

S-310-3号機による夜間電離層の 熱的電子のエネルギー分布観測*

雨宮 宏**・清水和男**・土手敏彦**

1. はじめに

スペース・プラズマにおける光電子束の測定は多く行われて来たが [1]-[5], 熱的電子については主として電子温度の形で把握されて来て [6]-[11], エネルギー分布関数はあまり測定されていない [12]. 上層大気では N_2 , O_2 の振動レベルへの非弾性衝突による 2~3 eV 付近での凹みの発生 [4][5], それに伴ってより低エネルギー領域に生じるであろう歪み, 更に分子の回転レベル, Oの微細構造励起によるマクスウェル分布からの歪みが考えられる [13]. これら衝突過程を反映した分布関数の形は上層大気中の衝突過程を推定する手がかりとなりうる. 夜の電離層では電子間の衝突がマクスウェル化にどの程度寄与するか, また, 第2種衝突によるマクスウェル分布からのずれ等が興味の対象となろう. 更に, 正確な分布関数の形は電子温度よりも再結合率を精密に求める可能性を与える. この様な観点から S-310-3号機により夜間の電離層の熱的電子のエネルギー分布を観測した結果について述べる.

2. 測定方法と測定条件

エネルギー分布測定原理はプローブを用いるドリベステン法 [14] によるが技術的にはビート法を用いてプローブ特性の二次微分を測定した. 既に実験室プラズマでその有意性は実験的に確めた [15]. 第1図はプローブ電流 i_p およびその二次微分 i_p'' の測定回路図である. ロケット本体の電位に対し -1 V から 2 V に変化する 1 Hz の三角波プローブ電圧 V_p に 3, 4 kHz の交流信号を加算器により重畳しプローブ#1に印加した. プローブ電流の内, ビート成分 1 kHz はピックアップコイルから抽出し帯域幅 200 Hz の選択増幅器により増幅した後直線検波器で直流変換し, 三段階の感度に増幅した後テレメタチャンネルに伝送した. 一方, 交流を重畳しないプローブ電圧をプローブ#2に印加し, プローブ電流 i_p を直流増幅器により同様三段階の感度に増幅し, テレメタチャンネルに伝送した. i_p'' と i_p は, 1秒毎に時分割して交互に伝送した. 尚, 交流電圧の最大振幅は 80 mV とした. プローブは直径 3 mm, 長さ 20 cm の円筒型で真空封じして [16], ノーズコーンの開頭から 1秒後にプローブ封入用ガラスを割り, 更に 1秒後にプローブをロケット軸に垂直方向に展張

* 宇宙研特別事業費による研究論文

** 理化学研究所

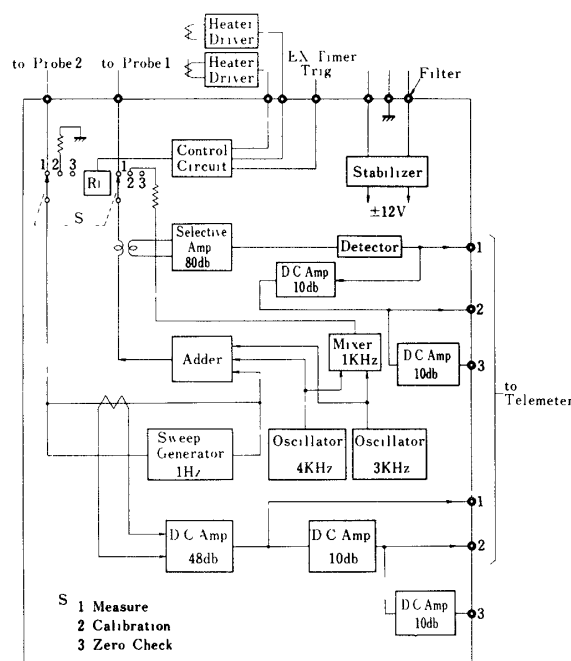


Fig. 1: Electric Circuit for measuring the probe characteristic i_p and the second derivative i_p'' .

させた。

ロケットの発射は内の浦で、1976年8月21日、LT 21:10に行われ、着地点は(28.94°N: 132.88°E)、最高高度は194.6 kmであった。

3. 観測結果

電離層は、約100 km付近における電子密度 $n_e \sim 10^3/\text{cm}^3$ 、厚さ約5~6 kmのE層、続いてE-Fの谷、更に150 km付近から始まる $n_e = 3 \sim 4 \times 10^4/\text{cm}^3$ のF層からなっていた。E層では観測機器の感度はエネルギー分布を引き出すに十分でなくプローブ電流値からF層との相対的な n_e を知ることは困難であった。従って以下F層での測定結果を述べる。第2図は高度 $h = 180$ kmでの i_p と i_p'' の測定例を示す。これは上昇時のデータである。 i_p と i_p'' のセミログ・プロットを行なうと第3図に示す様に電子温度としては約700°Kでほぼ両者一致した。しかし、空間電位付近で直線からのずれは大きく、高いエネルギー尾部においても i_p 、 i_p'' 共に完全には直線に載らないことが分る。深い V_p では i_p は直線から下に向かってずれ、高エネルギー部分の涸渇を示している様に見えるが、測定値の読み取り限界に近く、信頼性は低い。一方、 i_p'' は i_p に比し反撓領域が一桁以上大きく、直線からのずれがより明確に見られ、例えば矢印付近で一旦上に凸になった後、直線から落ち込んでいるのが分る。エネルギー分布関数 $f(E)$ を求める為に空間電位 V_s は i_p'' 曲線の最小点Dにとるのが通例であるが最高点Mにとる事も行われている[17]。理想的なプローブ特性においてはM、Dの間の電位差は零であるが、実際には種々の原因でそうならず、今

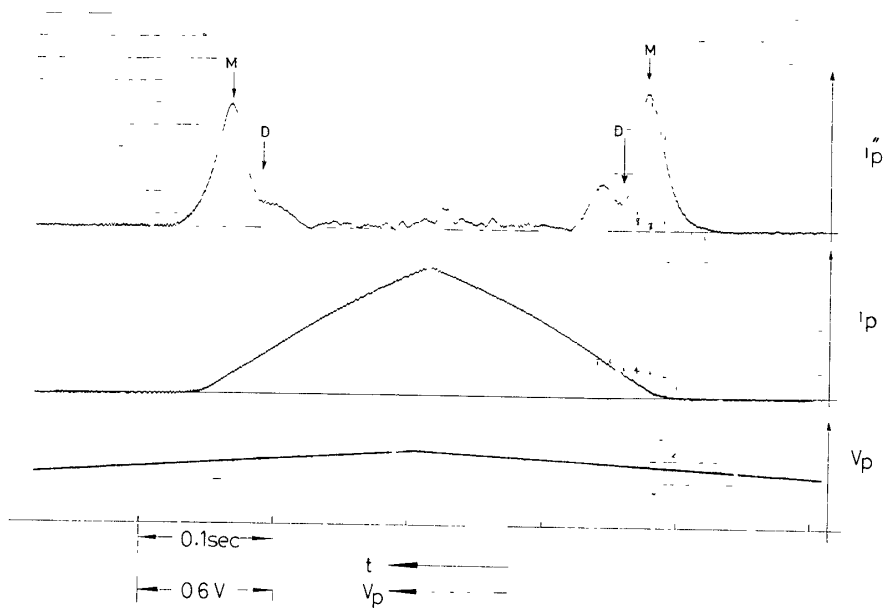


Fig. 2: i_p and i_p'' at = 180 km (upleg) with the probe voltage V_p .

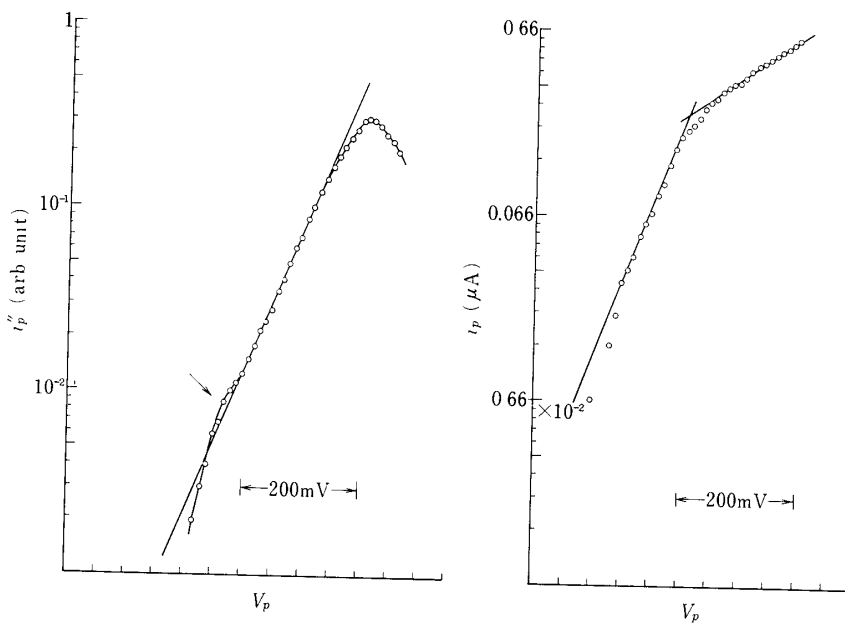


Fig. 3: Semilog plot of i_p , i_p'' .

回の実例では 100 mV 程度の差が生じた. ここでは慣例に従い空間電位を D 点とする方がプローブ特性との対応から妥当と考え、次式から $f(E)$ を計算した.

$$f(E) = C i_p'' \sqrt{V_S - V_P} \tag{1}$$

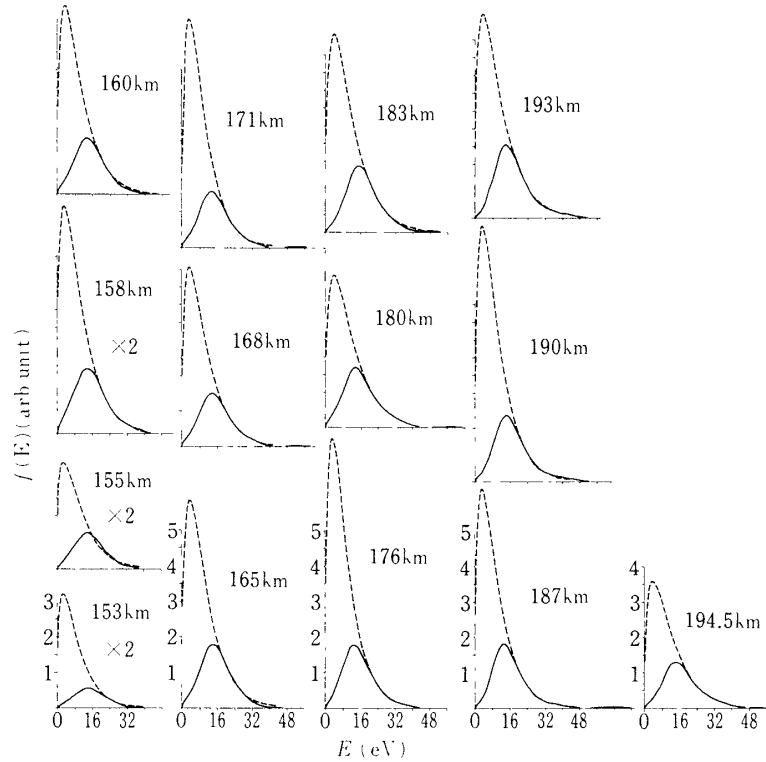


Fig 4 · Energy distribution function $f(E)$ and its optimal fit $f_c(E)$ by Maxwellian at several heights.

ここに、 V_s は D 点に相当する電位、 V_p はプローブ電圧、 C は定数である。曲線読取器で i_p'' を 4 桁の数値にデジタル化し計算機により $f(E)$ を XY プロッタに高度 h をパラメータとして描かせた。得られた $f(E)$ の形を第 4 図に実線 $f(E)$ で示す。ピーク値が全体としてはほぼ 160 meV にある事、 $E \sim 0$ 付近で傾斜 $\partial f / \partial E$ がかなりゆるくなっている事、高いエネルギー部分において凹凸が若干ある事が分る。400 meV 以上での不規則性は測定上の雑音か真の信号かの判断はつき難い。低エネルギー部分の形はマクスウェル分布からかなりはずれた形をしている事はプローブ特性の空間電位付近の歪みによるものと考えられ、補正の必要がある。第 4 図の実線のピークの位置より以下のエネルギーの電子については、 i_p'' のセミログプロットから得た電子温度 kT_e のマクスウェル分布と仮定して、(1)式により補正值 $f_c(E)$ を計算した。第 4 図における点線 $f_c(E)$ は低エネルギー部分の実験値に対する補正曲線であると共に、中間エネルギーから高エネルギーに対する最適 *fit* したマクスウェル分布である。このマクスウェル分布の有する温度は 55~75 meV の間に分布し、少しずつ高さ h と共に増加する傾向があった生のデータから得た $f(E)$ (実線)、及びマ

クスウェル分布で補正して得た $f_c(E)$ (点線) について次式から平均エネルギー (それぞれ ϵ_1, ϵ_2) を計算した.

$$\epsilon_1 = \int_0^{E_c} f(E) E dE / \int_0^{E_c} f(E) dE \quad (2)$$

$$\epsilon_2 = \int_0^{E_c} f_c(E) E dE / \int_0^{E_c} f_c(E) dE \quad (3)$$

ここで、積分の上限 E_c は 0.4 eV としたが $E > 0.4$ eV では測定の信頼性が乏しいからである. 第5図は $\frac{2}{3} \epsilon_1$, および $f(E)$ に最適 fit させたマクスウェル分布による $\frac{2}{3} \epsilon_2$ のプロットである. 同時搭載された電子温度計の値 kT_e [22] および Jacchia の大気モデル 72 による温度 kT もプロットしてある.

この図から、 $\frac{2}{3} \epsilon_2$ は電子温度計の値よりやや低いが大體一致し、大気温度モデルと同程度である事、 $\frac{2}{3} \epsilon_1$ は $\frac{2}{3} \epsilon_2$ よりも 70~90% 高くなり低エネルギーが欠けている効果が大きく現れる事が分る. 次に、 $f(E)$ のもつ面積は電子密度を表わすものと考えられ、プローブ特性から得た電子密度の n_e と一点において規準化することにより、次式から算出した.

$$n_e = \int_0^{E_c} f(E) dE / \int_0^{E_c} f_1(E) dE \cdot \frac{i_{PS}}{e (kT_e / 2\pi m)^{1/2} S} \quad (4)$$

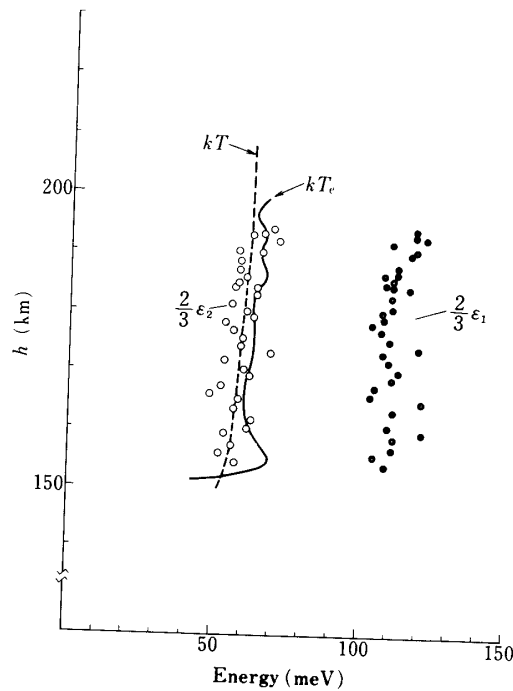


Fig. 5: Average energies ϵ_1 and ϵ_2 , kT_e and atmospheric temperature kT by Jacchia's model 72.

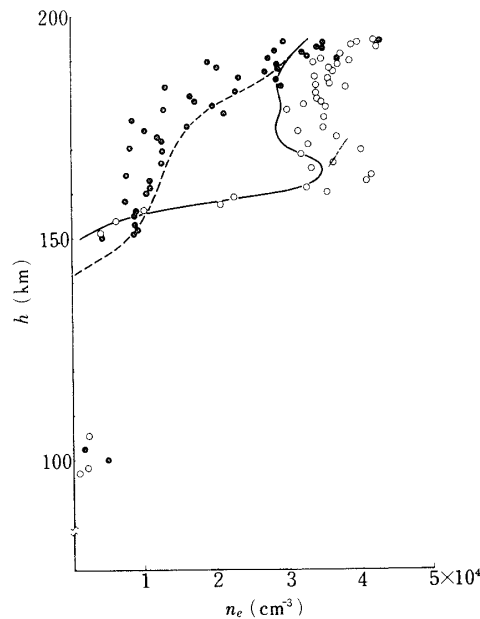


Fig. 6: Plasma density n_e vs h (\circ upleg, \bullet downleg) in comparison with n_e by impedance probe (—upleg, ---downleg)

ここで $f_1(E)$, v_{ps} , kT_e はそれぞれ基準点の分布関数, プロブ電流飽和値, 電子温度, 又, S はプロブ表面積である. この計算法はプロブ特性のセミログ・プロットから n_e を求める従来法より相対値をうる上では正確である. 第6図に n_e を高さの関数として示す. 実線および点線は同時に搭載されたインピーダンスプロブによるそれぞれ上昇時, 下降時の n_e である [21]. 我々のデータは上昇時は白丸, 下降時は黒丸で示されているが後述する様に下降時の値は必ずしも正しい結果を与えるとはいえない. 独立に得られたインピーダンスプロブ [21] による n_e との定量的一致は 165 km 付近までは良好で, それより上の高度で若干のくい違いがある. ロケット上昇時と下降時のデータを比べると定性的には下降時の方が密度が低いのが分った. しかし, 下降時の v_p および v_p'' を見ると, 一例として $h = 156$ km で v_p は第7図に示す様に大きいヒステリシスを示した. この現象は下降時のみ時折見られたが, プロブ電圧の掃引毎に差異を生じ, ヒステリシスの大きさは時間と共に一様に変化しなかった. 一方, v_p'' 曲線のセミログ・プロットの同じ高さ $h = 165$ km における (a) 上昇時, (b) 下降時のプロフィールを示したのが第8図である. この図から, 上昇時 (a) では傾斜が $kT_e \sim 60$ meV となるのが下降時 (b) では $kT_e \sim 125.0$ meV に達し, 又, v_p'' の直線からのずれも大きいのが分る.

第9図は v_p'' のピークの位置 M に対応するプロブ電圧 V_M を飛行時間 t に対してプロットしたもので, ほぼ空間電位 V_S の変化とみても差支えない. 最高時点 $t = 220$ 秒以降 50 mV 程度電位の下る傾向がある. 更に第9図にはプロブ電流飽和領域の一点におけるビート信号中の雑音振幅 \tilde{V}_n がプロットされている. 理想的には $V_p > V_S$ におけるビート成分は零

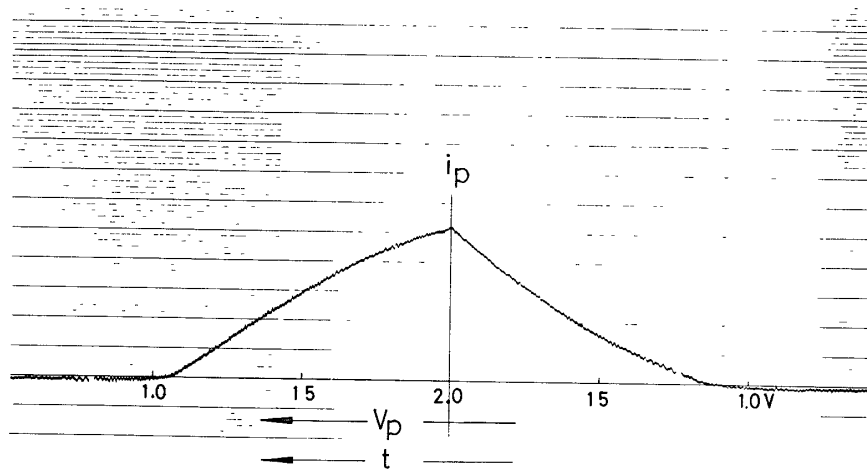


Fig. 7: Hystereris in i_p due to wake during descent

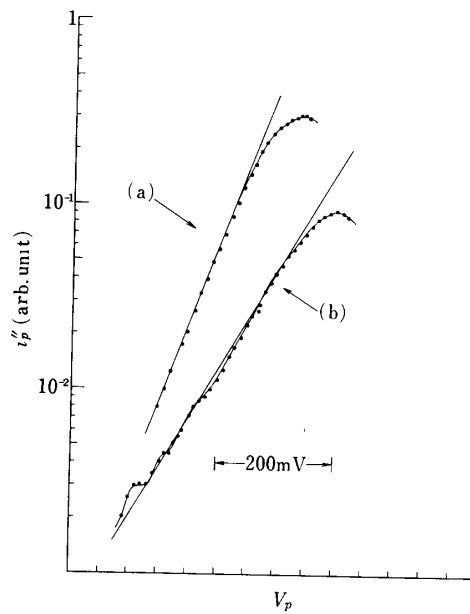


Fig. 8: Semilog plot of i_p at $h = 165$ km.
(a) upleg, (b) downleg.

になる筈であるが、ロケット上昇時において雑音レベルが間欠的に増加しているのが分る。

4. 観測値に対する検討

4.1 測定された i_p, i_p'' 曲線の信頼性

ロケット上昇時のプローブ特性 i_p にはヒステリシスが少なく、ガラス封じプローブが正

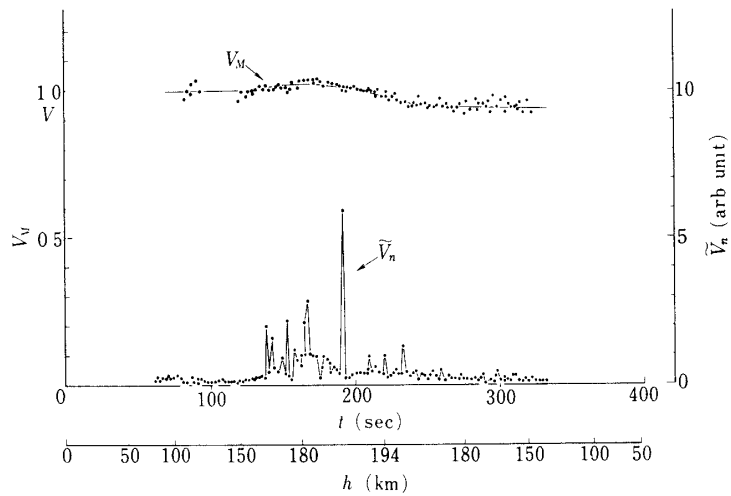


Fig. 9 Temporal change of the potential V_m of the peak of i_p'' and the noise level \tilde{V}_n

常に動作した事を意味している。実際に V_p の増加時と減少時の i_p を重ね合せた結果、 i_p の一致は非常に良い。一方、 i_p'' 曲線は V_p の減少時において最大値がやや下る傾向、変曲点 D があいまいとなる傾向が見られる。これは、ビート信号の選択増幅、検波回路のテレメータチャンネルの有限帯域幅に関連している。そこで、データ解析を統一的行う為 V_p の増加時のデータのみを採る事にした。 i_p と i_p'' の時分割は1秒で行われた為、 $h = 150 \text{ km} \sim 180 \text{ km}$ にかけて場所的分解能は約 $0.7 \sim 0.8 \text{ km}$ である。最高高度付近では飛行角がゆるやかになる為、場所的分解能は増加する。

一方、ロケット下降時の i_p は時折第7図に示す様なヒステリシスを示したが、この傾向は時間と共に漸増しないで間欠的に大きく現われた事から、プローブの汚染ではなく、スピン周期 $0.75 / \text{sec}$ と掃引時間 0.5 秒 との間に相関に帰因すると見るのが妥当であろう。更に、第8図に示す様に、下降時の i_p'' 曲線のセミログ・プロットの傾斜は同じ高度の上昇時におけるものよりも2倍近くゆるやかであり、最大値が3倍程低下しているのが分る。後者は $\alpha = 3 \times 10^{-8} \sim 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$ 程度 [18] [21] の再結合係数の仮定の下で可成説明出来るが、温度が2倍程度高くなる事は説明がつかない。Wake 中でのプローブ特性が電子温度の増加を示す事実が報告されている事 [19] [20] を考え合せると、ロケット下降時のデータはその影響を受けていると判断すべきであろう。Wake の影響は、最高高度付近から既に生じている可能性もあり、第4図における $f(E)$ のプロットで、 195 km における $f(E)$ の面積がやや小さくなっているのに気が付く。データをそのまま解釈すると、Wake はプラズマ密度を低下させると共に電子のエネルギーを高くする効果をもつと言えるが、Wake 中でのプローブ特性の妥当性に関して疑問がある。上昇時においては $n_e \sim 3 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ 、 $kT_e \sim 60 \text{ meV}$ よりデバイ長は $\lambda_D \sim 1.0 \text{ cm}$ となるから、ロケットはほぼ数 cm 厚のシースで覆われ、長さ 20 cm のプローブの $2/3$ 以上はプラズマに浸されている。しかし、下降時で

はシース層が数倍延びて、プローブを完全にシースで囲んでしまいプローブ特性を非常に歪めたと思われる。この事から短いプローブを用いれば、その特性から Wake についての情報をうる応用が考えられる。

次に、 i_p , i_p'' (第2図)における雑音に着目すると、微小ではあるが可成コヒーレンスの良い正弦波的雑音が重畳しているのが分る。この雑音はほぼ300~700 Hzの周波数に亘って i_p と i_p'' 曲線に共に現われるが、 V_p 波形には見られない事や、プローブが電離層中ではない場合においても持続的に発生している事から、テレメタや、プラズマに帰因したものでなく、ロケット本体ないし周辺の機器等から出たものであろう。この様な雑音は、特にゆらぎの観測では誤差、擾乱となり得る事、又、二次微分に相当するビート信号の選択にも微妙な注意が必要である事を示唆する。今回の実験ではビート周波数を1 kHzとし、選択増幅器帯域幅を約200 Hzとした為、コヒーレント雑音の擾乱をまともに受けなくて済んだ。ビート信号から直流への変換には直線検波を採用したが、今後は位相敏感検波を採用する事、ビート周波数をもう少し高くしてロケットの雑音周波数から離す方がよい事が分った。

$f(E)$ の真の形を算出する上に於て空間電位 V_s の決定を精密に行うことは是非必要な事柄である。空間電位をプローブ特性のセミログ・プロットから決定する事はあいまいさを伴う一方、 i_p'' 曲線のどこに V_s をとるかについて議論があり、ピーク点M、凹み点Dの何れをとるにしても問題があろう。これは、今後、 V_s の正確な決定に対する有効な方法が開発された時、或は、 V_s の決定を必要としない様なエネルギー分布の測定の開発によって解決されよう。

微小交流法において問題となるのは印加交流振幅とその周波数効果である。交流振幅が有限である為に分布関数中の微細構造が隠蔽される歪みは理論的には修正可能であるが[23]、今回のデータの性質からみてそれを行ってもきわだった特徴が抽出される可能性は薄いと考えられる。これを行う為には、位相検波等でもっと信号対雑音比を上げる事、スプリアス雑音を無くする事、テレメタのレスポンスを上げる事が必要である。又、重畳信号の周波数に関して一言すると、4 kHz と 3 kHz を印加したが、これは正イオンプラズマ周波数 f_{pi} より高い周波数を印加する事は歪みをもたらすという議論[24]により印加周波数を f_{pi} 以下に抑えたことになる。しかし、電離層中の正イオン温度と電子温度の比が1に近い事やプローブの音波励起効率が悪い事から f_{pi} での共鳴が i_p'' を歪ませる事はあまり予想出来ないから印加周波数をもっと高くした方が有利で、且つ、ビート法の特徴がよく活かされるであろう。場所的分解能を上げる為プローブ電圧の掃引を可成り速くしたい時にこの事が特に必要になる。

4.2 観測結果についての検討

第5図、第6図は夏の夜の電離層を特徴づける平均エネルギー ϵ 、プラズマ密度 n_e の高さ変化を示す図である。F層において $d\epsilon/dh$ が正となる事は下へ向って電子のエネルギー流が存在する事を示唆している。 $d\epsilon/dh$ はほぼ一定値をとるが、 dn_e/dh は150 km で急に立上りを示し、その下部に谷があるのは再結合が最も効いた為であろう。 N_2^+ , O^+ , O_2^+ , NO^+ との解離又は放射再結合が $kT_e^{-0.3 \sim -1}$ で効く事[25]を考えると、下部に於て些か ϵ が小さい事が電子密度の減少に大きく効いたのであろう。100 km 辺りのE層はイオノグ

ラムでは最大密度 10^5 cm^{-3} に達する薄い層から成る事を示したが [22], ロケット観測をした個所においては夜9時の時点で 10^3 cm^{-3} 台の値を示している. この様な層の形成はここで再結合率が悪くなるか, 電子の発生があるかに関連するが, 正イオンの質量分析と, E層での電子エネルギー分布の測定値が詳しい議論には必要である. E層やE-F層間の谷においても, $\frac{d\varepsilon}{dh}$ が大気温度と同様に一定の勾配をもつのか, 或は ε が n_e と同様の高さ変化をもつかを明らかにする事はE層の存在に対する定量的な把握を行う上で重要である. 搭載計器に種々の感度段階をもたせる事はテレメタチャネルの制限からも困難であったが, 今後, 日没付近を測定すれば n_e , $f(E)$ についてのより一貫したデータが得られるだろう.

kT_e の値は $E = 220 - 230 \text{ meV}$ の間の5点にマクスウェル分布を *fit* させて得たが, 浮動電位点において測定された電子温度計による値 [22] とは若干のずれを示した. 第4図における $f(E)$ の形を見る時特定のエネルギー値Eに於ける $f(E)$ の傾斜が可成り不規則性をもっている事から電子温度計測定もプローブ電圧の数点で行う必要がある. $f(E)$ の低エネルギー部分がプローブ特性の歪みの為に不正確に測定されたものとし, マクスウェル分布で補正したが, $E \leq 160 \text{ meV}$ では可成大きい補正となっている. (第4図). しかし, $E \leq 0.1 \text{ eV}$ の熱的電子の損失を引き起す, N_2 , O_2 振動レベル励起, O の微細構造励起, N_2, O_2 回転準位励起, 電子-電子間のクーロン衝突を比べると, 約2桁程度, クーロン衝突の寄与が大きい. この事から夜間では可成マクスウェル化が起っていて, 特に, $E < 0.1 \text{ eV}$ に対してはマクスウェル分布を *fit* しても, 大きい誤差には導かないと考えられる. 微小交流電圧の有限振幅により $f(E)$ に見られる凹凸以上の起状が実際の分布関数に存在するかもしれないがマクスウェル化の過程でいろいろの衝突による歪が出て当然であろう. 平均エネルギー $\bar{\varepsilon}$, $\frac{3}{2} kT_e$ は Jacchia のモデルに基づく中性大気平均エネルギーに比しあまり差を示さないのは可成平衡への緩和現象が進んでいて, これに対する電子-中性ガス弾性衝突が果たした役割も見逃せない.

ロケットの上昇時と下降時の差は電離層の場所的非一様性, 時間的変化を見る上で興味がある. フォトコダの記録から定性的には下降時に於て若干密度の低い傾向が特に150-160 km において確実に見られた事は再結合効果を否定出来ない. しかし, 下降時において, Wake の影響が見られる事から今後は, プローブをロケット本体からもっと突出させる事が必要であろう. 最近の昼間の実験 [26] でも n_e , kT_e が下降時と上昇時で良く一致していない事, 球プローブと平板プローブ, ラングミュアプローブとインピーダンスプローブによる密度測定におけるくい違いの程度を考えると, 電離層の真の時間変化を見る為には最高高度のもっと高いロケットによる観測や, 日中における観測等, 多くのデータの積重ねが必要である. 第9図に示した様に, v_p'' のピーク点の電位がロケット下降時において下がる傾向を示しているのも, 又, 上昇時と下降時で雑音レベルに相違が見られるのも電離層の状態変化の他に, 測定の問題にも原因がありそうである.

5. 結 論

S 310-3 号機による夜の電離層観測結果から次の結論がなされよう.

- (1) F層は $dn_e/dh \sim 3 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}/\text{km}$ の勾配で150 km より始まり約 $3 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$

のプラズマ密度を有した。エネルギー分布はマクスウェル分布から幾分凹凸がありずれを示したが400 meV 以下でマクスウェル分布を fit して得た電子温度は中性ガスの平均エネルギーからあまり大きいずれはなく、緩和の可成進んでいる傾向を示した。平均エネルギーは高度と共に少しずつ高くなる傾向が見られ、 $d\varepsilon/dz \sim 40$ meV/km の勾配をもつことは上部の層から下に向う熱の流れがあることを示唆する。

- (2) 100 km から 150 km にかけて EF 層の谷が存在し、100 km において数 km の厚さの E 層が存在した。E 層のプラズマ密度は $\sim 10^3$ cm⁻³ 程度であり、空間的な非一様性をもっている。
- (3) 上昇時のプローブ特性にはヒステリシスは殆どなくデータの解析は上昇時について行った。上昇時と下降時におけるデータを比較すると特に 150 - 160 km においては下降時の方が定性的にみて密度が少なく観測され、数分の間での再結合効果が効いている様にも見られた。しかし、プラズマの空間電位、プローブ電流における雑音レベル、プローブ特性そのものが上昇時と下降時で差のある事から再結合についての定量的な把握に対しては Wake やロケット姿勢についての情報が必要である。

終りに本研究における有益な助言や討論、および実験における種々技術的な助言、援助に対し東大宇宙研、伊藤富造教授、中村良治助教授、および小山孝一郎氏にそれぞれ感謝する。搭載計器の作成に対し岩崎通信機株式会社、早川勝氏、福島武氏に、又、スペースチェンバにおける搭載計器の試験に際しての援助に対し、東大宇宙研、土田静伍氏、細谷和美氏に感謝する。

1977年8月22日

参考文献

- [1] P.D. Feldman, J.P. Doering & E.C. Zipf: J. Geophys Res. 76 (1971) 3087.
 [2] W.C. Knudsen & G.W. Sharp: J. Geophys Res. 77 (1972) 1221.
 [3] P.B. Hays & A.F. Nagy: Planet. Space Sci. 21 (1973) 1301.
 [4] P.B. Hays & W.E. Sharp: J. Geophys. Res. 78 (1973) 1153.
 [5] 向井, 平尾: 東大宇宙研報告 vol. 9 (1973) 394, vol. 10 (1974) 703, vol. 11 (1975) 593.
 [6] W.B. Hanson: Space Research 3 (1963) 282.
 [7] A.F. Nagy et. al: J. Geophys. Res. 74 (1969) 4667.
 [8] H.C. Carlson & J.Sayer: J. Geophys. Res. 75 (1970) 4883.
 [9] K. Hirao & K. Oyama: J. Geomag. Geoelect. 22 (1970) 393.
 [10] U. Fahlson & C.G. Falthammer: Planet. Space Sci. 22 (1974) 41.
 [11] R.J. D'arcy & J. Sayers: Planet. Space Sci. 22 (1974) 961.
 [12] K. Oyama & K. Hirao: Planet. Space Sci. 24 (1976) 900.
 [13] O. Ashihara & K. Takayanagi: Planet. Space Sci. 22 (1974) 1201.
 [14] M.J. Drury vesteyn: Z. f. Physik 64 (1930) 787.
 [15] H. Amemiya & K. Wiesemann: Ann. Physik 30 (1973) 185.
 [16] K. Oyama & K. Hirao: Rer. Sci. Instr. 47 (1976) 101.
 [17] N.A. Vorobeba et. al.: Sov. Phys. (Tech. Phys.) 8 (1963) 423. D. Herrmann: Beit.

Plasmaphysik 11 (1971) 85.

- [18] H. Oya & T. Obayashi: Rep. Iono. Space Res. Japan 21 (167) 9.
- [19] U. Samir & G.L. Wrenn: Planet. Space Sci. 20 (1972) 899.
- [20] J.M. Illiano & L.R.O. Strey: Planet. Space Sci. 22 (1974) 873.
- [21] Y. Watanabe: Private Communication.
- [22] K. Oyama: Private Communication.
- [23] H. Amemiya: Jap. J. Appl. Phys. 15 (1976) 1767.
- [24] K. Hirao & K. Oyama: J. Geomag. Geoelect. 23 (1971) 47.
- [25] M.A. Biondi: Can. J. Phys 47 (1969) 1711.
- [26] A.F. Timony et. al.: J. Atm. Terr. Phys. 34 (1972) 969.
- [27] K. Takayanagi & Y. Itikawa: Space Sci. Rev. 11 (1971) 380.