

K-9M-76号機による冬の夜明前電離層の
熱的電子のエネルギー分布観測

雨宮 宏*・小山孝一郎・平尾 邦雄

(1983年11月30日受理)

Observation of the Energy Distribution of
Thermal Electrons in the Winter Predawn
Ionosphere by a K-9M-76 Rocket

By

H. AMEMIYA, K. OYAMA and K. HIRAO

Abstract: This paper is concerned with the electron energy distribution in the winter predawn ionosphere measured by a Langmuir probe on board a K-9M-76 rocket. The rocket was launched on January 15, 5h40m a.m., 1983, from Kagoshima Space Center to study the predawn enhancement of airglow and the behavior of photoelectrons from a magnetically conjugate region. The measurement of thermal electrons was made by applying the Druyvesteyn method to evaluate the production rate of $O(^1D)$ through dissociative recombination of electrons with O_2^+ and the heating rate by Coulomb collision. For the double differentiation of the probe current, delay circuits were used, which were favorable for the high speed scanning. Energy distribution $f(E)/\sqrt{E}$ showed nearly Maxwellian except in the extreme low energy part. Certain wiggles were superimposed on the higher energy part. A double-hump structure appeared in the low energy part at lower heights (E-F valley between 140 and 230 km and E-layer around 90km). The electron temperature, T_e , determined from the least square fitting on the semilog plot of the differentiated probe characteristics was about 750°K near 90km (E layer), showing a gradual increase with height to about 1300°K at 350km (F layer). The value of T_e in the

*理化学研究所

downleg showed a higher value by 20 to 30 % than that in the upleg. The reason may be partly due to the interaction between photoelectrons and thermal electrons and partly due to an apparent increase by the wake.

概 要

本報告は磁気共役点からの光電子降下による夜明前の大気光増量現象に関する総合観測を目的として打上げられたK-9M-76号ロケットに搭載された熱的電子エネルギー分布測定器による観測結果に関する。測定にはラングミュアプローブを用い、ドリベステン法を適用した。プローブ特性の二次微分を得るためには最近開発した高速掃引に適した遅延回路を用いた。

上昇時は高度140 kmから最高高度349 kmまで、下降時は最高高度から200 kmまでと、100 kmから87 kmにかけてのE層のデータが得られた。100 kmから200 kmに亘ってはE-F層の谷が存在し、ここでは低エネルギー部分が二つのピークに分れる傾向が見られた。240 kmより上部では高エネルギー尾部に若干の凹凸があることと、非常に低エネルギーの部分(≤ 0.15 eV)における涸渇を除いてはマクスウェル分布からの大きいずれはなかった。得られた二次微分曲線をプローブ電圧に対しセミログプロットし、最小二乗近似直線を計算機により決定し、その傾斜から電子温度を求めた結果、高度90 kmから350 kmに亘って750°Kから1300°Kに至るまでの高度と共に増加の傾向を得た。また、二次微分曲線の積分よりプラズマ密度を求めた結果、100 km附近で最大密度 1.3×10^4 cm⁻³のE層、300 km附近で最大密度 1.5×10^5 cm⁻³のF層、100-200 kmに亘るE-F層の谷が明らかとなった。これらの結果は酸素分子イオンと電子との解離再結合によるO(¹D)の生成率を評価すること、光電子の直接励起によるO(¹D)生成率との比較を可能にする。

1. はじめに

太陽紫外線により超高層大気が電離することにより生ずる光電子が地球磁場に沿って南北半球間を移動し、プラズマの加熱や大気光増量現象を起こすことに関する研究はこれまで多く行われて来た[1-6]。この場合、熱的電子の振舞を観測する意義は、磁気共役点からの光電子の直接励起によるO(¹D)の生成率に対し熱的電子による酸素分子イオンの解離再結合、 $O_2 + e \rightarrow 2O(¹D)$ によるO(¹D)の生成率[7]がどれ位になるかを評価することにある。さらに、光電子が熱的電子を加熱することによるエネルギー分布の変化や、F層の電子密度の夜明前における時間変化、局所変化についての情報を得ることも期待される。

本報告は1983年1月15日午前5時40分00秒に打上げられたK-9M-76号機の共同観

測における熱的電子エネルギー分布の測定結果に関するものである。この日時においては、打上げ地点内の浦では未だ日照はなく、南半球の磁気共役点（オーストラリア）の電離圏では既に日照があるという条件の他、月光がなく（新月）快晴であるという条件が満された。観測の結果得られた 90-350 km に亘ってのエネルギー分布関数は上記の $O(^1D)$ 生成率の評価を可能にするもので、以下測定方法、装置、観測結果を順に述べた後検討を行う。

2. 実験方法および装置

第1図に観測に用いたプローブ電流 i_p とその二次微分 i_p'' を得るための遅延法微分回路 [8] のブロックダイアグラムを示す。観測時が夜明前のため、プラズマ密度が低くなることが予想された。そのため、電圧掃引によるプローブへのケーブルを通しての変位電流が

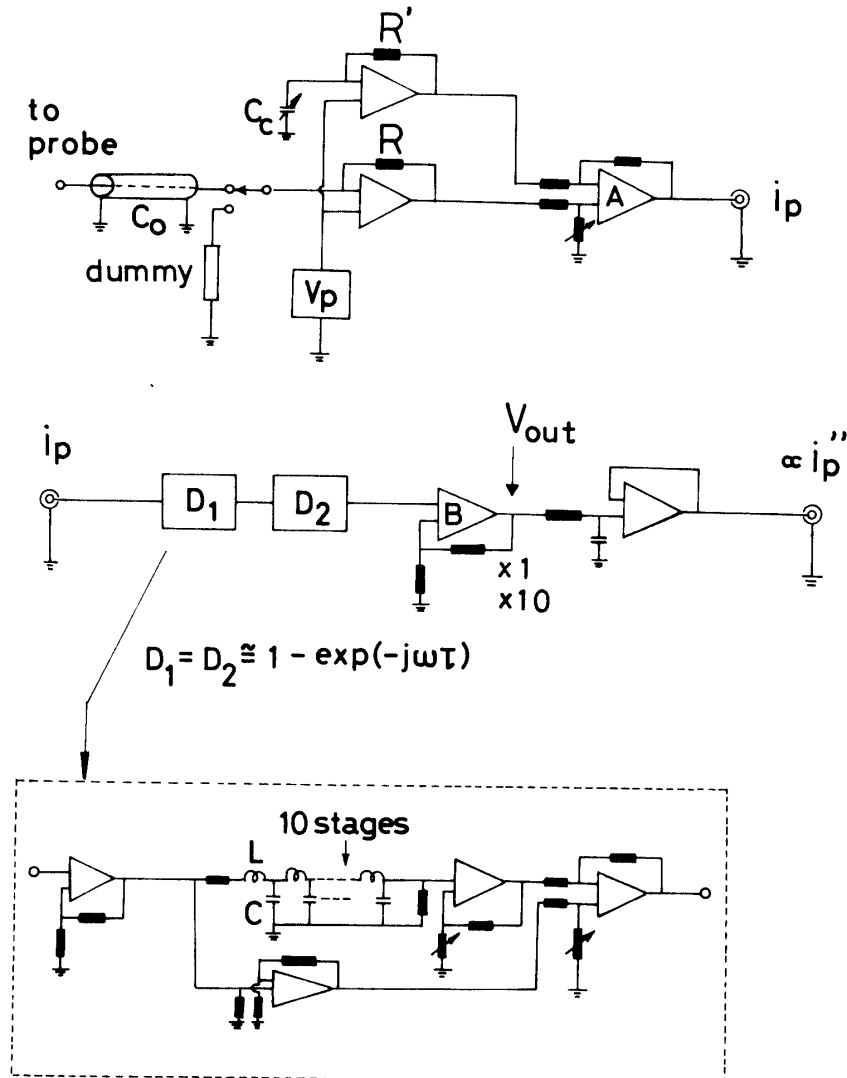


Fig. 1 : Schematic view of the measuring circuit of the second derivative of probe current, i_p'' , by the delay circuit method. C_c : capacitance for compensating the cable capacitance C_0 ; D_1, D_2 are differentiation circuits whose detail is as shown in the bottom figure.

プローブ電流に比べ無視出来なくなるので、ケーブルの容量 C_0 を補償するための補償用容量を挿入した。プローブ電流を受ける初段の増幅器の抵抗 R と補償用増幅器の入力抵抗 R' 、補償用容量 C_c の間には $C_s/C_c = R/R'$ が成立つ用設計した。プローブ電圧 V_p (ロケット本体に対するプローブ電位) は -0.3 V から $+2.2\text{ V}$ まで周期 0.4 秒で変化する三角波とした。初段の抵抗は $R = 100\text{ k}\Omega$ とし、次段の差動増幅で 10 倍の増幅を行った後、バッファ回路 (図示せず) を経て遅延法微分回路 D_1 、 D_2 を通過させた。 D_1 、 D_2 は共に周波数応答がほゞ

$$D(\omega) = 1 - \exp(-i\omega\tau) \cong i\omega\tau \quad (1)$$

をもつ回路である。従って、第二段目の微分回路の出力は $(i\omega)^2 i_p$ 、即ち $d^2 i_p / dt^2$ に比例した値となり、エネルギー分解能 ΔE は

$$\Delta E = \frac{dV_p}{dt} \cdot \tau \quad (2)$$

で与えられる。ここで、 τ は遅延時間で 2.6 m 秒と選んだ。また、 $dV_p/dt = 2.5\text{ V}/0.2\text{ s} = 12.5\text{ V/s}$ であるから、 $\Delta E = 32.5\text{ mV}$ となる。この値はこれまで交流法で用いていた値よりも $2 \sim 3$ 倍少なく、分布関数上の微細構造を抽出することが十分期待出来る値である。遅延法微分回路の詳細は第1図で点線で囲まれた回路で示されている。遅延素子としては、コイル L と容量 C とからなる低域フィルタを用いた。コイルのもつ純抵抗分が無視される理想条件においては、その伝達定数 $\theta = \alpha + i\beta$ は次の様になる。

$$\begin{aligned} 0 < \omega_0 : \alpha = 0, \beta = \sin^{-1}(\omega/\omega_0) \\ \omega > \omega_0 : \alpha = \cosh^{-1}(\omega/\omega_0), \beta = \pi/2 \end{aligned} \quad (3)$$

ここで、 $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ 。従って、一段当りの遅延量 τ_1 は通過帯域において

$$\tau_1 = \beta/\omega = \sqrt{LC} \quad (4)$$

となる。コイルとしては、サンスイ ST-73 の一次巻線を用いた。実測結果、 $L = 1.4\text{ H}$ 、 $r = 80\ \Omega$ である。 C の値として $0.047\ \mu\text{F}$ と選び、 $\tau_1 = 0.26\text{ m}$ 秒を得た。この時、公称インピーダンス Z は $Z = \sqrt{L/C}$ で与えられ $5.5\text{ k}\Omega$ となったが、実験的にはずっとこれより大きい抵抗で終端する方が、 V_p に対する i_p'' の対称性の良い結果が得られた。この原因についてはコイルの純抵抗分が効いていると思われるが、詳細は検討中である。最終的に得られた遅延回路は上記遅延素子 10 段からなり、 D_1 、 D_2 はそれぞれ $i_p(t) - i_p(t - \tau)$ 、 $i_p'(t) - i_p'(t - \tau)$ を計算する回路で ($\tau = 10\ \tau_1$)、その周波数応答は 200 Hz 附近まではほゞ $i\omega\tau$ で 385 Hz 附近で $D(\omega) = 0$ 、 $\omega\tau = 2\pi$ なる条件を得た。与えられたテレメタチャネル#13 のレスポンスが最大 220 Hz なので、その範囲内では十分微分特性をもつものと考えられた。

第1図で微分回路 D_1 、 D_2 を経た信号はバッファ増幅器で利得 $\times 1$ 、 $\times 10$ の増幅を行い、平滑回路 (時定数 3 m 秒) を経て時分割送信した。 64 秒毎に第1図でプローブからダミー非線形抵抗 ($2\text{ M}\Omega$ の抵抗と 2SC373G のエミッタ・ベース接合) に切替え、規準信号を発生させた。

ラングミュアプローブは $3\text{ mm}\phi \times 20\text{ cm}$ のステンレス棒を用い、 200°C で真空中で一週間焼出し表面を清浄化した後ガラス管封じを行い、上空でガラスを割りプラズマに露出させた。

データの収録はアナログデータレコーダ (TEAC-R61, FM 式, 周波数応答 625 Hz) に生録音した。

ロケットは 1983 年 1 月 15 日午前 5 時 40 分, 内の浦より発射角 80° で打ち上げられ, 最高高度は 349 km , 着地点は (132.7°E , 29.24°N) 附近であった。

打上げ後の測定タイミングは以下の通りである。

51 秒: ノーズコーン開頭

52 秒: 基本計器より観測計器へのテレメタ切替え

54 秒: プロブ真空封じ用ガラス割り

56 秒: プロブ展張

ロケットのスピンは開頭より 550 秒まで 2.4 Hz であった。

3. 観測結果

プローブ展張が行われた打上げ後 56 秒には既にロケットは高度 $h=83\text{ km}$ に達し, プロブはプラズマに浸っていた筈であるが, 展張後 25 秒程はガラス割りと展張による機械的振動に起因する雑音のため正常なデータが得られなかった。 $t=80\text{ 秒}$ ($h=125\text{ km}$) から $t=130\text{ 秒}$ ($h=215\text{ km}$) に亘って第 2 図のタイムチャートに示す様な二次微分曲線 i_p'' ($\propto f(E)/\sqrt{E}$) が得られた。 i_p'' の最大値は 125 km から 170 km 辺りまではあまり変化がなく,

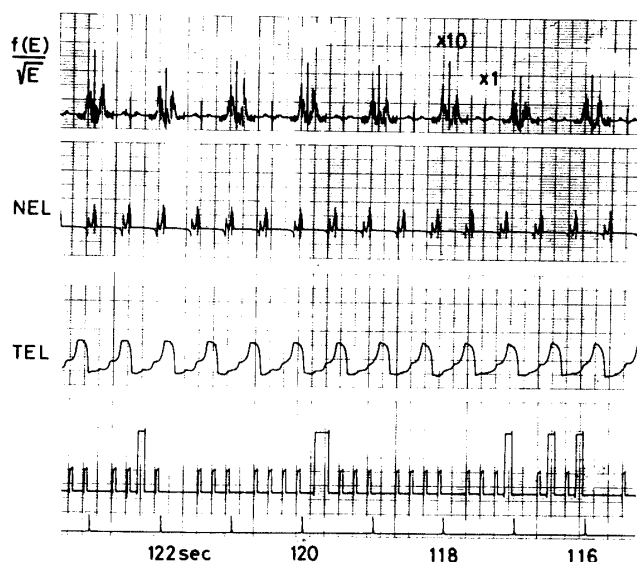


Fig. 2 : Time chart around 120 sec. after launching of the rocket (upleg, $h=200\text{ km}$). The height corresponds nearly to the upper end of the E-F valley.

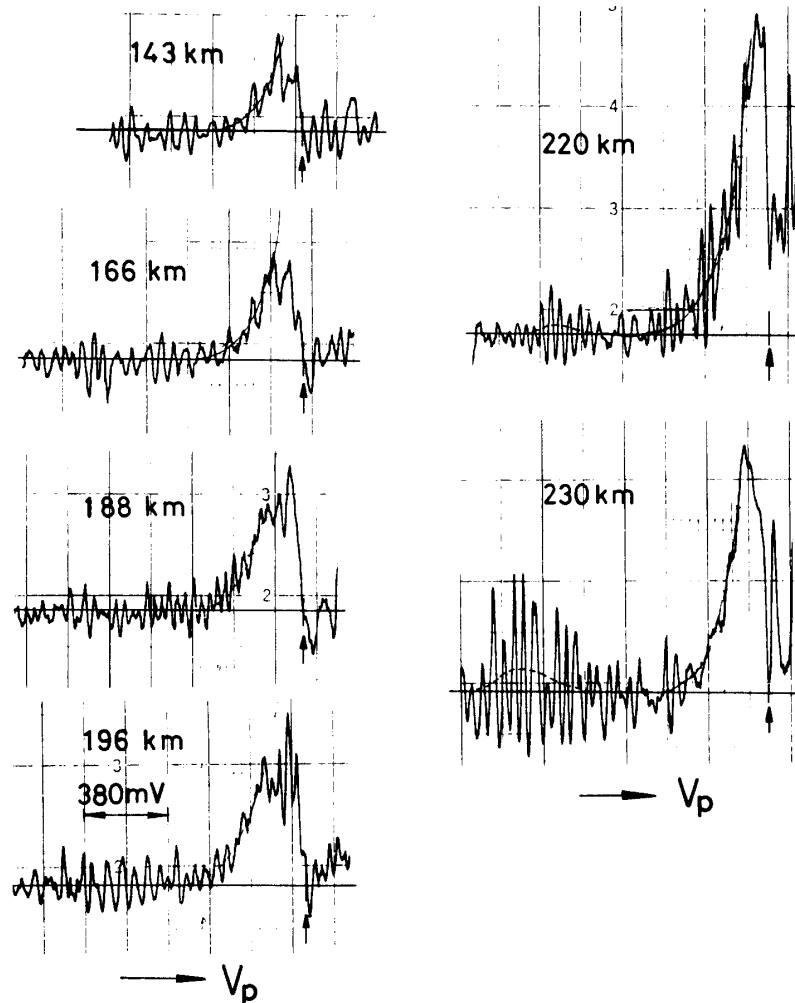


Fig. 3 : Traces of the second derivative of probe current, or $f(E)/\sqrt{E}$, from $h=143$ to 230 km (upleg) in the E-F valley. $f(E)$: energy distribution function.

180 km 附近から徐々に増加を示した。第2図で、 $f(E)/\sqrt{E}$ の下の図はインピダンスプローブによるプラズマ密度測定 (NEL), その下は電子温度計 (TEL) の波形である。以下に第4図で示すチャートも同様である。

第3図は $h=143$ km から $h=230$ km に亘って、相対利得 $\times 10$ で得たデータを X-Y レコーダに拡大して得た i_p'' を示す。図はプローブ電圧 V_p が上昇する期間のデータのみを示し、 V_p は左から右に向って直線的に変化する。 $h=140-230$ km にかけてはプラズマ密度が 10^4cm^{-3} 程度で利得が十分でなかったため雑音成分が目立ち、 i_p'' 曲線の上に約 2~300 Hz の波が重畳されている (図で横軸 10 mV が 1 m 秒に相当する)。しかし、曲線の中央部

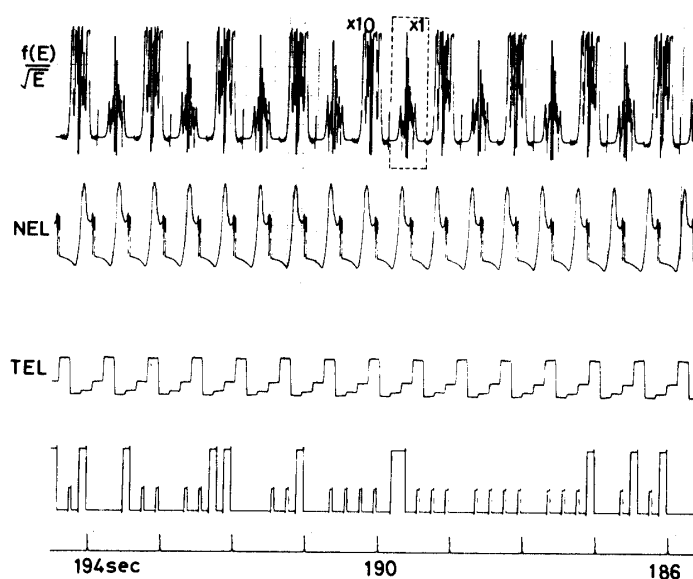


Fig. 4 : Time chart around 190 sec.
(height $h=296$ km) after launching.

をたどると一応温度を求めることは可能である。空間電位の位置は i_p'' が零レベルを切る位置もしくはこれに最も接近する位置と考え、各データを空間電位が揃う様配置した。 $h=220, 230$ km の i_p'' には高エネルギー部分(約 $0.9-1.1$ eV)に何か凸部がある様である(点線で示す)。また、 $h=143$ km— 196 km ではプラズマ電子のピークは二つの山から成っている印象をうける。

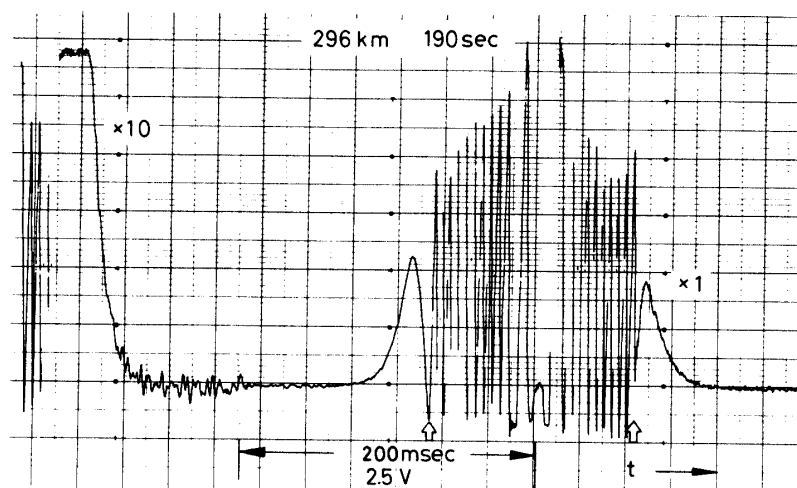


Fig. 5 : Example of the second derivative of probe current, or $f(E)/\sqrt{E}$, which is an enlarged view of the data surrounded by a dotted square in Fig. 4.

第4図はロケットがさらに上昇した時点 ($t=190$ 秒, $h=296$ km 附近) のタイムチャートである。 $f(E)/\sqrt{E}$ において $\times 10$ のレンジは飽和の傾向を示しているが, $\times 1$ のレンジでは反撥領域の指数関数的な変化がよく出ている。TEL, NEL の波形も良好である。即ち, $h=240-350$ km の範囲では良好なエネルギー分布が得られた。第4図で点線で囲んだデータを拡大再生したものを第5図に示す。プローブ電圧 V_p は左から右に向って時間的に変化し, 矢印で 200 msec と示された期間 V_p は -0.3 V から 2.2 V まで直線的に上昇し, その後下降する。最左端は $\times 10$ のレンジのデータで V_p 下降時のものであるが, 飽和のあと指数関数的な立下りがみられる。 $\times 1$ のレンジでは V_p 上昇と共に指数関数的な立上りのあと最大値を経て, 空間電位 V_s と考えられる位置 (白い矢印) で零レベルを切っている。そのあ

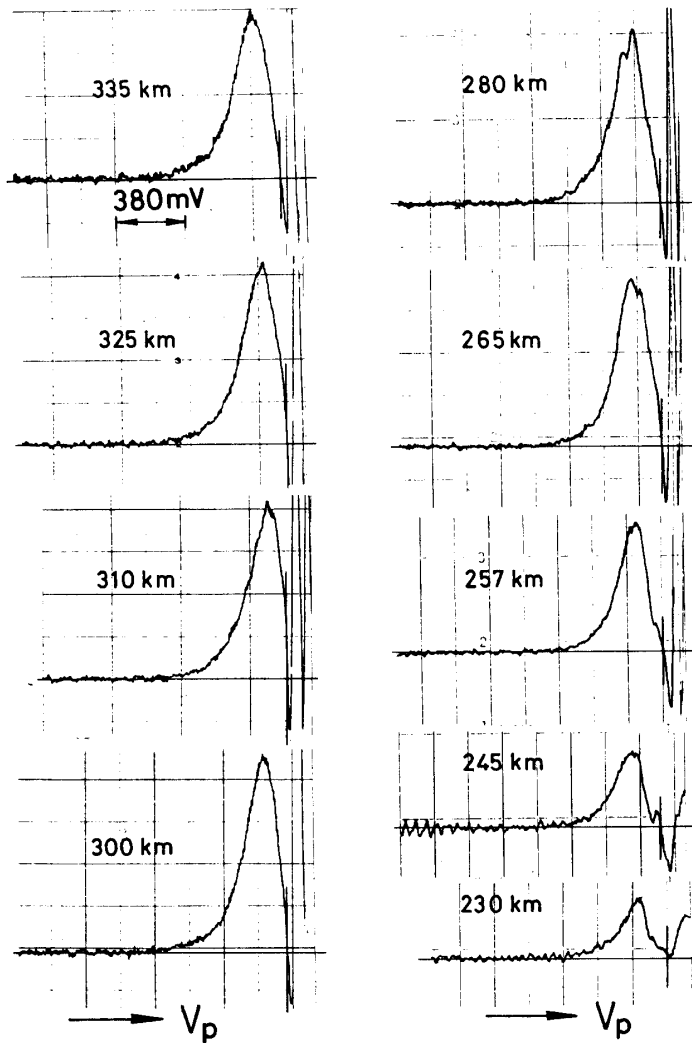


Fig. 6 : Traces of the second derivative of probe current, or $f(E)/\sqrt{E}$, from $h=230$ to 335 km (upleg) in the F-layer.

と $V_p > V_s$ の電子電流飽和領域では約 160 Hz の波が重畳している。この擾乱の周期はほぼ一定で反撥領域に現われるものより長い。 V_p の上昇時と下降時の i_p の対称性は必ずしも良くないし、雑音の含まれ方も異なる。しかし、後述の解析において得られた平均エネルギーの値は左右の波形においてそれ程大きい差はないが、プラズマ密度に変動があることを示している。 $h > 250$ km ではほぼ第5図に示したのと同程度の S/N 比のデータが得られ、マクスウェル分布の高エネルギー部分に若干の凹凸がある点が共通している。

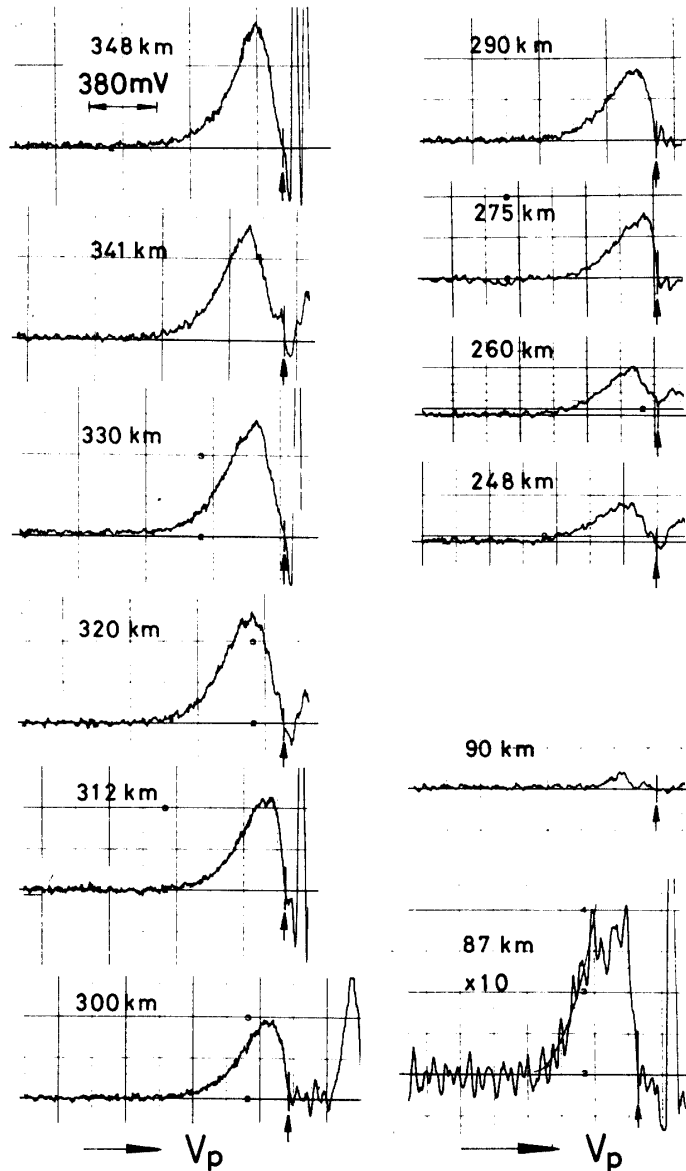


Fig. 7 : Traces of the second derivative of probe current, or $f(E)/\sqrt{E}$, from $h=348$ to 248 km and around 90 km (downleg).

第6図は上昇時 $t=139$ 秒(230 km)から $t=244$ 秒(335 km)における i_p'' のいくつかを約10 km毎に抽出し空間電位を揃えて図示したものである。 $h=230$ kmから265 kmにかけては未だプラズマ密度の上昇が続くが、それより上ではほぼ一定値に近づく。 $h=260$ -280 kmにおいて所々低エネルギー部に分岐が見られるが、300 kmより上では大体一つの山となった。335 km以上では分布関数の半値幅が少し広がっているのが分るが、高度と共に少しずつ平均エネルギーが高くなる傾向が見られた。

第7図は $t=302$ 秒(348 km)から452秒(248 km)にかけてのF層と $t=540$ 秒附近のE層における下降時の i_p'' を示す。下降時は同じ高度でも i_p'' の最大値は減少すると共に半値幅が広がっていることが第6図との比較から分る。電子電流反撥領域のセミログプロットから求めた電子温度は下降時は高目である。 $t=478$ 秒(210 km)から535秒(100 km)まではE-F層の谷間であったため、データ解析に有用なデータは得られなかった。しかし、 $t=540$ 秒附近でロケットは再びE層に浸り100 kmから84 km 辺りまでの i_p'' が得られた。第7図右下の二つの波形はそれぞれ、90 km, 87 kmにおける i_p'' を示している。雑音成分は可成りあうが辛うじて温度の評価が可能である。この時間帯で第1図でスイッチをプローブからダミー非線形素子に切替えることによって得られた規準信号(CAL)を拡大したものを第8図に示す。図で中央のピークは V_p が三角波の頂点に達した時点の電流変化に対応し、両脇のピークが非線形素子による出力波形である。 $\times 10$ のレンジのデータは V_p 下降時の零レベルが少し上っているが、一応測定回路は着水まで順調に働いたことが分る。ダミー負荷の場合電流の大きい領域における雑音はプローブの場合のそれより非常に小さい。このことから、第5図に示した様な電子電流飽和領域における波状雑音はプローブ独

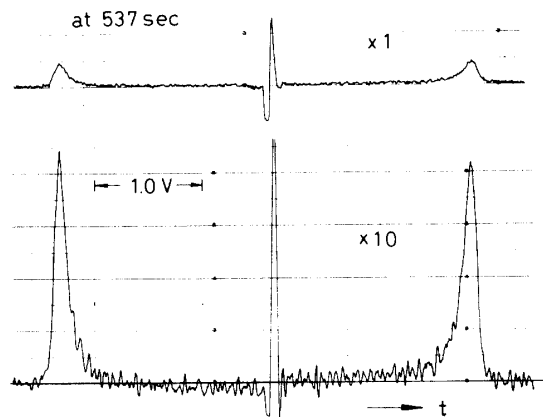


Fig. 8 : Enlarged view of the "cal" signal at 537 sec. obtained by switching from the probe to a dummy load in Fig. 1.

自のものでプラズマから来る雑音であることが分る。

第9図はロケット上昇時の i_p'' をプローブ電圧 V_p に対してセミログプロットしたものである。図は任意の同一尺度で横軸の電圧をずらして描いてあり、矢印で示した電圧の幅が195 mVに相当する。セミログ特性 $\log i_p''$ は高エネルギー尾部における若干の凹凸、低エネルギー部分(i_p'' の最大値付近)で直線より下回る値を示す以外は大体よく直線に乗っている。従って、エネルギー分布の中間エネルギー部分はほぼマクスウェル分布に従っていると考えられる。

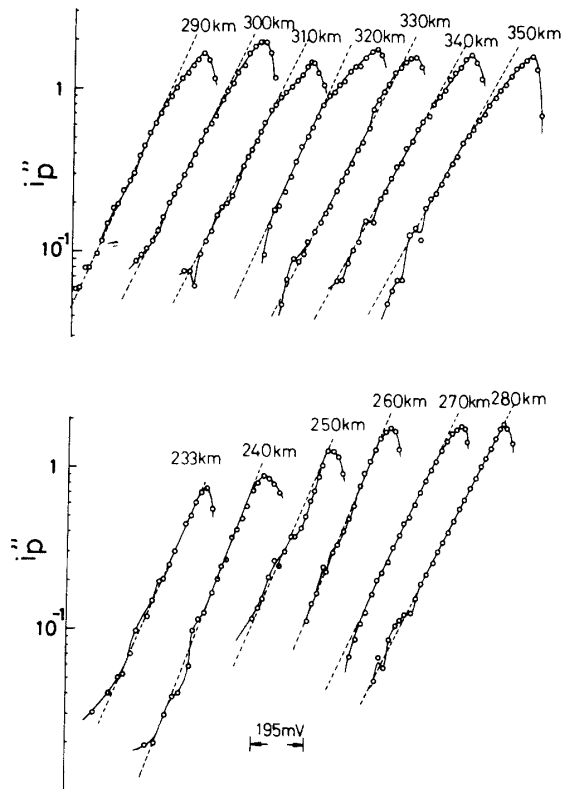


Fig. 9: Semilog plots of the second derivative of probe current, i_p'' , from $h=230$ to 350 km (upleg).

セミログプロット $\log i_p''$ の傾斜から電子温度 T_e を求めた。グラフから T_e を評価する時の主観を避けるため、約 20 点の $\log i_p''$ のデータに対し最小二乗法により最もよく合う直線を計算機により決定し、その勾配より T_e を求めた。上昇時 140 km から 230 km と下降時 110 km から 90 km のデータは $\times 10$ のレンジで得た i_p'' 曲線の中央部分を採用した。それ以外は $\times 1$ レンジのデータを採用した。第 10 図はこの様にして得た電子温度 T_e の高度 h に対するプロットを示し白丸は上昇時、黒丸は下降時に対応する。若干のばらつきを除き、高度の増加と共に温度が増加する傾向が分る。130-200 km の温度勾配 $4.6^\circ\text{K}/\text{km}$ 、200 km

以上の温度勾配 $1.4^\circ\text{K}/\text{km}$ は以前測定した冬の 11 時の値 [12] より小さい。しかし、100-150 km の温度自体はむしろ夜明前の方が少し高目で、150 km 以上では 11 時の方が高い。

i_p'' に対し積分することにより電子密度 n_e の高度分布を計算した。ドリベステンの公式によれば次式が成立する。

$$F(eV) = \frac{2\sqrt{2}m^{1/2}\sqrt{V}}{Se^{5/2}} i_p'' \quad (5)$$

ここで、 $V = V_s - V_p$, e , m はそれぞれ電子の電荷と質量, S はプローブの表面積である。そして電子密度は次式で与えられる。

$$n_e = \int_0^\infty F(eV) d(eV) \quad (6)$$

第 1 図の回路でプローブ電流 i_p は入力抵抗 R で変換された後差動増幅器 A で 10 倍の利得で増幅, さらに微分回路 D_1 , D_2 で共に 10 倍増幅された。微分回路に続くバッファ増幅器 B では利得を $\times 1$ と $\times 10$ の二段階とした。従って, $\times 1$ のレンジでは総合利得は $G = 10^3$ となっている。また, 二次微分 i_p'' は実際は二次差分 $\Delta^2 i_p / \Delta V^2$ で近似されている。第 1 図でバッファ増幅器の出力電圧を V_{out} と表わすと

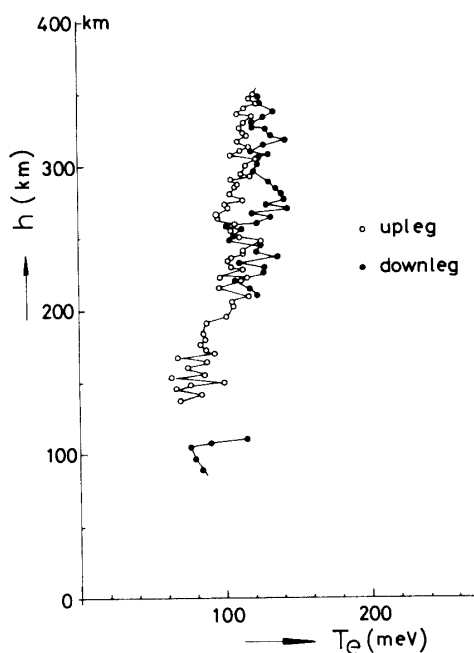


Fig. 10 : Plot of electron temperature T_e vs. height h as determined by applying the least square fitting to the semilog plot of second derivative.

$$i_p'' \cong \frac{\Delta^2 i_p}{\Delta V^2} = \frac{V_{\text{out}}(V)}{R \cdot G \cdot (\Delta V)^2} \quad (7)$$

となる。(7)式を(5)式に代入した後、(6)式に代入すると

$$n_e = \int_0^\infty \frac{4 V_{\text{out}}(V)}{R \cdot G \cdot \Delta V^{3/2} \sqrt{\frac{2e\Delta V}{m}} \cdot eS} \sqrt{V} dV \quad (8)$$

を得る。上式に $R=10^5 \Omega$, $G=10^3$, $\Delta V=0.026$ Volt, $e=1.6 \times 10^{-19}$ C, $\sqrt{2e\Delta V/m}=5.9 \times 10^7 \sqrt{\Delta V(\text{Volt})}$ cm/s, $S=2\pi r_p l=18.85$ cm² ($2r_p=0.3$ cm, $l=20$ cm) を代入すると次元は cm⁻³ となり

$$n_e = 3.3 \times 10^3 \int_0^\infty V_{\text{out}}(V) \cdot \sqrt{V} dV \quad (9)$$

を得る。第11図は上式を数値積分することによって求めた n_e の高度分布を示す。ここでF層のデータはロケット上昇時のものを採用したが、E層は下降時のデータしか得られなかったためそれを採用した。図で点線は同時塔載インピーダンスプローブ(NEL)による値[17]である。インピーダンスプローブによる値は約10%程低い値を示しているが、高度分布のブ

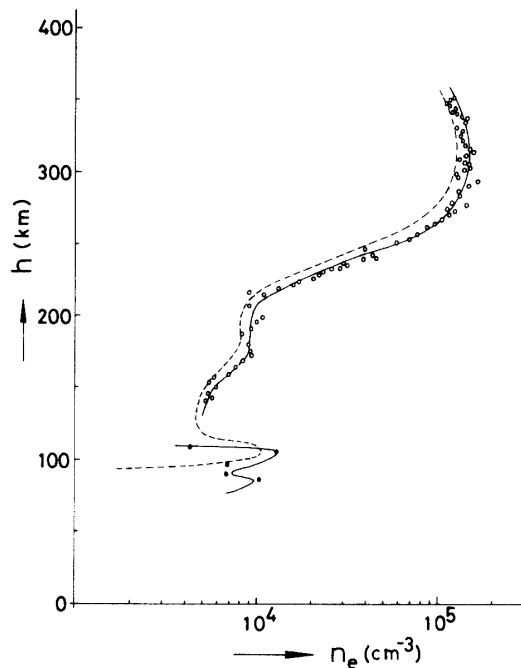


Fig. 11 : Plasma density n_e vs. height h as determined from the integration of $\sqrt{V} i_p''$; open circles: upleg, solid circles: downleg. Dotted curve indicates n_e obtained by an impedance probe (NEL).

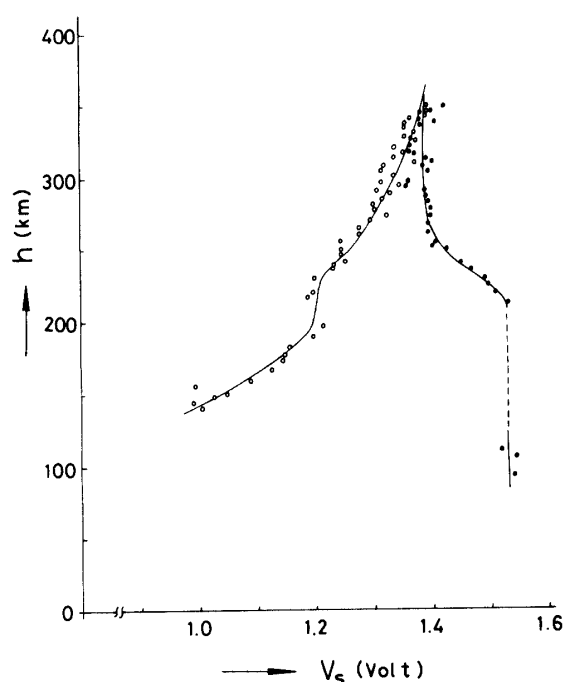


Fig. 12 : Plot of the space potential V_s with respect to the potential of rocket; open circles: upleg, solid circles: downleg.

ロファイルは互に一致している。本方法による n_e の値の決定では図示しないバッファ回路の利得の $\times 1$ からのずれ、各増幅器利得の規定値からのずれ、数値積分の誤差、等があるのでこの程度のずれが生じたものと思われるが、二次微分 i_p'' だけのデータからでも一応電子密度の評価が可能で、100 km 附近の E 層（厚さ約 20 km）と 300 km 附近で最大密度を有する F 層が判別出来ることが分った。

最後に、ロケット本体の電位変動について述べる。第 12 図は $i_p''=0$ となる電位 V_s (空間電位) を高度 h に対しプロットしたものである。図から分る様に、電位 V_s は 130 km 辺りから h と共に上昇を続け一旦一定になる傾向は第 11 図の n_e の分布と対応がある。下降時では 350 km から 250 km までほぼ一定値に止った後、増加を続ける。200 km では上昇時と下降時で 0.3 V 程度の相違が見られる。また E 層附近ではその差は 0.5 V にも達する。今、ロケットを半径 R_p の円筒と近似するとその浮動電位 V_f は無衝突プローブ理論により

$$\exp(-eV_f/kT_e) = \sqrt{\frac{2\pi}{\epsilon}} \cdot \left(\frac{m}{M_+}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{R_s}{R_p} \quad (10)$$

で与えられる。ここで、 ϵ は自然対数の底、 R_s はシース半径、 M_+ は正イオンの質量である。一例として、 $h=250$ km でのデータ、 $T_e=0.12$ eV、 $n_e=6 \times 10^4$ cm $^{-3}$ 、主イオン O^+ 、 $R_s \approx$

R_p と仮定すると V_f の値として凡そ 0.57 V を得るが、この値は実測値 1.25 V より可成り低い。現実には、光電子等、速い速度の電子の流入があることや正イオンの涸渇(sink)現象があつて電位が下がっていると思われる。このため、下降時ウェークが発生すると一層涸渇効果が増加し電位が下ると考えられる。

4. 検 討

第 10 図は熱的電子のエネルギー分布をマクスウェル分布と仮定した時、電子温度が 0.07—0.17 eV であることを示している。従つて、O(¹D)の励起レベル 1.97 eV 以上の電子密度のプラズマ電子全体に対する比率 η は凡そ 1.4×10^{-6} に過ぎず、そのエネルギー束 ϕ は

$$\phi = \eta n_e \cdot \eta \cdot v_1 \cdot E_1 = 2.3 \times 10^7 \text{ eV/cm}^2 \cdot \text{s}$$

となる。但し、 $n_e = 10^5 \text{ cm}^{-3}$ とし、 $E_1 = 1.97 \text{ eV}$ 、 $v_1 = \sqrt{2E_1/m}$ である。この値は光電子束の対応する値[9, 10]に比し 2 桁以上少ないので熱的電子による直接励起率は無視出来よう。第 6, 7 図の $f(E)/\sqrt{E}$ に現われる高エネルギー部分の若干の凹凸の寄与も問題にならない程度である。

一方、熱的電子と O₂ との解離再結合率 α は 200—1000°K では中性ガス温度にほぼ反比例して減少するが[7]、今回測定した T_e の範囲では $\alpha = 2 \times 10^7 \sim 3 \times 10^7 \text{ cm}^3/\text{s}$ となる(中性ガス温度を 300°K と仮定)。従つて、再結合による O(¹D)生成率は $h = 250 \text{ km}$ で $n_e = 10^5 \text{ cm}^{-3}$ 、 $T_e = 0.1 \text{ eV}$ であるから、凡そ $3 \times 10^{12} \cdot n(\text{O}^+_{2})$ の程度となる。ここに $n(\text{O}^+_{2})$ は酸素分子イオンの密度である。この値が光電子の直接励起による O(¹D)生成率に対しどの位の値になるかの評価の詳細については別途報告する。

次に、エネルギー分布の場所的变化について考える。第 6 図の上昇時のデータと第 7 図下降時のデータを比較すると同じ高度でも上昇時と下降時で i_p'' に差があることが分る。一例として、300 km の高度のデータを比較すると、 i_p'' のセミログプロットから評価した T_e の値は下降時は約 20 % 大きい。また、 i_p'' の形自体は下降時は最大値が約半分に減少しその半値幅は約 1.5 倍増加している。しかし、空間電位から測った高エネルギー尾部の最長は両者共約 0.75 eV と同程度である。上昇時と下降時に差が出るのは低エネルギー部と中間エネルギーの部分である。この様に場所的にエネルギー分布に差が現われる一つの原因として、夜明前磁気共役点からの光電子のエネルギー束が数分間の間に増加し、熱的電子の加熱が生じたのかもしれない。高度 300 km の上昇時と下降時の時刻はそれぞれ 193 秒、404 秒であり互に約 3 分半程の時間差がある。他の原因として、光電子による電離によって新たに生成された低エネルギー電子がもともと存在する電子に重畳され、分布が重なり合い、幅広くなって現われたのかもしれない。もう一つの原因として、下降時に生ずるロケットのウェークの影響が考えられる。第 12 図に示す様に、下降時にはロケットの電位は上昇時に比べ低くなっており、機体の周囲のシースの状態が変化したことによりプローブ特性が変化したのかもしれない。一般に、シースの中では電子温度は高目になることが知られている。

次に、マクスウェル分布からの細かいずれや凹凸を示す観測結果について検討する。上

昇時 140 km から 196 km にかけてのエネルギー分布 (第3図) には低エネルギー部分が二つに分岐している傾向が見られる。これは夜明前ではあるが完全な再結合プラズマとは考えられず、新たに電子の発生があり、もとの電子に重なり合うためと考えられる。 $n_e = 10^4 \text{cm}^{-3}$, $T_e = 0.1 \text{eV}$ の場合、非マクスウエル分布がマクスウエル分布に向って電子同士のクーロン衝突で緩和する時間尺度は数秒の程度であるから日没後数時間に亘ってこの様な緩和を妨げる因子が存在する筈である。第3図で 220–230 km の高度では高エネルギー尾部に少しふくらみを感じられ (点線で示す)、この位置と空間電位の間隔は約 1.0 eV である。このピークが確かなものとする、 $\text{O}_2(\Delta^1_g)$ との脱励起過程によるエネルギー獲得が一つの機構として考えられる。この第二種衝突過程は熱的電子より 0.98 eV 高い非熱的電子を生成する。今回の測定におけるエネルギー分解能はこの様な過程による電子群を判別するに十分な値であったが、密度が低いため S/N 比が十分でなかった。一方、低エネルギー部分の分岐の内高エネルギー側のピークの位置は空間電位から約 0.2 V 程度である。この様な二つの山は第6図 265 km, 280 km において、第7図 87 km においても見られる。この原因の一つに $\text{O}_2(v)$ の振動レベルからの脱励起過程が考えられよう。 $\text{O}_2(v=1)$ の準位エネルギーは 0.2 eV である。測定されたエネルギー分布には 0.3 eV 程度の半値幅があるから、 O_2 以外に $\text{N}_2(v=1)$ との衝突も否定出来ないと思われる。 $\text{N}_2(v=1)$ のエネルギーは 0.3 eV で $\text{N}_2(v) + e$ による電子の加熱機構は低い高度で予言されている [1]。さらに第9図の $h = 230 - 350 \text{ km}$ にかけてのセミログプロットに見られる凹凸に対しても上述の衝突過程が原因となっていると思われる。第6, 7図に示す高エネルギー部分の判定には一層の S/N 比の向上が望まれ、交流法と遅延法で独立に測定して両方法のデータを相互比較することも有意義な方法と考えられる。最近、アフタグロー中で準安定原子と熱的電子の間の第2種非弾性衝突による非熱的電子の発生が実験室プラズマにおいて観測されている [13–15]。一方、第一種衝突による分布関数上の細かいピークはこれ迄交流法で測定されて来たが、Hg や不活性ガスの場合であって [16]、 N_2 や O_2 プラズマでの測定は見られない。この様な実験において熱的電子の温度が十分低いことが種々のピークの同定に必要で、この意味で電離層プラズマは貴重な実験条件を提供してくれる。

最後に、観測器の特性について吟味する。今回遅延回路による微分回路を宇宙空間プラズマに適用したのは、空間分解能を上げるために掃引を速くしたためであった。100 km 附近では特にロケット上昇速度が速い上、E 層の厚さが薄いので、 V_p の掃引を 2.5 Hz の三角波とした。これにより E 層での空間分解能は 600 m となった。遅延素子としてフェライトコア付きのコイルを用いたので、ロケットが高速で地球磁場を切ることにより誘起電圧による雑音が悪化された。電子電流飽和領域に強く現われた 160 Hz 附近の雑音 (第5図参照) は実験室プラズマの測定では生じたことはなかった。第5図で分る様に、この雑音は空間電圧以上の電圧で生じているが、第8図に示すダミー負荷による信号には現われていない。従って、この雑音はスペース特有のものであることが分る。しかし、それは単にロケットが高速で地球磁場を切ることだけによるものではなく、プラズマから電流がコイルに流れ込むこととコイルが磁力線を切りながら動くこととの相乗効果によると思われる。上層大気でのプラズマ密度が不均一であることやゆらぎがあること、そして正イオンシー

スに比べ電子シースではこれら変動分が遮蔽され難いことが電子電流領域のみに現われる原因であろう。コイルの部分を高透磁率を有する材料で包囲すれば雑音はより軽減されたと考えられる。昨年秋に上げられた S-310-14 号機ではコイル部分をパーマロイで囲んだ所、この様な雑音は現われなくなった。以上から、 i_p 曲線に現われた変動はプラズマの不均一性、ゆらぎと関係していると考えられる。

5. 結論

- (1) 上昇時 250-350 km に亘るエネルギー分布は大体マクスウェル分布に近く、電子温度は 1100°K から 1300°K に亘っている。これと電子密度の高度分布に関するデータから熱的電子による O(¹D) 生成率の評価が可能となる。詳細は別途報告する。
- (2) 100 km から 220 km に亘ってはプラズマ密度は低く E-F 層の谷間が形成されていた。この区間のエネルギー分布は低エネルギー部分が二つに分岐する傾向をもつ。これは励起分子との非弾性衝突によると考えられる。高エネルギー部分はマクスウェル分布からそれ程離れておらず、電子温度は 750°K から 1100°K に亘っている。
- (3) 下降時は上昇時に比し平均エネルギーが 20~30 % 高い傾向がみられた。これは一部は光電子による加熱効果、一部はロケットのウェークの影響とも考えられる。
- (4) E 層は約 15 km—20 km 程の厚さを有し 85-100 km に亘って存在した。この中のエネルギー分布は低エネルギー部が二つのピークからなる傾向がみられた。E 層および E-F 層谷部におけるこれら低エネルギー部分の分岐の原因として O₂、N₂ の励起分子と電子との非弾性衝突が考えられる。

終りに、プローブの製作に対し理化学研究所工作部菅原正吾技師に感謝する。

参考文献

- [1] 永田, 等松: 超高層大気の物理学, 裳華房, 1973, p 404.
- [2] J. A. Evans and I. J. Gastman: J. Geophys. Res. 75 (1970) 807.
- [3] G. Thuillier, G. Lejeune and J. E. Blamont: Planet. Space. Sci. 224 (1976) 1141.
- [4] G. G. Shepherd et al.: Planet. Space Sci. 26 (1978) 211.
- [5] T. Mukai, Y. Kondo and K. Hirao: Planet. Space Sci. 27 (1979) 31.
- [6] E. A. Essex: J. Geophys. Res. 86 (1981) 5815.
- [7] M. A. Biondi: Can. J. Chem. 47 (1969) 1711.
- [8] 清水, 雨宮: 応用物理 49 (1980) 145; 51 (1982) 971.
- [9] 向井, 平尾: 東京大学宇宙航空研究所報告, 10 (1974) 703.
- [10] 向井, 平尾: 東京大学宇宙航空研究所報告, 11 (1975) 593.
- [11] 雨宮, 清水, 土手: 東京大学宇宙航空研究所報告, 13 (1977) 949.
- [12] 雨宮, 清水, 土手: 東京大学宇宙航空研究所報告, 15 (1979) 449.
- [13] A. N. Soldatov: Opt. Spectr. 39 (1975) 594.
- [14] A. B. Blagoev and T. K. Popov: Phys. Lett. 66 A (1978) 210.
- [15] V. I. Demidov and N. B. Kolokolov: Sov. Phys. Tech. Phys. 25 (1980) 338.
- [16] 雨宮: 電気学会論文誌 A Vol. 95 (1975) 33, 157.
- [17] 渡辺勇三: Private Communication.