影響を与えることを示した。ここで行ったモデル



第3図 連続する衛星軌道から  $L=4$  の通過時に選り出した  $O$ ,  $He$ ,  $H$ ,  $O^+$ ,  $H^+$  の密度測定値 (黒丸) と 24 時間の移動平均 (滑らかな実線)。図の最下部に  $H^+$  の化学反応時定数と拡散時定数の比 ( $\tau_c/\tau_d$ ) を示す。

計算ではこの効果を考慮しなかったが、 $H^+$  が化学平衡にある高度範囲を観測から求めた  $\tau_c/\tau_d$  の値によって判定する方法は、大気によるドラッグ効果とは無関係に成立するものである。

#### 4. 解析の方法

人工衛星の連続したパスからある一定の緯度を通過した時のデータを抜き出すことにより、一つの時系列データが得られる。OGO 6 号の場合には 1 周回の時間は約 100 分である。もちろんこのようにして得た密度の時系列データは、時間変動のほかに場所の違いによる変動を含んでいる。ここでは  $L$  が一定になるようにデータを抜き出したので、地理緯度、経度による変化、高度、地方時による変化が重なっている。しかし、これらの変化は周期的なので、衛星軌道の下を地球が 1 回転する時間で移動平均をとることにより、時間変動のみが分離できる。この方法は時間分解能を犠牲にするが、このようにして得られる長時間変化は、磁気嵐の効果を研究する上

では有効である。これまでも、人工衛星の観測を用いた、磁気嵐に伴う電離層、中性大気の時間変化の解析は行われているが (Bauer and Krishnamurthy, 1968; Obayashi, 1972; Tausch et al., 1971), これらは地磁気が静穏な時の観測を基準に選び、それとの比較を行う方法をとっている。ここで述べた移動平均による解析では、基準の選び方が結果に影響しにくいことが一つの利点である。

実際のデータ処理の例示のため、第3図に南北球の  $L=4$  に対する解析結果を示した。折線で結んだ点が観測値で、データの抜けているところは破線で結んである。 $H$  の密度は 3. で述べたように  $T_n = T_i$  を仮定して (12) により計算した値である。なめらかな実線は

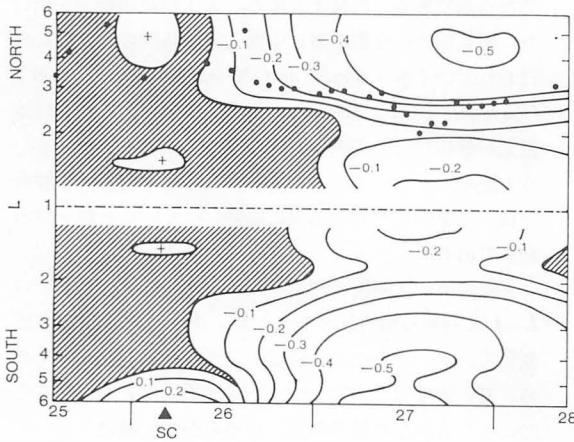
$$\bar{n}(t) = \exp \left[ \frac{1}{p} \int_{t-p/2}^{t+p/2} \ln n(t') dt' \right] \quad \dots (13)$$

で計算した移動平均である。ここで  $p$  は 24 時間とし、積分はデータの抜けている所を内挿して行った。磁気嵐が始まる前の期間の平均値は一定値を示し、移動平均によって周期的変動がうまくとり除かれたことがわかる。また、観測値の極大又は極小値を連ねる線と移動平均の変化に平行性がみられ、(13) による磁気嵐の効果の抽出の正当性を示している。磁気嵐に伴う変化として、 $O$ ,  $O^+$  密度の増加と  $He$ ,  $H$ ,  $H^+$  密度の減少が認められる。これに重なる周期的変化は、その位相を第1図のデータと比較すると、中性粒子については衛星高度の変化が、イオンについては太陽天頂角の変化が最も強く影響を及ぼしていることがわかる。図の最下部に、 $T_e = T_i$  を仮定して求めた化学反応と拡散の時定数の比が示してある。

Tausch et al. (1971) が述べているように、中性粒子密度も経度効果があり、これと高度変化のために  $N_2$  密度は周期的に質量分析器の有効感度以下の値に下がり、この結果、周期的なデータの欠落が生じた。このために  $N_2$  については移動平均を計算しなかったが、測定結果の一部については後で考察したい。

第3図と同様な解析を  $H^+$ ,  $O^+$  については南北両半球の  $L=1.2, 1.3, 1.5, 1.7, 2.0, 2.4, 3.0, 4.0, 5.0, 6.0$  (不変地磁気緯度で  $24.1^\circ$  から  $65.9^\circ$  の範囲) について行った。この期間の衛星の遠地点側である北半球では中性粒子の有意なデータは得られなかったので、 $O$ ,  $He$ ,  $H$  については南半球側の上記の 10 の緯度 ( $L$ ) のうち、 $L=1.7$  以上のデータについて解析した。

観測から求めた  $\tau_c/\tau_d$  は南極域から北へ向かって衛星高度の上昇に伴って増加する傾向を示し、南半球の  $L=1.7$  でおよそ 0.02 と 0.1 の間の値を示した。これを 3. の計算結果と比較すると、 $H^+$  の大きな下降流が存在すれば、(12) による  $H$  密度の計算値は数十%程度の過大評価を与えるおそれがあることになる。しかし、ここで解



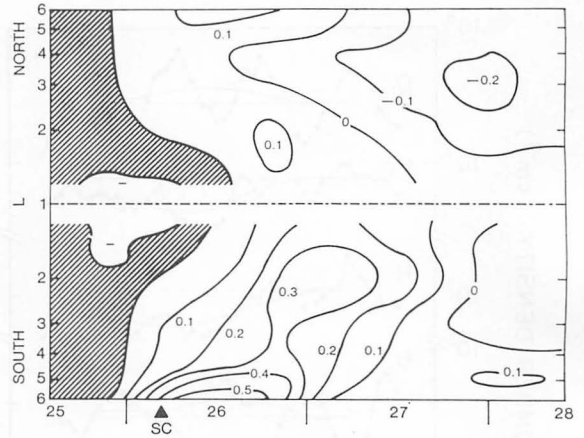
第4図  $H^+$  密度の地磁気静穏時の値からの相対的变化。有意な変化が認められない領域は斜線をほどこしてある。北半球側にある黒丸はLIT領域の赤道側境界の位置を、横軸に付した黒い三角形はSCの時刻を示す。

析したデータは、通常の状態では  $H^+$  の大きな下降流のありそうもない領域で得られたものであると言える。その理由は一つには比較的高緯度側のプラズマポーズの外側の領域では  $H^+$  は常に上向きに流れていると思われ、他方、解析した衛星のパスはプラズマ圏内部の緯度範囲では、 $H^+$  の流れが夜間の下降流から昼間の上昇流へ変わった時刻以後の時間帯のものと考えられる (Marubashi and Grebowsky, 1976) ことである。更に、この論文では磁気嵐前の静穏時の密度からの相対変化だけを問題にしているので、計算で求めた  $H$  密度の絶対誤差は解析結果にあまり影響しないであろう。

## 5. 解析結果

第4図から第6図に、イオン及び中性粒子密度の地磁気静穏時の値からの相対変化を示す。図の横軸は人工衛星が赤道を横切る時刻を、縦軸は地磁気緯度を  $L$  で表し、密度変化が等変化率線で示されている。顕著な密度変化がみられない領域は斜線を施してある。SCの時刻は小さい三角形で示した。この三図から磁気嵐に伴うイオン及び中性粒子密度の世界的変化がみてとれるわけであるが、2. で述べたようにこの図では衛星高度、地方時が緯度によって異なることを常に念頭に入れておく必要がある。

第4図は  $H^+$  についての解析結果である。北半球にある黒丸は、個々の衛星軌道に沿った  $H^+$  密度分布から読みとった Light Ion Trough (高緯度地域に存在する軽イオンの低密度領域で、磁気圏ではプラズマポーズの外側の領域に対応すると考えられている。以下ではLIT領域と呼ぶ。)の赤道側境界の大体の位置を示している。 $H^+$  密度の緯度分布からLIT領域の境界の正確な位置

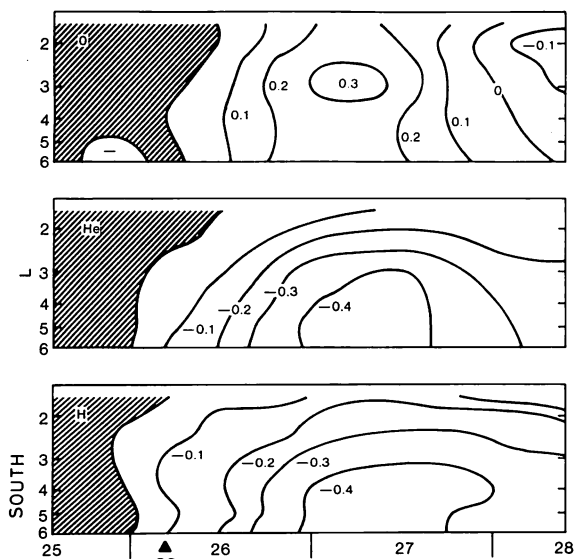


第5図  $O^+$  密度の相対的变化を第4図と同じフォーマットで示す。

を指示することは困難なことが少なくない (Taylor, 1972)。ここでは、 $H^+$  密度が  $2 \times 10^3 / \text{cm}^3$  になる点をLIT領域の赤道側境界を代表するものとして採用した。ここで解析したデータではほとんどの場合、この位置は  $H^+$  密度が低緯度側の高密度領域から高緯度側の低密度領域へ急激に遷移する領域にあり、LIT領域の赤道側境界の動きを十分に代表できると思われる。南半球側では衛星が低高度にあるため  $H^+$  密度が全体的に低く、したがってLIT領域は識別できなかった。

第4図にみられる最も特徴的な事実、LIT領域の赤道側境界あるいはプラズマポーズを境にする二つの領域で、明確に二つの段階に別れて  $H^+$  密度の減少が起きていることである。第一段階では磁気嵐の開始に伴ってLIT領域でほとんど一様な密度減少が起こる。ここで解析した磁気嵐について、この減少は最大50%に達した。このLIT領域で起こる第一段階の  $H^+$  密度の減少形態が主として化学支配高度領域 (2. 参照) にある南半球と、拡散支配高度領域にある北半球に共通していることは注目すべき観測事実である。第二段階の  $H^+$  密度の減少は、これより約半日以上遅れてプラズマポーズより低緯度側 (プラズマ圏内部) で起こる。減少の程度は小さく、最大で20%であった。SCの前後に南半球の高緯度に現れた  $H^+$  密度の増加は、磁気圏の昼間側の磁気中性点近傍に見られる電離増加の領域が低緯度側へ移動した結果である。このことは、個々の軌道に沿った密度分布から容易に確かめられる。

第5図は  $O^+$  密度についての解析結果である。 $O^+$  密度は磁気嵐が起これると増加傾向を示し、この増加は高緯度側から始まり、低緯度ほど遅れる傾向が見られる。磁気嵐の回復期に  $O^+$  密度の減少が観測されたが、減少の程度は北半球で著しい。全体的に  $O^+$  の変化形態は南北

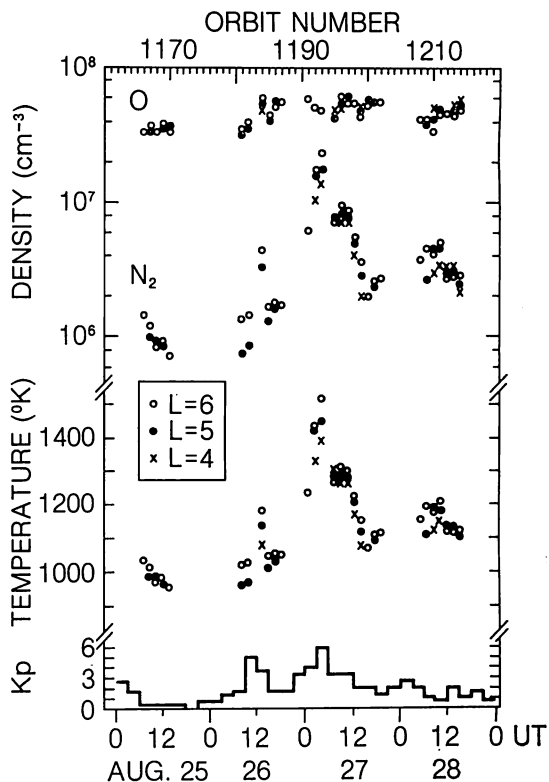


第6図 O, He, H 密度の相対的变化を第4図と同じフォーマットで示す。

の非対称性を示しており、これは  $H^+$  の変化と著しい対照をなしている。この非対称性の原因としては、南北両半球の地方時、高度、季節等の違いが考えられるが、6. で述べるように、地方時の違いが最も重要である。

第6図に示す中性粒子の密度変化には、O の増加と H, He の減少が磁気嵐に伴って起こったことが認められる。O 密度の増加は最大で約 30 % と、南半球の O<sup>+</sup> 密度の増加と同程度である。また、磁気嵐初期の高緯度における O<sup>+</sup> の増加を別にすれば、全体的な変化形態も O, O<sup>+</sup> の間には類似性が認められる。H 密度は高緯度ほど大きい減少を示し、磁気嵐の最盛期には 40 % の減少をみせている。この値は  $H^+$  の減少と同程度である。H と  $H^+$  の密度変化について注目すべき差異が、減少の始まる時間と減少領域の緯度的な広がり認められる。すなわち、H の減少は磁気嵐の開始とほとんど同時に起こっているのに対して、 $H^+$  の減少の始まりはこれより少し遅れている。また、H の変化形態は  $H^+$  のように L I T 領域との関連性を示さず広い緯度範囲で同時に減少が起こっている。He については大きさも変化形態も H と類似の減少が観測された。

磁気嵐の効果を研究するには、いろいろな高度で測定された密度を一定高度での値に換算することが望ましい。第3図にみられるように、比較的重い成分については高度による密度の変化が大きいので、一定高度での値への換算が特に望まれる。Hedin et al. (1974) は  $N_2$  密度の測定値から外圏温度を推定し、これによって中性大気成分の任意高度の測定値を一定高度の値に換算する方法を考案した。 $N_2$  密度を基礎にする理由は、この成



第7図 高度 450 km に換算した O,  $N_2$  密度と  $N_2$  密度から求めた外圏温度の衛星軌道ごとの変化を  $K_p$  の変動とともに示す。

分が熱圏下部の運動の影響を受けにくいからである。第7図に、この方法で求めた 450 km 高度の O,  $N_2$  の密度と外圏温度が  $L=4, 5, 6$  について示してある。データの欠落があるために決定的なことは結論できないが、次の諸点が認められる。第一に外圏温度は  $K_p$  と良い相関関係をもって変化し、温度上昇は高緯度ほど著しい。第二に O 密度の増加は実際に 26 日 1200 UT ごろに始まったように見える。最後に、データの欠落は  $N_2$  密度が測定器の感度より低いために生じたものであり、この点からも上記の時刻以前には外圏温度の上昇が起こったとは考えにくい(図には O 密度にもデータの欠落があるが、これは 450 km 高度の密度に換算する時に  $N_2$  密度が必要なためである)。

## 6. 理論的考察

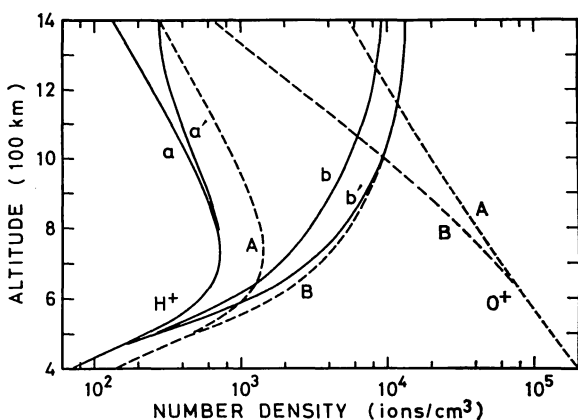
前節に述べた中性粒子密度の解析結果は、磁気嵐に伴って高緯度地方の下部熱圏に集中的に供給されたエネルギーが超高層大気の構造変化をもたらすという物理像と良い一致を示している。下部熱圏にエネルギーが加えられると、局所的に熱圏大気の温度上昇が起こると同時に、汎世界的規模で起こる熱圏対流の上昇流部分が形成

される。

最近の熱圏力学の研究 (Reber and Hays, 1973) によれば、周囲の平均大気質量に比べて軽い質量の粒子は上昇流によって密度の減少、下降流によって密度の増加が起こされる。この理論研究の結果を  $H_e$  と  $H$  密度の観測結果 (第6図) に適用すると、 $L=1.7$  から  $L=6$  にわたる緯度範囲で上向きの大気運動が発生したと結論できる。もちろん、その強度は高緯度側でより大きくなっている。下部熱圏にエネルギーの供給があった場合、渦拡散係数の増加によっても軽い粒子の密度減少が起こる (Chandra and Sinha, 1974)。しかし、 $H_e$ 、 $H$  の密度変化が磁気嵐の開始とほとんど同時に起こっていることから考えて、観測された密度変化は大気の上昇運動の効果によるものであろう。拡散の時定数はずっと大きく、下部熱圏で数日の程度である。 $H$  密度の減少が  $H_e$  密度の減少と大差ないことは不思議ではない。 $H_e$  と  $H$  の密度に対する大気鉛直流の効果の理論的に期待できる差は 15% 程度である。

$H$  密度の減少について、大気温度上昇により強まる逃散効果 (熱運動による重力圏の脱出) や極風による  $H^+$  の流出が原因にならないかとの疑問が生じるかもしれない。しかし、観測された  $H_e$  と  $H$  の密度減少が非常に似ているという事実により、そのいずれの可能性も否定される。もし逃散効果が重要な役割を果たしているならば、 $H_e$  と  $H$  の密度減少には質量差に応じてもっと大きな差が生じるはずである。また、 $H$  の減少の原因が極域及び  $LIT$  領域のプラズマ流出による  $H^+$  の減少にあるとすれば、 $H$  密度の減少領域は  $LIT$  領域の形態と類似性を示すはずである。一般に、人工衛星の観測で得られた  $H^+$  密度の緯度分布を見ると、500 km 程度以下の高度では  $LIT$  領域の特徴は不明瞭になる (Taylor, 1972)。このことは、 $LIT$  領域のプラズマ流出 (Brinton et al., 1971) は  $H$  密度の減少を起こす原因にはなり得ないことを意味している。実際、 $H$  が  $O^+$  との間で電荷交換を行ない  $H^+$  となって失われる割合は、 $H$  が大気中を拡散して補給される割合に比べてずっと小さい。

鉛直上向きに風が起こることにより、 $O$  密度も熱圏下部では減少する傾向をもつが、大気温度の上昇は高い領域の  $O$  密度を増加させる。観測された  $O$  密度の増加は、この二つの効果の組み合わせの結果と考えられる。この例では  $O$  密度増加の最大値は  $L=3$  の近辺に現れている。これは磁気嵐に伴って高緯度ほど大きなエネルギー供給を受けるので温度上昇による密度増加の効果も大きくなるが、上層流による下層での  $O$  密度の減少も大きく、結果的に中緯度地帯で最大の増加が観測されたものであろう。また、第6図では高緯度ほど衛星高度が低く、このため温度上昇の効果も現れにくくなっていることも注意



第8図 地磁気静穏時の  $H$  密度分布モデルに対して計算された  $H^+$ 、 $O^+$  の分布 (破線) と  $H$  密度が 50% 減少した場合の  $H^+$ 、 $O^+$  の分布 (実線)。A と a は最大の  $H^+$  上昇流に対応する解であり、B と b は流量を 1400 km で 0 とした場合の解である。a' と b' は密度の低い  $H$  分布モデルに対して、それぞれ A と B の 1400 km の密度を境界条件として求めた  $H^+$  の分布である。

する必要がある。第7図に示したデータでは、軌道番号 1191—1193 (8月27日、00時—09時) に  $N_2$  密度の増加と同時に  $O$  密度の減少が見られ、これは明らかに地磁気活動の活発化に対応している。この事実は、下部熱圏の上昇流による  $O$  の減少が高度 450 km までも温度上昇の効果に打ち勝っていたことを示している。 $N_2$  密度の変化から求めた外圏温度の上昇を  $200^\circ K$  とひかえめに見積ると、この温度変化に対応する  $O$  密度の増加は、高度 450 km で 2 倍以上になる。第6図で  $O$  密度増加が最大で 30% になっている事実は、下部熱圏で 40% 程度の減少があったことを意味している。

$N_2$  の観測結果によれば、外圏温度の上昇は  $K_p$  の変動に見られる極磁気擾乱の活動度とよく対応しているが  $SC$  の前後には顕著な変化が現れない。これは  $H_e$ 、 $H$  の密度減少が地磁気嵐の発生とほとんど同時に起こっている事実と著しい対照をなしている。おそらく、大気の上昇運動を起こすには下部熱圏の限られた高度範囲の加熱で十分であるのに対して、熱圏全体の温度を上げるには、極磁気擾乱に伴う程度の大きなエネルギー供給が必要なのであろう。

$H^+$ 、 $O^+$  密度の変化形態の概観は  $H$ 、 $O$  の変化形態とよく似ている。この観測事実はイオン密度がそのもとになる中性粒子の密度に強く支配されていることを示唆する。次に  $H$ 、 $O$  の密度変化に応答して  $H^+$ 、 $O^+$  密度がどのように変化するかという問題について考察しよう。

第8図は  $H$  密度分布の二つのモデルを用いて前述の方程式(3)–(5)を解いて求めた  $H^+$  と  $O^+$  密度の高度分布を示す。破線で示した分布は第2図と同じモデルに対する

ものである。これに対して、磁気嵐のときにH密度が減少することを考慮して、H密度だけを1/2に減じた場合の解を実線で示してある。O<sup>+</sup>の分布はH密度の違いによってほとんど変化しないので、第二のモデルに対するものは省略した。それぞれのH密度モデルに対して、二つの異なった運動状態に対応するイオン密度分布が示してある。すなわち、AとaはH<sup>+</sup>の最大上昇流量を与えるような分布であり、LIT領域内のイオン分布を表し、Bとbは高度1400 kmでH<sup>+</sup>の流量を0とした場合の分布であり、プラズマ圏内部の状態を表している。もちろんプラズマ圏の内部でもH<sup>+</sup>の流れを0と仮定することは正しくはないが、第2図でみたように、上昇流にしろ下降流にしろ流量が小さければ、イオン分布は流量を0とした場合の分布と大して変わりがない。a', b'で示した分布は、1400 kmのH<sup>+</sup>密度をそれぞれA, Bと一致させて擾乱時に対応するH分布を用いて求めた解である。

プラズマポーズの外側の領域(LIT領域)では、低い高度でH<sup>+</sup>の減少が起こったとき高いところの密度を一定に保持しようとする機構は考えられないので、a'で示されるような中間状態は起こり得ない。したがって、LIT領域ではH密度が減少すると、まずこれと比例して化学平衡領域でH<sup>+</sup>密度が減少し、拡散支配高度領域のH<sup>+</sup>密度もこれに対応して直ちにH<sup>+</sup>の上昇流を最大にするような分布が実現される(変化の速さを与える時定数については第2図参照)。結局、磁気嵐が起こりH密度が急激に50%減少したとすると、H<sup>+</sup>分布は静穏時の状態Aから擾乱時の状態aに1時間以内に变化することになる。この変化の特徴として、密度の相対変化が高度にほとんど依存しないことがあげられるが、この理論的結果は観測事実と非常によく一致している。すなわち、第4図の高緯度地域のH<sup>+</sup>変化は、拡散支配高度領域にある北半球と化学支配高度領域にある南半球とで、同時にしかも同程度の減少を示している。このH<sup>+</sup>の減少がHの減少より少し遅れて始まっているのは、磁気嵐の開始直後にO<sup>+</sup>の増加が起こり、Hの減少による効果を相殺したためである。磁気嵐の開始より少し遅れてOの増加が始まると、O<sup>+</sup>とOの増加の効果が相殺して(方程式(12)を参照)H密度の変化に応じたH<sup>+</sup>密度の変化が観測されるようになるわけである。

プラズマ圏の内部においても化学支配高度領域ではHの減少に応じてH<sup>+</sup>の減少が1時間以内に起こる。しかし、拡散支配高度領域では、電離圏の上に存在するプラズマ圏の多量のH<sup>+</sup>が磁力線に沿って下層のH<sup>+</sup>減少を補うように流れ込み、密度変化を小さくする働きをする。このため磁気嵐時に起こるH密度の減少に応じて化

学支配高度領域ではH<sup>+</sup>密度の減少が直ちに起こるが、高い所ではH<sup>+</sup>密度はしばらくは一定に保たれ、b'のような分布が実現する。最終的にはbで示されるような平衡状態に到達するが、この新しい平衡状態に達するための特性時間はプラズマ圏に存在する全H<sup>+</sup>粒子数によって決められる。ここで高度1400 kmで1 cm<sup>2</sup>の断面をもつ磁力管の中に含まれるH<sup>+</sup>粒子の総数を、B, bの分布に対応してそれぞれ $1 \times 10^{18}$ 個、 $7 \times 10^{12}$ 個としよう。磁力管に含まれる粒子総数は磁力管の体積に依存するため地磁気緯度の関数であるが、上の値はPark (1974)がホイッスラー観測で求めた値を参考に、プラズマ圏内部の代表として $L=2$ での値をとり、1400 kmのH<sup>+</sup>密度に比例するように選んだ。この総粒子数の差 $3 \times 10^{12}$ 個をb'の状態に対応する下向き流量 $3.5 \times 10^7$ 個/cm<sup>2</sup>秒で割ると、地磁気静穏時の平衡状態Bより地磁気擾乱時の平衡状態bへの変化に要する時間として $8.6 \times 10^4$ 秒を得る。したがって、b'で表されるようなH<sup>+</sup>分布が一日程度持続することが結論される。この機構はプラズマ圏内部の領域におけるH<sup>+</sup>の減少が高緯度のLIT領域のH<sup>+</sup>の減少より半日以上遅れている観測事実をうまく説明する。Bとb'又はBとbの分布を比較すると、H<sup>+</sup>密度の減少の割合は高度の増加とともに小さくなっているし、時間的にも高い所ほど減少が遅れることがわかる。この結果は、プラズマ圏内部のH<sup>+</sup>の減少が南半球側で少し早く起こっている観測事実とうまくあっている。

ここで述べたように、地磁気嵐の時にプラズマ圏内部で下向きの流れが強まったとすると、3.で述べたH密度の決定に影響を与えることが考えられる。しかし、この効果を補正するとH密度は更に減少することになり、したがって結論には影響しないことは明らかである。

第4図に示したH<sup>+</sup>密度の変化を高緯度側のLIT領域と低緯度側のプラズマ圏内部の二つに分けて論じたが、高緯度側の減少領域は黒丸で示すLITの境界よりも少し低緯度に広がっているようにも見える。これはプラズマ圏が内部プラズマ圏と外部プラズマ圏の二つの部分から構成されている(Banks et al., 1971; Park, 1974)とするならば、十分期待されることである。なぜならば、外部プラズマ圏は電離層からプラズマの補給を受けている状態にあり、この意味でLIT領域と似た性質をもっているからである。

第5図に示したO<sup>+</sup>密度の変化のうちで、磁気嵐の初期にみられる高緯度地方の増加は、OやN<sub>2</sub>の中性粒子密度に変化が起こる前に始まっていることから、付加的な電離源が入射して起こしたと考えるのが自然な解釈であろう。この部分を除くと南半球のO<sup>+</sup>密度の変化形

態はO密度の変化形態とかなり似ている。一般に上部電離圏の特に低い部分の  $O^+$  密度は  $F_2$  層ピーク付近の  $O^+$  密度と比例的な関係をもって変化するはずである。またこれまでの多くの研究では、 $F_2$  層ピーク付近の  $O^+$  密度はこの領域の  $O/N_2$  密度比に強く依存することが示されている。しかるに、ここで示した観測結果では、第7図から推察されるように  $O/N_2$  密度比は減少しているにもかかわらず  $O^+$  密度はO密度とよく似た増加形態をみせている。そこでなぜこのような  $O^+$  密度の変化が起こったかが問題になるが、ここでは詳細な理論の展開は行わず、ただ二つの考え得る説明の可能性を指摘するにとどめよう。

第一に、観測された  $O^+$  密度の増加を電子温度やイオン温度の上昇の結果と考えて説明することは可能である。十分大きな温度上昇があれば、 $F_2$  領域では  $O^+$  密度は減少しても上層では増加が期待できる。もしこの立場をとれば観測された  $O^+$  密度変化の南北非対称性は南北両半球の高さの違いによるのではなく、実際に南半球側で大きな温度上昇があり、北半球側では大した温度上昇は起こらなかったことを意味する。温度上昇による  $O^+$  密度の増加は、その増加率が高度とともに増大することが期待されるのに対して、観測では高度の低い南半球側で密度増加が見られ、北半球ではむしろ減少傾向が見られるからである。Evans(1970)はIS(Incoherent Scatter)レーダによる電子温度の測定結果を統計して、地磁気擾乱時に夜間の電子温度は地磁気静穏時の2倍程度に上昇するが、昼間の電子温度の上昇は30%に満たないという結果を示している。もし日の出前後の時間帯の電子温度変化が夜間の変化と近いものとすれば、この統計結果は観測された  $O^+$  密度の増加を温度上昇の効果とする考えに一つの根拠を与えるものである。またこの場合、観測された  $O^+$  とOの密度変化が似ている事実は、電子温度やイオン温度の上昇と同様な中性大気の温度上昇が起こったことを意味するが、これも十分にあり得ることである。

第二に、日の出前後という電離層の電子密度が急激に増加していく時間には、 $O^+$  密度は実際にO密度の変化に支配され  $O/N_2$  密度比にはあまり影響されない可能性がある。もともと  $O^+$  密度が  $O/N_2$  密度比に強く依存するのは、Oの光電離による  $O^+$  生成と、 $O^+$  の  $N_2$  との間の化学反応による消滅がつりあっている場合である。日の出前後の時間帯では、 $O^+$  密度は増加していく過程にあり生成が消滅よりも大きい効果を及ぼしていることを意味する。またこの時間帯に  $F$  領域の  $O/N_2$  密度比は昼間に向かって減少していることは注目に値する事実である。つまり通常の電離層日変化において、朝方

には  $O/N_2$  密度比の減少するにもかかわらず  $O^+$  密度は増加するわけである。Chandra and Stubbe(1971)は数値計算によって  $F_2$  層ピークの電子密度が  $N_2$  密度の変化にどんな応答を示すかを調べたが、その結果は日の出前後の電子密度変化は  $N_2$  密度の増減にほとんど影響されないことを示している。Prölss and von Zahn(1974)はESRO-4の中性気体分析器の測定結果を用いて、高度270 kmの  $O/N_2$  密度比と  $f_oF_2$  との間に良い相関が見られることを示したが、この結果は11時LTごろの測定について得られたものであり、上に述べた考え方と矛盾するものではない。ここで示したデータでも10時LT前後の測定になっている北半球側では  $O^+$  密度の減少傾向が認められる。このように、観測された南半球側の  $O^+$  密度の増加を説明するために第二の考え方を採用した場合にも、南北の非対称性の原因は地方時の違いに帰せられる。

最後に、この研究では中性粒子とイオンの同時観測が利用できたため、過去に知られていない新しい事実を見出すこともできたし、その解釈も比較的容易に行われた。 $O^+$  密度の変化についての説明には不明確な点が残ったが、今後の研究には、電子温度、イオン温度の同時測定データを加えることが第一に重要であろう。また、 $O^+$  の変化について地方時に対する依存性が強く認められた点を考慮し、別の時刻の観測データについて同様の解析を行うことも重要であろう。

## 7. ま と め

OGO 6号搭載の2種の質量分析器によって得られたイオン及び中性粒子の密度データを用いて、1969年8月26日の磁気嵐について、電離層及び熱圏の構造変化を調べた。データ解析で得られた主な磁気嵐効果について、その理論的検討も含めてまとめると下記のような。

(1) HとHeの密度はSCとほとんど同時に減少し、磁気嵐の最盛期に高緯度地方で40%以上の減少が見られた。この軽い粒子の減少はSCに伴って下部熱圏で大気の上昇運動が起こったことを示唆している。

(2) 400 km以上の高度ではOと  $N_2$  の密度は全体として増加の傾向を示した。この密度変化の始まりは、HやHeの密度変化よりも遅れている。Oと  $N_2$  の変化を比較すると、O密度は(1)に述べた大気の上昇運動の影響を受けていることがわかる。軽い粒子と重い粒子の密度変化の時間的關係をみると、大気の上昇運動の効果がまず観測され、大気温度の上昇による効果が遅れて起こることが結論される。

(3)  $H^+$  密度の変化は、LIT 領域の低緯度側境界を境とする二つの領域で時間的にも別々に起きている。高緯度側では観測の範囲内で (450~1100 km) 高度に無関係に  $H^+$  密度が減少し、低緯度側では SC より 1 日程度遅れて  $H^+$  密度の減少が起こった。この二つの領域の差は、プラズマ圏の外と内の  $H^+$  の応答の差として理解される。

(4)  $O^+$  密度は磁気嵐の初期には増加する傾向を示した。 $O^+$  密度の減少は磁気嵐の回復期に北半球側でのみ観測された。 $O^+$  密度の変化には地方時に対する強い依存性があることが示唆された。

## 8. お わ り に

この研究は著者が米国科学アカデミー (NRC/NA S) のスポンサーのもとに、米国航空宇宙局ゴダード宇宙飛行センターに在任研究員として滞在中に行われたものであり、既に *Planetary and Space Science* に出版されている (Marubashi, K., C.A. Reber, and H. A. Taylor, Jr., 1976) が、できるだけ多くの人に紹介する目的で、日本語で書き直すとともに多少の解説を加え、あらためて発表するものである。

## 参 考 文 献

- Banks, P. M., and J. R. Doupnik, Thermal proton flow in the plasmasphere: The morning sector, *Planet. Space Sci.*, **22**, 79—94, 1974.
- Banks, P. M., and T. E. Holzer, High-latitude plasma transport: The polar wind, *J. Geophys. Res.*, **74**, 6317—6332, 1969.
- Banks, P. M., and G. Kockarts, *Aeronomy*, part B, Academic, New York, 1973.
- Banks, P. M., A. F. Nagy, and W. I. Axford, Dynamical behavior of thermal protons in the midlatitude ionosphere and magnetosphere, *Planet. Space Sci.*, **19**, 1053—1067, 1971.
- Bauer, S. J., *Physics of Planetary Ionosphere*, Chapter 5, *Physics and Chemistry in Space*, vol. 6, edited by J. G. Roederer, Denver, Springer-Verlag, Berlin • Heidelberg, 1973.
- Bauer, S. J., and B. V. Krishnamurthy, Behavior of the topside ionosphere during a great magnetic storm, *Planet. Space Sci.*, **16**, 653—663, 1968.
- Brinton, H. C., J. M. Grebowsky, and H. G. Mayr, Altitude variation of ion composition in the midlatitude trough region: Evidence for upward plasma flow. *J. Geophys. Res.*, **76**, 3738—3745, 1971.
- Brinton, H. C., and H. G. Mayr, Thermospheric hydrogen: Absolute densities and temporal variations deduced from *in situ* measurements, *J. Geophys. Res.*, **76**, 6198—6201, 1971.
- Chandra, S., and A. K. Sinha, The role of eddy turbulence in the development of self-consistent models of the lower and upper thermospheres, *J. Geophys. Res.*, **79**, 1916—1922, 1974.
- Chandra, S., and J. R. Herman, *F*-region ionization and heating during magnetic storms, *Planet. Space Sci.*, **17**, 841—851, 1969.
- Chandra, S., and P. Stubbe, Ion and neutral composition change in the thermospheric region during magnetic storms, *Planet. Space Sci.*, **19**, 491—502, 1971.
- CIRA 1972, compiled by the Committee for the COSPAR International Reference Atmosphere of COSPAR Working Group 4, Akademie-Verlag • Berlin, 1972.
- Duncan, R. A., *F*-region seasonal and magnetic-storm behavior, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **31**, 59—70, 1969.
- Evans, J. V., Midlatitude ionospheric temperatures during three magnetic storms, *J. Geophys. Res.*, **75**, 4803—4813, 1970.
- Hedin, A. E., H. G. Mayr, C. A. Reber, N. W. Spencer, and G. R. Carignan, Empirical model of global thermospheric temperature and composition based on data from OGO-6 quadrupole mass spectrometer, *J. Geophys. Res.*, **79**, 215—225, 1974.
- King, G. A. M., The ionospheric disturbance and atmospheric waves, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **28**, 957—963, 1966.
- King, G. A. M., The ionospheric *F*-region storm, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **33**, 1223—1240, 1971.
- Marubashi, K., Escape of the polar-ionospheric plasma into the magnetospheric tail, *Rep. Ionos. Space Res. Japan.*, **24**, 322—346, 1970.
- Marubashi, K., and J. M. Grebowsky, A model study of diurnal behavior of the ionosphere and the protonosphere coupling, *J. Geophys. Res.*, **81**, 1700—1706, 1976.
- Marubashi, K., C. A. Reber, and H. A. Taylor, Jr.,

- Geomagnetic storm effects on the thermosphere and the ionosphere revealed by *in situ* measurements from OGO 6, *Planet. Space Sci.*, **24**, 1031—1041, 1976.
- Matuura, N., The condition of the upper atmosphere based on the electron density profiles of the *F*-region, *Canad. J. Phys.*, **44**, 175—205, 1966.
- Matuura, N., Theoretical models of ionospheric storms, *Space Sci. Rev.*, **13**, 124—189, 1972.
- Mayr, H.G., E.G. Fonthelm, L.H. Brace, H.C. Brinton, and H.A. Taylor, Jr., A theoretical model of the ionosphere dynamics with inter-hemispheric coupling, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **34**, 1659—1680, 1972.
- Obayashi, T., World-wide electron density changes and associated thermospheric winds during an ionospheric storm, *Planet. Space Sci.*, **20**, 511—520, 1972.
- Obayashi, T., and N. Matuura, Theoretical model of *F*-region storms, in E.R. Dyer (General ed.), *Solar-Terrestrial Physics/1970*: Part IV, 199—211, Reidel Publ. Co., Dordrecht, Holland, 1972.
- Park, C.G., Some features of plasma distribution in the plasmasphere deduced from antarctic whistlers, *J. Geophys. Res.*, **79**, 169—173, 1974.
- Prölss, G.W., and U. von Zahn, Esro 4 gas analyzer results, 2. Direct measurements of changes in the neutral composition during an ionospheric storm, *J. Geophys. Res.*, **79**, 2535—2539, 1974.
- Reber, C.A., and P.B. Hays, Thermospheric wind effects on the distribution of helium and argon in the earth's upper atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **78**, 2977—2991, 1973.
- Schunk, R., and J.C.G. Walker, Minor ion diffusion in the *F*<sub>2</sub> region of the ionosphere, *Planet. Space Sci.*, **18**, 1319—1334, 1970.
- Seaton, M.J., A possible explanation of the drop in *F*-region critical densities accompanying major ionospheric storms, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **8**, 122—124, 1956.
- Taeusch, D.R., G.R. Carignan, and C.A. Reber, Neutral composition variation above 400 kilometers during a magnetic storm, *J. Geophys. Res.*, **76**, 8318—8325, 1971.
- Taylor, H.A., Jr., The light ion trough, *Planet. Space Sci.*, **20**, 1593—1605, 1972.
- Taylor, H.A., Jr., Parametric description of thermospheric ion composition results, *J. Geophys. Res.*, **78**, 315—319, 1973.
- Volland, H., and H.G. Mayr, Response of the thermospheric density to auroral heating during geomagnetic disturbances, *J. Geophys. Res.*, **76**, 3764—3776, 1971.

