

WAVE2000 キャンペーンにおける電子密度・電子温度のロケット観測

吉村 玲子¹・今村 剛²・小山孝一郎²

The rocket observation of the electron density and in the WAVE 2000 campaign

By

Reiko YOSHIMURA¹, Takeshi IMAMURA² and Koh-ichiro OYAMA²

Abstract: The electron density and temperature were measured by the two Langmuir probes onboard the rocket S - 310 - 29 as a part of the WAVE 2000 campaign. The wavy structure including weak multiple sporadic E (Es) layers was shown in the electron density profile, whose wavelength is about 10 km. The similar structure was also found in the atomic oxygen density profile obtained by the same rocket experiment (Iwagami et al., in this issue). Assuming that these structures were produced by an internal gravity wave, the wave propagating direction was determined to be westward, since the fluctuations in the electron and atomic oxygen density profiles were in phase below about 102km neight. The electron density peaks in the upleg and downleg were almost at the same altitudes. Thus the horizontal wavelength should be more than 1000 km, which is quite different from the wavy structure observed in the ground - based airglow images. Electron temperature was also measured simultaneously. The detail analysis is needed to obtain the electron temperature profile in the Es layers, since the data showed the influence of the gradient of the electron density.

概 要

大気光波状構造の解明を目的とした総合観測, WAVE2000 campaign の一環として, 観測ロケット S-310-29 号機が打ち上げられた. 我々は大気光波状構造に伴う電子密度及び電子温度の変化を調べるために, ロケットにラングミュア・プローブを二本搭載し, 観測を行った. 電子密度の鉛直分布には, ごく弱い多重スポラディック E 層 (multiple Es) を含む波長約 10 km の鉛直波状構造が見られた. 同じロケットにて測定された酸素原子密度の高度分布にも, 電子密度とほぼ同波長の波状構造が見られた (岩上他, 本特集). これらの構造が東向きに伝わる内部重力波によるものとする, 電子密度及び酸素原子密度分布の位相関係を説明できる. また, ロケット上昇時と下降時で, 電子密度及び酸素原子密度の波状構造の位相変化がほとんど見られないことから, この重力波の水平波長は非常に長いものであると考えられる. これは地上観測で見られた波状構造を作り出した水平波長約 30 km の波とは別のものと考えられる. また同時に電子温度測定も行い, Es 層中の電子温度分布を得るために必要なデータを取得した. これには増幅器のノイズや電子密度勾配の影響が如実に現れており, より詳細な解析が必要とされる.

重要語: Es 層, 電子温度, 内部重力波

1 東京大学

2 宇宙科学研究所

1. はじめに

地上観測で見られる夜間大気光の縞模様メカニズムをさぐることを主目的とした総合観測の一環としてS-310-29号機によるロケット実験が行われた。夜間大気光の縞模様の成因として内部重力波が大きく影響していると考えられており、重力波による荷電粒子の変動を調べるために、このロケットにDCラングミュアプローブを搭載し、電子温度及び電子密度の観測を行った。

大気波動が電子密度に与える影響に関しては古くから研究されており、特によく知られているのがスボラディックE層である。これは主に潮汐波などの大気波動に伴って電離圏E領域に現れる電子密度の高い層であり、その生成機構についてはwind shear理論(Whitehead, 1960, Axford, 1961など)をもとに多くの研究がなされている。近年ではイオノゾンダを始め、観測ロケット、ISレーダなどの観測によって、その構造が明らかにされてきた(Whitehead, 1970; Whitehead, 1989; Mathews, 1998など)。また、観測されたスボラディックE層から、その構造を形成したと思われる大気波動に関して、伝播方向や飽和高度などについて考察する試みもなされた(Imamura et al., 1995)。

しかしスボラディックE層内での電子温度に関しては測定が極めて困難であり、近年ではほとんど観測が行われておらず、議論するに十分なデータが蓄積されていない。大気波動の観測において、電子密度及び電子温度を測定するのは、意義深いことであるといえる。

本稿では、S-310-29号機に搭載されたDCラングミュアプローブの概要及びこの測定器により得られた電子密度、電子温度データについて述べた後、主に電子密度と内部重力波の関係について議論する。

2. 観測ロケットによる測定

2.1 測定器と観測システム

観測に用いた測定器は、直径3mm、全長225mmのステンレス製円筒ガラス封じ型ラングミュア・プローブである。プローブの外形を図1に示す。プローブに三角波電圧を加え、得られる電流-電圧特性曲線から電子温度と電子密度が算出される。この際、ラングミュア・プローブ測定の問題点として古くから言われているのが、電極汚染の影響である(Oyama and Hirao, 1976)。プローブ表面に付着した不純物(主に水)の電気容量により電流-電圧特性曲線にヒステリシスが現れ、正確な電子密度及び電子温度の測定ができなくなる(図2)。この問題を解決するために、プローブを200°Cで加熱しながら100時間真空に引き、ガラス管で封じた。

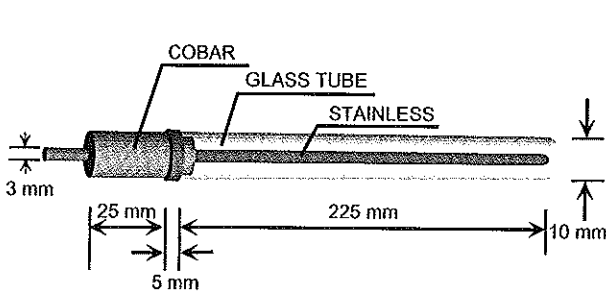


図1 ラングミュア・プローブの外形。プローブ本体はステンレス製で、水分などによる電極汚染を避けるため、真空にガラス封じされている。実際に観測する際はこのガラスの根元を破壊し、ロケット機軸より垂直に伸展させる。

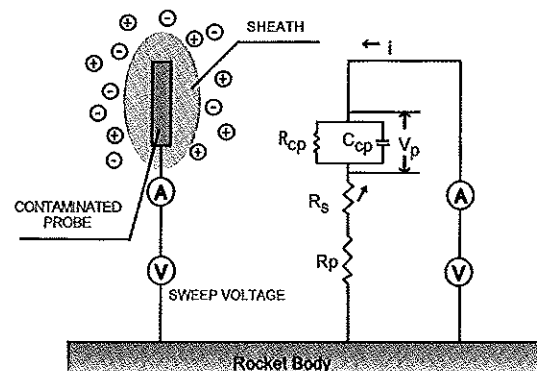


図2 電極汚染されたプローブの等価回路図。 R_{cp} 及び C_{cp} は不純物による抵抗及び電気容量、 R_s はシース抵抗、 R_p はプローブ抵抗。

ロケット観測では、円筒プローブに三角波掃引電圧を印加した際プローブに流れる電流を検出し、差動アンプにより掃引電圧を差し引いてアンプで増幅し、テレメータ入力とした。電流アンプのフィードバック抵抗は $100\text{ k}\Omega$ である。今回のロケット実験ではこのラングミュア・プローブを二本使い、電子温度測定を主とする系統（システム1）と、電子密度測定を主とする系統（システム2）の2系統で観測を行った。システム1では、振幅 1.25 V の三角波電圧を 250 msec に1掃引の割合で印加し、low ($\times 10$), high ($\times 100$) の2チャンネルでデータを取得した。一方、システム2では、印加する三角波電圧の振幅を 2.5 V とし、low ($\times 1$), middle ($\times 10$), high ($\times 100$) の3チャンネルでデータを取得した。いずれのシステムにおいても、約 30 秒 に1回2掃引をシステムの較正にあてた。つまり、2掃引のうち1掃引を電極から切り離し、もう一方の掃引を $500\text{ M}\Omega$ の抵抗に接続した。図3にそれぞれの測定システムのブロックダイアグラムを示す。

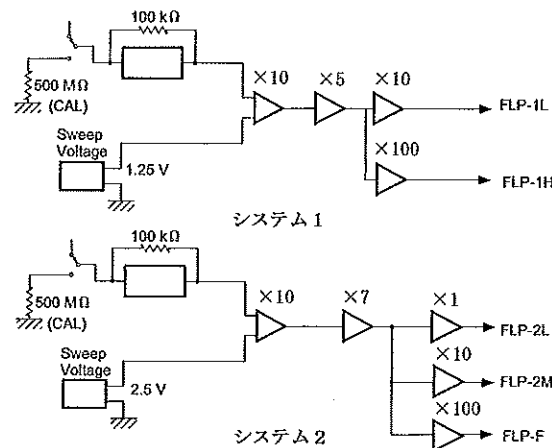


図3 測定システムのブロック・ダイアグラム。システム1では三角波掃引電圧の振幅を 1.25 V 、ゲインを low, high の2チャンネル、システム2では電圧振幅を 2.5 V 、ゲインを low, middle, high の3チャンネルとした。

また、テレメータ電波の干渉を避けるために、プリアンプ回路のアースと測定器のケースを接続させ、ケース全体をロケットの機体から完全に絶縁させた。従って、アースはテレメータの入りにくにおいて、1点となっている。また、プリアンプにつながるすべての線は、ケース内部で高周波除去のためのコイルを通した。さらに、電極からのテレメータ電波干渉を避けるため、電極の根元にテレメータ電波波長の $1/2$ の長さに相当する約 100 mm の線を接続し（図4）、電波干渉が最小となるように線の長さを mm オーダで調節した。プローブはロケット打ち上げ後にロケット機軸と垂直に伸展されるが、この伸展を確実にするため、電極保持部にスプリングを取り付け、ガラス管を機軸から外に押し出すようにした（図5）。

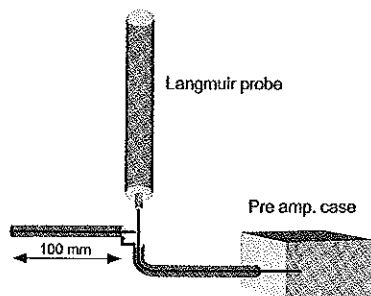


図4 テレメータ電波の干渉を避けるための対策。電極の根元に図のような 100 mm の線（テレメータ電波波長の約 $1/2$ ）を接続し、ノイズの軽減を図った。

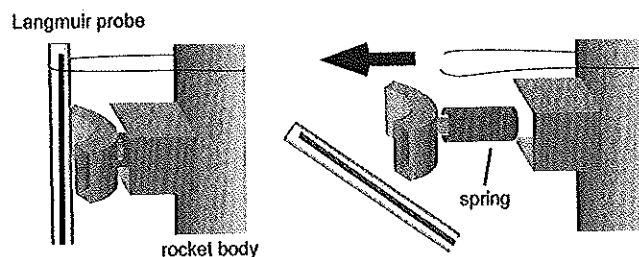


図5 プローブ伸展時の押し出し機構。プローブは伸展前はロケット胴体部に紐でくり付けてあるが、伸展時に紐をカットし、スプリングがプローブを押し出すようになっている。

2.2 打ち上げ環境

観測ロケット S-310-29号機は、2000年1月10日 05:50 JST、鹿児島宇宙空間観測所 (135.45° E, 31.15° N) から南東に向け、打ち上げ角 77° (仰角) で発射された。ロケットは打ち上げ 48 秒後 (高度約 60 km) にノーズコーンを開頭し、49 秒後にプローブを真空に封じていたガラス管の根元を破壊した。プローブは 50 秒後にロケット機軸と垂直な方向に伸展され、データを取得し始めた。この際ガラス管はロケットスピン (スピンドアウン後約 1 Hz) による遠心力で飛ばされる。ロケットは打ち上げ後約 210 秒で最高到達高度約 180 km に達した後下降し、約 341 秒後にチャフを放出した後、約 400 秒で着水した。当時の K_p 指数は 0+, 太陽活動指数 ($F_{10.7}$) は 147 であった。

3. 観測結果

3.1 プローブ電流の時間変化

図 6 に、得られた出力電圧 (プローブ電流) を示す。2つのパネルのうち、上がプローブ 1 (システム 1: 三角波掃印電圧の振幅 1.25 V / 250 msec)、下がプローブ 2 (システム 2: 三角波掃印電圧の振幅 2.5 V / 250 msec) のものである。横軸が時間 (ロケット打ち上げ時を 0 とし、単位は sec)、縦軸が出力電圧 (プローブ電流) の相対値を表す。出力値が大きい、すなわちプローブに流れる電流値が大きいということは電子及びイオンの密度が高いことを示す。50 秒付近で開頭、ガラス割り、プローブ伸展が行われた後、75 sec 付近と 140 sec 付近で密度の高い領域 (多重スポラディック E 層及び電離中間層 (intermediate layer)) を通過した。下降時でも 270 sec 付近、380 sec 付近で高密度領域を通過していることがわかる。

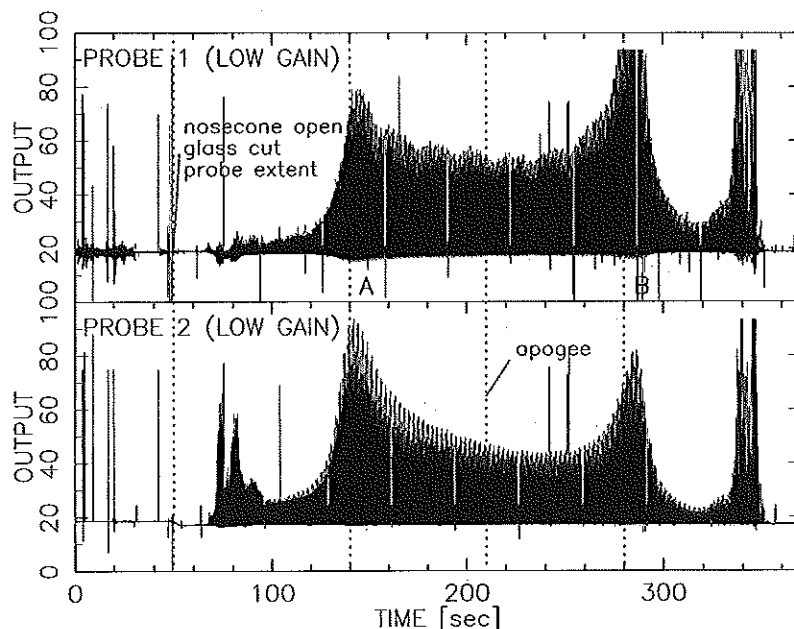


図 6 出力データの一例。上がプローブ 1、下がプローブ 2 のもので、横軸: 時間 (sec)、縦軸: 出力電圧 (相対比) となっている。約 210 sec で最高高度 (約 179 km) に到達、その前後 70 sec、380 sec 付近でスポラディック E 層を通過している。

ここでプローブ1とプローブ2における変化の違いについて考える。プローブ1を見ると、210 secの最高高度到達点を境に下降時の方が上昇時と比べ相対的にプローブ電流値が大きい。一方プローブ2では逆に上昇時の方が下降時よりもプローブ電流が大きくなっている。この上昇時と下降時との電流値の相違は、単純に水平距離の違いによるものとは言えず、測定上の問題点として扱う必要がある。図6中、ほぼ同高度(156 km)にあるA(140 sec付近)及びB(280 sec付近)の電流-電圧特性曲線を拡大したものを図7, 8に示す。図7がプローブ1、図8がプローブ2で、いずれも横軸に印加電圧(ロケット本体をアースとした)、縦軸にプローブ電流をとった。電流値がゼロの電圧はフローティング電圧(ロケット本体を基準とした)と呼ばれる。

まずプローブ1の方に着目し、上昇時(上図)と下降時(下図)を比べると、プローブ電流(電子電流)の最大値は280 sec(下図)の方が大きく、フローティング電圧は140 sec(上図)の方が大きい。つまり、下図の電流-電圧特性曲線は、上図を左(印加電圧の負側)にシフトしたような形に見える。このような曲線を示す理由は特定できないが、ロケットが飛翔を続けていくうちに速度の速い電子がロケット本体表面に付着してロケットが負に帯電することが知られており、空間電位に対して印加電圧の基準点が低くなるということが、可能性の一つとして考えられる。一方プローブ2はプローブ1と異なり、プローブ電流(電子電流)の最大値は140 sec(上図)の方が280 sec(下図)より大きい。しかし、プローブ1の掃引電圧の振幅が1.25 Vであるのに対し、プローブ2は2.5 Vであるので、プローブ2の印加電圧1.25 Vに対するプローブ電流で比べると、プローブ1と同様、下図の方がプローブ電流値は大きい。これが、2.5 Vで比べると上図の方が大きくなっている理由はわからず更なる解析が必要とされるが、印加電圧値が高くなるとプローブ周辺のシースの影響が電流値に影響してくると思われるので、電子密度の算出にはプローブ1のデータを用いることにした。

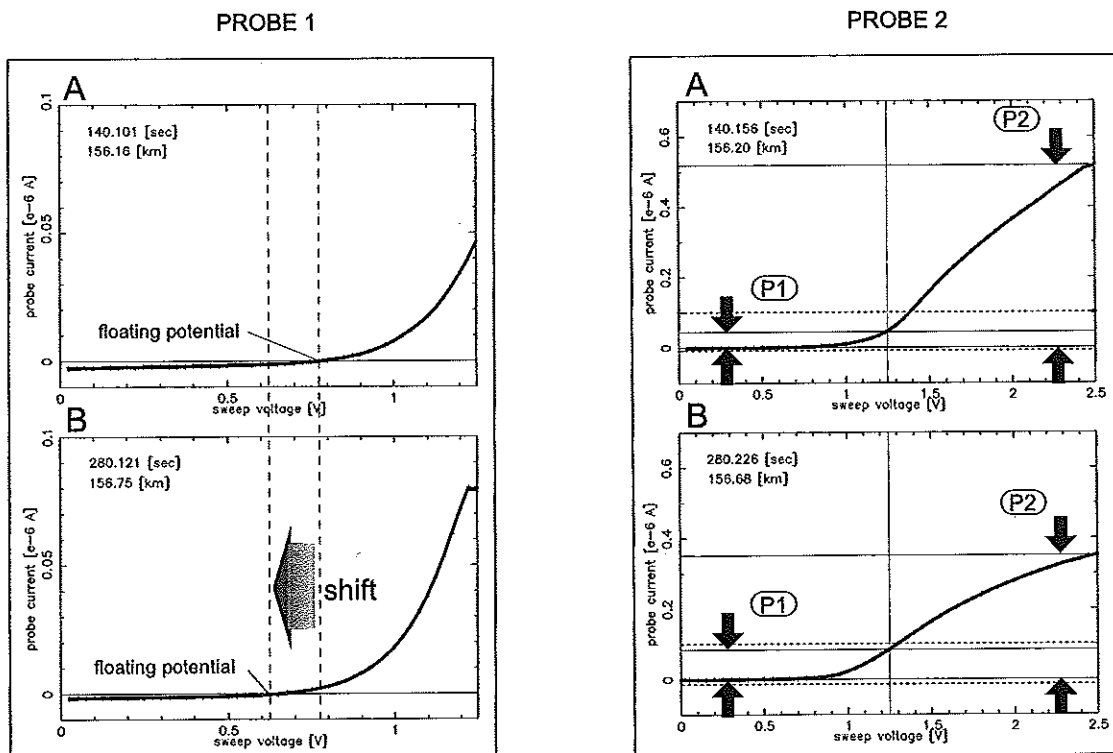


図7 プローブ1の、140 sec(上図)及び280 sec(下図)付近での電流-電圧特性曲線。横軸:印加電圧(0 ~ 1.25 V), 縦軸:プローブ電流である。下図は上図を左にシフトしたような形に見える。

図8 プローブ2の140 sec(上図)及び280 sec(下図)付近での電流-電圧特性曲線。横軸:印加電圧(0 ~ 2.5 V), 縦軸:プローブ電流である。1.25 V付近で比べると、プローブ1と同様下図の方が大きな電流値となるが、2.5 V付近では上図の方が大きな電流値となる。

3.1 電子密度

図9に、算出した電子密度の高度分布を示す。実線がロケット上昇時、破線が下降時のものであり、電子密度を算出する際にはプローブ2の電子飽和電流値を用いた。先に述べたとおり、上昇、下降時におけるプローブ電流値の大きさが異なる理由がはっきりしていないため、それを用いて算出した電子密度の絶対値も較正が必要であるが、Es層以外の上昇時に対する下降時の電子密度は2/3倍程度であるのに対し、Es層の電子密度は約2倍となっており、Es層付近の上昇時、下降時における電子密度の相対的な変動を見る上では問題ないとした。

上昇、下降時とも高度92 km, 102 km付近に電子密度のピークが見られ、上昇時には高度79 km, 87 km, 112 km付近にも小さな密度ピークが現れており、非常に弱い多重スポラディックE層が存在していたことがわかる。ここで特徴的なのは、上昇時、下降時ともほぼ同じ高度にピークが現れている点である。また、上昇時高度160 km付近、下降時158 km付近にも電離中間層と思われる密度ピークが見られる。

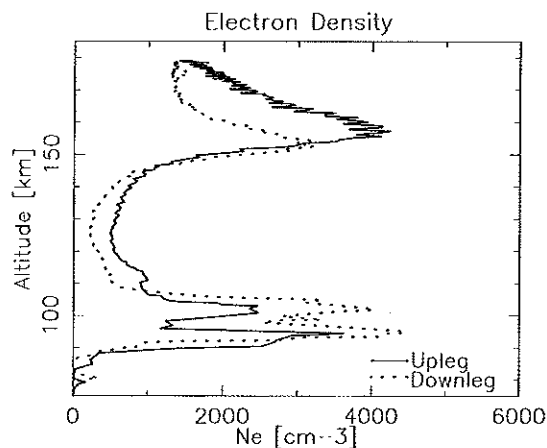


図9 ラングミュア・プローブのデータから算出した電子密度。実線がロケット上昇時、破線が下降時のもの。高度約92 km, 102 km付近にピークを持つ弱い多重スポラディックE層が観測された。

3.2 電子温度

図10に算出した電子温度の高度分布を示す。図中には電子密度(白丸)及びMSIS-E-90モデルの中性大気温度(破線)も同時にプロットしてある。電子温度は200 Kほどの振れ幅をもっているが、これは得られたラングミュア・カーブに乗っているノイズによるものである。今回のロケット実験では、テレメータ送信器の変換ビットレートが12 bitでこれまでの観測と比べ最も高かったが、電流値として0.001 μ Aのノイズがのっており、正確な電子温度の算出は困難である。また、高度100 km付近の領域では先にも述べた通り中性大気(主大気)とイオン及び電子(少数粒子)の衝突頻度が高く、電子温度及びイオン温度は中性大気温度に従うと言われているが、観測結果はノイズを考慮しても電子温度の方が中性大気温度よりも数100 Kほど高くなっている。これは特に夜間における電子温度のロケット観測ではしばしば見られる(Oyama and Hirao, 1980)。また、夜側電離圏の電子温度分布によく見られる特徴として、高度120 ~ 200 kmの高度領域で電子温度が一定値にあるという構造があり、今回得られた電子温度分布でもそのような特徴が見られた。スポラディックE層付近で電子密度勾配が大きいところは、印加電圧掃引時間に対して電子密度が安定せず、良質な電流電圧特性が取れないため、空白で示した。このようにノイズ及び密度勾配の影響により、Es層内外の電子温度の傾向については、現段階でははっきりした傾向がみられない。今後、より詳細な解析をしていく必要がある。

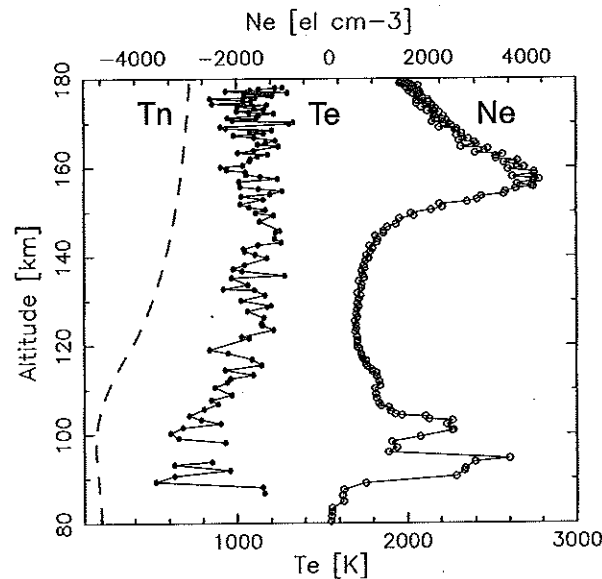


図10 ラングミュア・プローブのデータから算出した電子温度(黒丸)。破線は中性大気温度(MSIS-E-90)、白丸は電子密度。下軸が電子温度(K)、上軸は電子密度(el cm⁻³)、縦軸に高度をとった。全体的にノイズが多いが、中性大気温度と比べ数 100 K 高いことがわかる。空白部分は算出困難な領域(密度勾配が大きい)である。

4. 解 析

4.1 windshear 理論に基づく重力波伝播方向の決定

電子密度の高度分布に現れた多重スポラディック E 層は、山川電波観測所 (130.3° E, 31.1° N) で得られたイオノグラムには現れていなかった。これはつまり、Es 層内の電子密度がそれほど上昇していなかったことを示している。このような微弱なピークを作り出す要因として、内部重力波が考えられる(付録参照)。同ロケット観測で得られた酸素原子密度の高度分布にも、波状構造が見られた(岩上他, 本特集)。電子密度の明確なピークが 92 km, 102 km であるのに対し、酸素原子密度のピークは 90 km, 100 km である。Es 層が wind shear 理論に基づいて形成されたとすると、この Es 層と酸素原子密度の波状構造の位相関係から、これらの構造を作り出したと考えられる重力波の東西の伝播方向を決定することができる。ここでは下方から伝播するような重力波を想定した。また、Es 層生成理論(wind shear 理論; 付録参照)に基づき、水平位相速度は東西方向を考えた。電子密度ピークは、風向が東向きから西向きに転じるようなシア領域に生じる(図 11 実線)。

一方酸素原子は、背景大気密度変動に対し、

$$\frac{\tilde{n}}{n_0} \sim -\frac{1}{\gamma - 1} \left(1 + \frac{\gamma H_0}{L} \right) \frac{N}{N_0} \quad (1)$$

で表される (Chiu and Ching, 1977)。ここで、 \tilde{n} , N はそれぞれ酸素原子密度及び背景大気密度、 n_0 , N_0 は無擾乱時における酸素原子密度及び背景大気密度、 γ は比熱比、 H_0 は背景大気のスケールハイトであり、

$$L = 1/n_0 (dn_0/dz)^{-1}$$

である。この式の意味するところは、 $(1 + \gamma H_0/L)$ の正負によって酸素原子密度と背景大気密度の位相が異なる

ということである。背景大気密度は高度と共に単調減少していくのに対し、酸素原子密度は無擾乱時には高度 97 km 付近にピークを持ち、この上下で L の正負が反転する。これに伴って $(1 + \gamma H_0/L)$ の正負も高度約 102 km で反転し、従って酸素原子密度は、この高度以上では背景大気密度と同位相、以下では逆位相となる。つまり、高度約 102 km 以上では下降流から上昇流に転じる領域に、以下では上昇流から下降流に転じる領域にそれぞれ密度上昇が現れる (図 11 破線)。

今回得られた酸素原子密度と電子密度は、約 102 km 以下で同位相、以上で逆位相になっている (酸素原子密度については岩上他, 本特集参照)。今回観測された Es 層が windshear 理論に基づくものであるとすれば、図 11 より、これらの構造を作り出す重力波は西向き伝播であったとすることが考えられる。

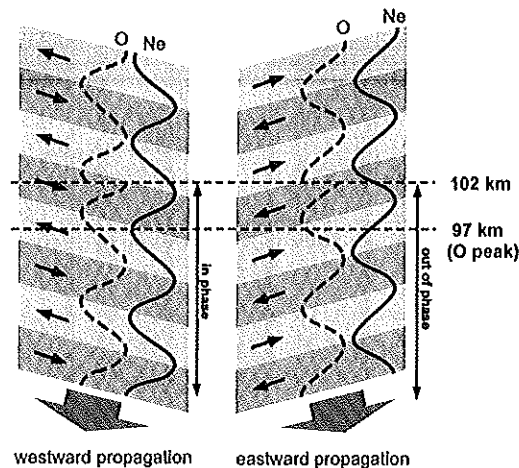


図11 重力波の伝播方向概念図。下方伝播する一般的な重力波を仮定し、Es層は windshear 理論に基づいて形成されるとする。酸素原子は大気擾乱がないとき高度約 97 km 付近に密度ピークを持ち、それに伴い高度約 102 km を境に、その上下で酸素原子密度の重力波に対する応答が異なる。102 km より上では上昇流から下降流に転じる領域、下では下降流から上昇流に転じる領域でピークが現れる。電子密度は wind shear 理論により、北を向いた場合上方で西向き風、下方で東向き風があるときに密度ピークが現れる。従って、約 102 km 以下で酸素原子密度と電子密度が同位相であれば西向き、逆位相であれば東向きの重力波を考えることができる。

4.2 重力波の水平波長

先にも述べた通り、電子密度の鉛直分布において上昇時と下降時のピークはほぼ同高度にあった。上昇時と下降時それぞれの観測点間の水平距離が 100 km 程度であることから、この鉛直構造に対応する重力波の水平波長はそれ以上であると予測される。これは同キャンペーン中に大気光の地上観測でみられた重力波の水平波長約 30 km (久保田他, 本特集) とは大きく異なる。しかし観測点間距離 100 km が水平波長のはほぼ整数倍であった可能性もあるため、電子密度変動の観点からこの重力波の水平波長の見積もりを行った。ここではスボラディック E 層の鉛直運動について考察した Chimonas and Axford (1968) の議論を参考にする。

風速が東西方向の場合、 $r \gg 1$ でのイオンの鉛直方向速度は、

$$w(z, t) = -YV(z, t) \frac{r(z)}{1 + r^2(z)} \quad (2)$$

となる (付録 式 (5) 参照)。ここで、 $Y = B_y / |B_0|$ 、 B_y は磁場の南北成分、 $V(z, t)$ は中性風の東西成分、 $r = v_m / \omega_i$ で、 $\omega_i = eB/m_i$ はイオンのジャイロ周波数である。ここで $V(z, t)$ として、単純に

$$V(z, t) = A \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda_z} z - c_z t\right) \quad (3)$$

という正弦波を仮定する。 λ_z は鉛直波長で、電子密度及び酸素原子密度の高度分布より 10 km とする。 c_z は重力波の鉛直位相速度であり、重力波の分散関係式より求める。この際に用いるプラント・バイサラ振動数は、この高度領域の一般的な値として 0.02 Hz とした。 A は振幅で、MF レーダ観測 (村山他, 本特集), チャフ観測 (小泉他, 本特集) より 40 m s^{-1} とした。水平波長 (λ_x) を 30 km, 50 km, 100 km, 500 km, 1000 km, 3000 km と変化させて、高度 90 km から 150 km の間に存在するイオンの高度の時間変化を計算したのが図 12 である。イオンの初期高度は 2 km 間隔に設定した。

イオンはまずシア領域に収束し、その後重力波の下方伝播のために下方に移動する。水平波長が 30 km のとき (上段 左), イオンは重力波の位相に伴って下方へと移動し、高度 100 km 付近に収束する。これはこの高度以下ではイオンの鉛直ドリフト速度が重力波の鉛直位相速度より遅くなるために、イオンの移動が波の伝播に追従できないからである。これでは 10 km 間隔で複数現れるピークの存在を説明できない。水平波長が大きくなるにつれ重力波の鉛直位相速度が遅くなるので、イオンは重力波とともにより低い高度まで下降する。高度 90 km 付近において 10 km 間隔で複数ピークを持つようになるのは、水平波長が 1000 km を超えたあたりからである。このことから、電子密度及び酸素原子密度の鉛直構造を作り出した重力波の水平波長は 1000 km 以上であり、大気光の地上観測で見られた構造の生成要因となった波動とは別のものである可能性が高い。

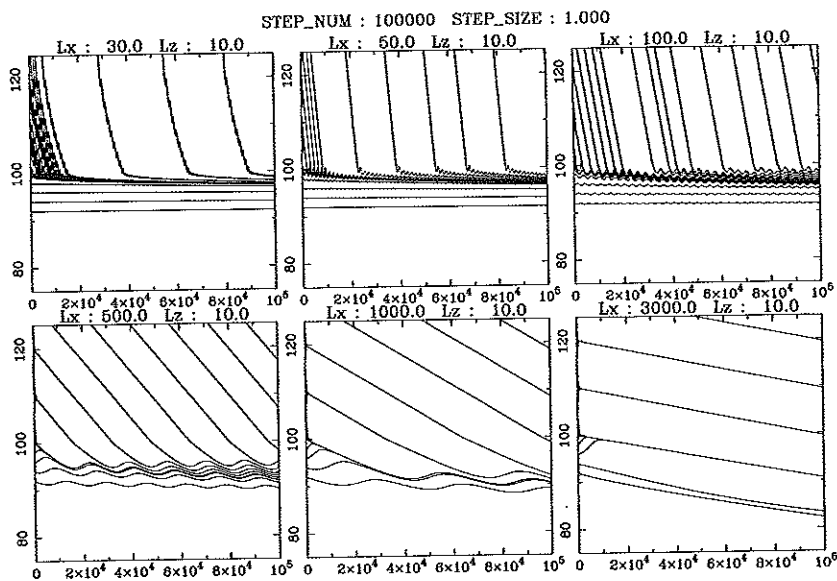


図12 イオンの重力波に対する応答計算結果。重力波の鉛直波長は観測より 10 km とし、水平波長は上段左から 30, 50, 100 km, 下段左から 500, 1000, 3000 km とした。いずれの図も横軸が時間 (sec), 縦軸が高度であり、92 km から 2 km ごとに位置していたイオンが、重力波と共にどのような動きを見せるかを表している。観測に見られたような、高度 92 km 付近から 10 km 間隔で層が見えるようになるのは、水平波長 3000 km のあたりからであることがわかる。

4.3 今後の電子温度解析及び観測における課題

Es層ピークの上下では、電子密度の勾配に応じてラングミュア・カーブが多段階に変化する形状が見られる。図13に、密度勾配領域内外でのラングミュア・カーブを示す。上図は高度131km付近、下図は高度94km付近(Es層の密度勾配領域)で得られたものである。上図は通常見られるラングミュア・カーブであり、空間電位(この場合1.15V付近)以下でプローブ電流 j_p は、

$$j_p = A \exp\left(\frac{eV}{kT_e}\right) + BV + C \quad (4)$$

で表すことができる。上図中にはこの関数でフィットさせた線を同時プロットさせている。ここで A, B, C は定数、 e は電気素量、 V は印加電圧、 k はボルツマン定数である。一方下図では、0.5~0.7V付近で直線領域(イオン電流)の勾配が変化し(図中A)、0.7V以上から別の特性を示しているように見える(図中B)。このように、Es層付近でのラングミュア・カーブにはノイズと共に密度勾配の影響が如実に現れており、慎重に解析していく必要がある。また、今後の電子温度観測において改善すべき点のひとつとして、ノイズの低減が上げられる。電流値0.1%のずれが100K以上の温度差をもたらすため、より高精度の増幅器が必要となる。さらに、夜間観測における高電子温度の原因を探る手段のひとつとして、電子のエネルギー分布を得ることがあげられる。そのためには現在400Hzである測定のスAMPLING・レートを上げる必要がある。そうすれば、ラングミュア・カーブの2階微分を取ることによって電子のエネルギー分布を得ることができる。

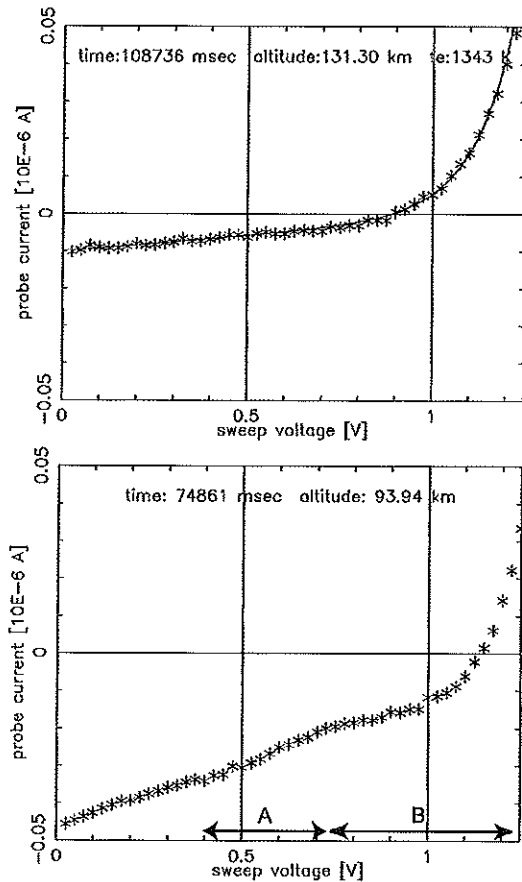


図13 Es層密度勾配領域内外でのラングミュア・カーブ。上図が131km付近(密度勾配なし)、下図が94km付近(密度勾配領域)のもの。通常は上図のように、空間電位以下でラングミュア・カーブは直線と指数関数曲線の和の形で表されるが、下図では密度勾配に応じて、図中A(0.5~0.7V)で直線領域の勾配が変化し、B(0.7V~)で別のカーブが現れているような形になっている。

5. ま と め

今回の大気光波状構造に関するキャンペーン観測において、電子密度のロケット観測結果から、電子密度及び酸素原子密度の高度分布に波状構造をもたらした重力波に関するいくつかのパラメータについて、およその検討をつけることができた。今回はイオンの収束条件のみを考慮したが、今後は電子密度の定量的な考察を行っていく。また同時に電子温度測定も行い、下部電離圏における熱収支に関する議論を進めていくためのデータを取得することができた。特に Es 層付近の電子温度に関しては、今後、密度勾配領域におけるラングミュア・カーブの特性変化に留意し、詳細に解析していく必要がある。

6. 謝 辞

本キャンペーン観測の遂行にご協力いただいた所内各位、所外各機関の関係者の皆様に大変感謝いたします。

付 録

1. wind shear 理論

中性大気運動の影響下における電離気体の運動を記述するものの中で、最も一般的な考えが wind shear 理論 (Whitehead, 1960, Axford, 1961 など) である。

中性大気に水平運動があると、電離気体には磁場の影響により鉛直運動が誘起される。電離圏 E 領域における静電磁場中のイオンの運動は、以下のような運動方程式で記述される。

$$m \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \right) \mathbf{V} = e (\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}_0) + m \nu_m (\mathbf{U} - \mathbf{V}) - \nabla p + m \mathbf{g} \quad (5)$$

ここで m はイオンの質量、 p は分圧、 e は電気素量、 B_0 は磁束密度、 g は重力加速度、 ν_m はイオンと中性大気粒子の衝突周波数である。 \mathbf{U} 、 \mathbf{V} はそれぞれ中性風速度及びイオンのドリフト速度で、 $\mathbf{U} = (U, V, 0)$ 、 $\mathbf{V} = (u, v, w)$ とする。ただし $(x, y, z) = (\text{磁気南向き}, \text{磁気東向き}, \text{鉛直上向き})$ とする。ここで気圧傾度力と電場及び重力の影響を無視することにより、イオンの鉛直ドリフト速度は、

$$w = \frac{U \cos I \sin I + r V \cos I}{1 + r^2} \quad (6)$$

であらわされる。 I は磁場の伏角、 $r = \nu_m / \omega_i$ で、 $\omega_i = eB/m$ はイオンのジャイロ周波数である。高度 125 km 以下の領域では衝突周波数が高く ($r > 1$)、イオンは中性風と共に運動するが、125 km 以上では逆にジャイロ周波数の方が高く ($r < 1$)、イオンは磁力線方向に運動しやすい。イオンが運動すると電子は偏極電場によってイオンと共に運動し、プラズマの電気的中性は保たれる。中性大気の水平運動に鉛直方向のシアが存在すると、電離気体の収束もしくは発散がおこるとというのが wind shear 理論の基本的な概念である。

2. 下部 E 領域のイオン層

図 14 に、wind shear 理論に基づく層形成の概略図を示す。高度領域は 125 km 以下 ($r > 1$) を考える。磁力線を紙面に垂直向きとし、上部で西向き、下部で東向きの中性風が吹いているとすると、イオンは $\mathbf{V} \times \mathbf{B}$ ドリフトによってシア領域に集められる。この際、層を維持しつづけるためにはイオンの生存時間が長くてはならず、層の組成は Na, Fe など再結合係数の小さい金属イオンであるということが、観測からも確認されている (Narcisi,

1968). このようにして作られた層は基本的にスボラディックE層と呼ばれており, 突発的 (sporadic) に現れるという特徴からこのような呼ばれ方をしていたが, 近年では大気潮汐に伴ってF層から下降してくる, ある程度の周期性を持つものと, 真に突発的に現れるものの二つに分けて考え, 前者を μ sequentialE スボラディックE層または潮汐イオン層 (tidal ion layers, TILs), 後者を ϵ trueE スボラディックE層と呼ぶことがある (Mathews et al., 1997). 潮汐イオン層には, 準半日周期潮汐に伴って現れる電離中間層 (intermediate layer, Fujitaka and Tohmatsu, 1973) と呼ばれる層も含まれる. この電離中間層は高高度E領域 (125 km 以上,) に, 層形成には東西風ではなく南北風が主に重要な役割を担う. 即ち, 磁力線方向に動きやすいイオンは, 南北風のシア領域に層を成すのである. 比較的低高度に現れる密度の小さいスボラディックE層は, 重力波に起因するものと考えられる (Mathews et al., 1997). これは潮汐イオン層と比べて密度が小さいため, イオンゾンデでは観測されないことが多い. 本キャンペーンは重力波による大気光変調を観測しようとしたものであり, このような密度の小さいスボラディックE層が現れることが期待された.

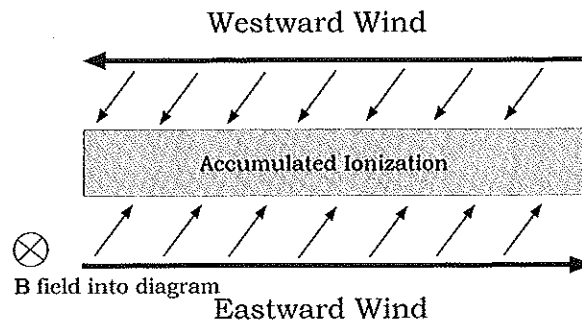


図14 wind shear 理論の概念図。磁力線を紙面奥向き, 上部で西向き風, 下部で東向き風があるとき, イオンは $V \times B$ ドリフトによって集積され, 層を形成する.

参 考 文 献

- [1] Axford, W. I. : Note on a Mechanism for the vertical transport of ionization in the ionosphere, *Can. J. Phys.*, 39, 1393 - 1396, 1961.
- [2] Chimonas, G, and W. I. Axford : Vertical movement of temperate - zone sporadic E layers, *J. Geophys. Res.*, 73, 111 - 117, 1968.
- [3] Chiu, Y.T, and B. K. Ching : The response of atmospheric and lower ionospheric layer structures to gravity waves, *Geophys. Res. Lett.*, 5, 539 - 542, 1978.
- [4] Fujitaka, F, and T. Tohmatsu : A tidal theory of the ionospheric intermediate layer, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 35, 425 - 438, 1973.
- [5] Imamura, T. K. Kita, N. Iwagami, and T. Ogawa : Gravity wave characteristics derived from structured atomic Oxygen profile and multiple Es layers, *J. Geomag. Geoelectr.*, 47, 961 - 972, 1995.
- [6] Mathews, J. D. : Sporadic E : current views and recent progress, *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 60, 413 - 435, 1998.
- [7] Mathews, J. D., M. P. Sulzer, and P. Perilat : Aspects of layer electrodynamics revealed by high - resolution ISR observations of the 80 - 270 km ionosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 24, 1411 - 1414.
- [8] Narcisi, R. S. : Processes associated with metal - ion layers in the E region of the ionosphere, *Space Res.*,

8, 360 - 369, 1968.

- [9] Oyama, K. I., and K. Hirao : Application of a glass-sealed Langmuir probe to ionosphere, *Rev. Sci. Instrum.*, 47, 101 - 107, 1976.
- [10] Oyama, K. I., K. Hirao, P. M. Banks, and P. R. Williamson : Is T_e equal to T_n at the heights of 100 to 120 km ?, *Planet. Space Sci.*, 28, 1980.
- [11] Whitehead, J. D. : The formation of the sporadic E layer in the temperate zones, *Nature*, 188, 567, 1960.
- [12] Whitehead, J. D. : Report on the production and prediction of sporadic E, *Rev. Geophys. Space Phys.*, 8, 65.
- [13] Whitehead, J. D. : Recent work on mid - latitude and equatorial sporadic E, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 51, 401 - 424, 1989.

