

宇宙太陽発電所用マイクロ波ビームと電離層 プラズマとの非線形相互作用の理論的検討*

松 本 紘**

A Theoretical Analysis of Nonlinear Interaction between Strong Microwave for Solar Power Station and the Ionosphere

By
Hiroshi MATSUMOTO

Abstract: Solar power station (SPS) in space can afford clean energy as one of the most promising energy source in the future for the human beings. Energy collected by solar panels at the SPS is transmitted to the Earth via microwave. In the present paper, we discuss a nonlinear interaction between the SPS-microwave and the ionosphere. Quantitative numerical computations have been carried out on the microwave heating of the ionosphere, and on nonlinear (Raman and Brillouin) scattering causing excitation of electron plasma waves and ion acoustic waves. In the computation, a model ionosphere is used.

要 旨

宇宙太陽発電所 (Solar Power Station ; SPS) が将来の新しいクリーン・エネルギー源として提案されている。SPS 計画は、宇宙空間に広げられた太陽電池パネルにより得られるエネルギーを、マイクロ波ビームにより、地球上に伝送しようとするものである。本稿では、その際考慮されねばならない問題の一つとして、強力マイクロ波ビームと電離層プラズマとの相互作用を取り上げ理論的検討を加えた。定量的解析を行うためにモデル電離層を設定し、マイクロ波電界による電離層加熱の計算と、マイクロ波の非線形散乱 (ラマン散乱とブリロアン散乱) に伴うプラズマ波の励起成長率の計算とが示されている。

* 宇宙研特別事業費による研究論文

** 京都大学工学部

1. 序 論

20年のちに訪れようとしている21世紀には、果しなく拡大する人類の活動の為、予想されるエネルギー需要は途方もなく大きく、夢のエネルギー源と言われている熱核融合が成功してもなおエネルギー源は不足すると考えられている[1]。このエネルギー問題の解決の一つとして、新しいクリーンな太陽光エネルギーを宇宙空間で採集し、マイクロ波に変換して地球上に送り返そうとする太陽宇宙発電所(Solar Power Station; SPS)が、米国で検討されている[1],[2],[3]。SPSは、単に地球上のエネルギー問題の解決に役立つだけでなく、将来余儀なくされると思われる宇宙空間での新しい人類活動——宇宙コロニー——にとっても是非必要なステップと考えられている[4][5]。

SPSへの道程は勿論遠く、数多くの問題が解決されねばならない。その一つに、電力の無線送電に用いられる強力マイクロ波が電離層、磁気圏に及ぼす影響と逆に電離層、磁気圏プラズマがマイクロ波に及ぼす影響・効果の調査が重要な問題として取上げられている。このマイクロ波—電離層プラズマ相互作用の研究は、1980年の冬期ロケットS-520-1号機により、実験的研究が開始されようとしている[6]。本稿は、その実験に先立ち、マイクロ波—電離層相互作用の理論的検討を加えてみたものである。

本稿では、マイクロ波と電離層との相互作用としてマイクロ波による電離層加熱と、マイクロ波の非線形散乱によるプラズマ波の励起を取り上げた。第二節で数値計算に用いた電離層モデルと、マイクロ波パラメーターについて述べ、第三節で電離層加熱を、第四節で非線形散乱とプラズマ波励起について述べる。第五節で簡単な討論と今後の問題点を論ずる。

2. マイクロ波パラメーターとモデル電離層

現在、最も有望視されているSPSへの割当て周波数は2.45 GHzである[1],[3]。電力密度については生体への影響等から最大100~300 W/m²に押えられている。この値から、マイクロ波の電界強度(RMS値)は約200 V/m~340 V/mに押えられる。以後の計算においては周波数と電界強度の2つが重要なパラメーターである。ちなみに、10 GWの電力を送電するには、上記の電力密度制限から、マイクロ波ビームの平均直径は約11 km~6 kmとなる。

第三、第四節で行われる数値計算の為のモデル電離層として、本稿ではShaeffer and Inoue[7]モデルを採用した。対象とする高度は120 km~350 kmとする。

このモデルにおいては、次の2点が仮定されている。

- (1) 密度の高いものから三種を選び、中性粒子としてはN₂, O₂, O, イオンとしてはN_e⁺, N_i⁺, O⁺と定めた。
- (2) 電子—イオン間及び電子—中性粒子間は熱的非平衡状態にあるのに対し、異種のイオン間、異種の中性粒子間は熱的平衡状態にあると仮定する。

表1に各密度及び温度の高度分布を掲げる。

図1に採用したモデルの電子及びイオンの密度プロファイルと、平均イオン質量 \bar{M} のプロファイルを示す。 \bar{M} は $\frac{\sum_j M_j n_j}{\sum_j n_j}$ で与えられている。但し、 n_j, M_j は第 j 番目のイオンの密度及び質量である。図2はモデル電離層の電子、イオン及び中性粒子の温度プロファ

表1. 電子, イオン, 中性粒子密度の高度分布 ($1/m^3$)

高度	N ₂	O ₂	O	Ne ⁺ (Ni ⁺)	O ⁺	e ⁻
ALT=120KM	4.0000E+17	7.4950E+16	7.6000E+16	9.3000E+10	4.0000E+07	1.8600E+11
ALT=130KM	1.4550E+17	2.4350E+16	3.9040E+16	1.0000E+11	4.0000E+08	2.0040E+11
ALT=140KM	6.3780E+16	9.7000E+15	2.2810E+16	1.2000E+11	4.5000E+09	2.4450E+11
ALT=150KM	3.1400E+16	4.3980E+15	1.4400E+16	1.4000E+11	1.7000E+10	2.9700E+11
ALT=160KM	1.6910E+16	2.2020E+15	9.6720E+15	1.6000E+11	4.0000E+10	3.6000E+11
ALT=170KM	9.7570E+15	1.1890E+15	6.8170E+15	1.8000E+11	8.5000E+10	4.4500E+11
ALT=180KM	5.9280E+15	6.7920E+14	4.9860E+15	2.3000E+11	1.5000E+11	6.1000E+11
ALT=190KM	3.7460E+15	4.0510E+14	3.7510E+15	3.0000E+11	2.3000E+11	8.3000E+11
ALT=200KM	2.4400E+15	2.4980E+14	2.8830E+15	3.4000E+11	3.0000E+11	9.8000E+11
ALT=210KM	1.6270E+15	1.5800E+14	2.2540E+15	4.0000E+11	3.9000E+11	1.1900E+12
ALT=220KM	1.1060E+15	1.0200E+14	1.7860E+15	4.5000E+11	4.1000E+11	1.3100E+12
ALT=230KM	7.6270E+14	6.7000E+13	1.4310E+15	4.7000E+11	4.4000E+11	1.3800E+12
ALT=240KM	5.3260E+14	4.4580E+13	1.1560E+15	4.8000E+11	4.5000E+11	1.4100E+12
ALT=250KM	3.7570E+14	3.0000E+13	9.4100E+14	4.6000E+11	4.3000E+11	1.3500E+12
ALT=260KM	3.1510E+14	2.4930E+13	8.2500E+14	4.3200E+11	4.0400E+11	1.2680E+12
ALT=270KM	2.5450E+14	1.9850E+13	7.0900E+14	4.0400E+11	3.7800E+11	1.1860E+12
ALT=280KM	1.9390E+14	1.4780E+13	5.9300E+14	3.7600E+11	3.5200E+11	1.1040E+12
ALT=290KM	1.3330E+14	9.7030E+12	4.7700E+14	3.4800E+11	3.2600E+11	1.0220E+12
ALT=300KM	7.2730E+13	4.6290E+12	3.6100E+14	3.2000E+11	3.0000E+11	9.4000E+11
ALT=310KM	6.5810E+13	4.1810E+12	3.3120E+14	3.0200E+11	2.8300E+11	8.8700E+11
ALT=320KM	5.8890E+13	3.7320E+12	3.0140E+14	2.8400E+11	2.6600E+11	8.3400E+11
ALT=330KM	5.1970E+13	3.2840E+12	2.7170E+14	2.6600E+11	2.4900E+11	7.8100E+11
ALT=340KM	4.5040E+13	2.8360E+12	2.4190E+14	2.4800E+11	2.3200E+11	7.2800E+11
ALT=350KM	3.8120E+13	2.3880E+12	2.1210E+14	2.3000E+11	2.1500E+11	6.7500E+11

文献 [7] による.

電子, イオン, 中性粒子温度の高度分布 (K)

高度	電子	イオン	中性粒子
ALT=120KM	3.5500E+02	3.5500E+02	3.5500E+02
ALT=130KM	4.4500E+02	4.3700E+02	4.3700E+02
ALT=140KM	5.4000E+02	5.1000E+02	5.1000E+02
ALT=150KM	6.3000E+02	5.8000E+02	5.8000E+02
ALT=160KM	7.2000E+02	6.4400E+02	6.4400E+02
ALT=170KM	8.1000E+02	6.9900E+02	6.9900E+02
ALT=180KM	9.0000E+02	7.4700E+02	7.4700E+02
ALT=190KM	1.1000E+03	7.8700E+02	7.8700E+02
ALT=200KM	1.3100E+03	8.2100E+02	8.2100E+02
ALT=210KM	1.4000E+03	8.5000E+02	8.5000E+02
ALT=220KM	1.5200E+03	8.7400E+02	8.7400E+02
ALT=230KM	1.6300E+03	8.9500E+02	8.9500E+02
ALT=240KM	1.7300E+03	9.1200E+02	9.1200E+02
ALT=250KM	1.8390E+03	9.2600E+02	9.2600E+02
ALT=260KM	1.9068E+03	9.3780E+02	9.3500E+02
ALT=270KM	1.9746E+03	9.4960E+02	9.4400E+02
ALT=280KM	2.0424E+03	9.6140E+02	9.5300E+02
ALT=290KM	2.1102E+03	9.7320E+02	9.6200E+02
ALT=300KM	2.1780E+03	9.8500E+02	9.7100E+02
ALT=310KM	2.2143E+03	9.9860E+02	9.7380E+02
ALT=320KM	2.2506E+03	1.0122E+03	9.7660E+02
ALT=330KM	2.2869E+03	1.0258E+03	9.7940E+02
ALT=340KM	2.3232E+03	1.0394E+03	9.8220E+02
ALT=350KM	2.3595E+03	1.0530E+03	9.8500E+02

文献 [7] による.

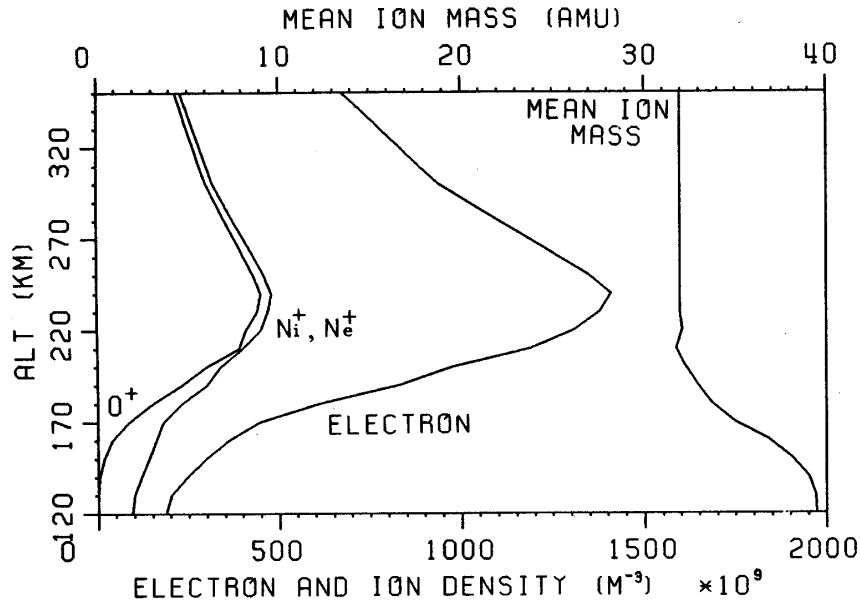


図1. モデル電離層の電子、イオン (Ne^+ , Ni^+ , O^+) 密度の高度分布及び、平均イオン質量の高度分布

イル、図3に対応する電子及び平均質量のイオンの熱速度の高度分布が示されている。熱速度はそれぞれ $V_e = (\kappa T_e / m_e)^{1/2}$, $V_i = (\kappa T_i / M)^{1/2}$ で定義されている。ここで T_e , T_i , κ , m_e はそれぞれ電子温度、イオン温度、ボルツマン定数、電子の質量を表わす。図3には $C_s = (\kappa T_e / M)^{1/2}$ で定義されるイオン音速の高度分布も示されている。

マイクロ波による加熱の計算及び非線形プロセスによる励起プラズマ波の成長率の計算には、次式で定義される電子-イオン衝突周波数 ν_{ei} 及びイオン-イオン衝突周波数が必要である。

$$\nu_{ei} = \frac{4\sqrt{2\pi}}{3} N_i \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\kappa T_e} \right)^2 \left(\frac{\kappa T_e}{m} \right)^{1/2} l_n A \quad (1)$$

$$\nu_{ii} = \frac{4\sqrt{2\pi}}{3} N_i \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\kappa T_i} \right)^2 \left(\frac{\kappa T_i}{M} \right)^{1/2} l_n A \quad (2)$$

ここで N_i は対象とするイオンの密度、 ϵ_0 は真空中の誘電率、 e は電子の電荷、 $l_n A$ はクーロン対数で次式で定義される [8]。

$$l_n A \equiv l_n \left(\frac{16\pi N_e}{k_e^3} \right) - 2l_n \tau - \frac{k_e^2 + k_i^2}{k_i^2} l_n \sqrt{\frac{k_e^2 + k_i^2}{k_e}} \quad (3)$$

この式中、 τ はオイラーの定数 ($l_n \tau = 0.577$)、 k_e , k_i はそれぞれ電子及びイオンのデバイ長 λ_{De} , λ_{Di} の逆数である。即ち、

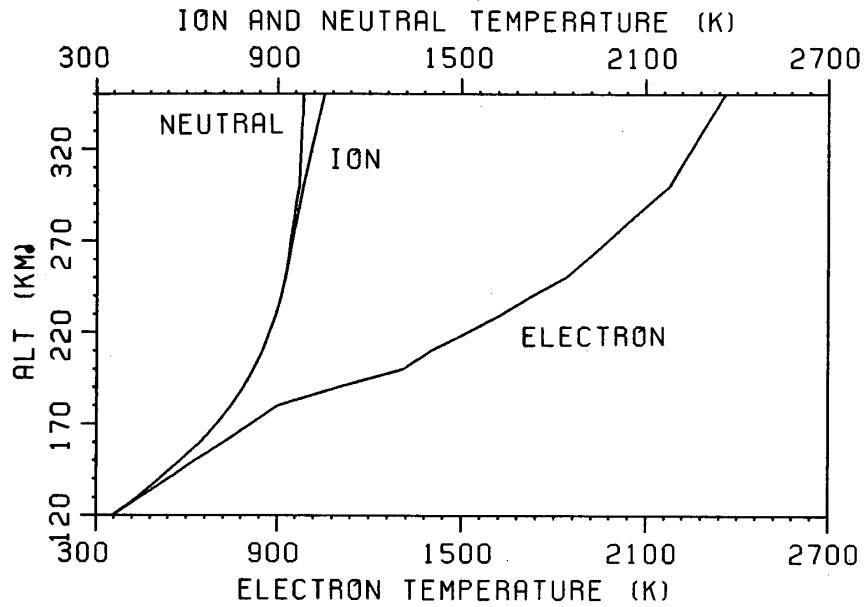


図2. モデル電離層の電子、イオン及び中性粒子温度の高度分布

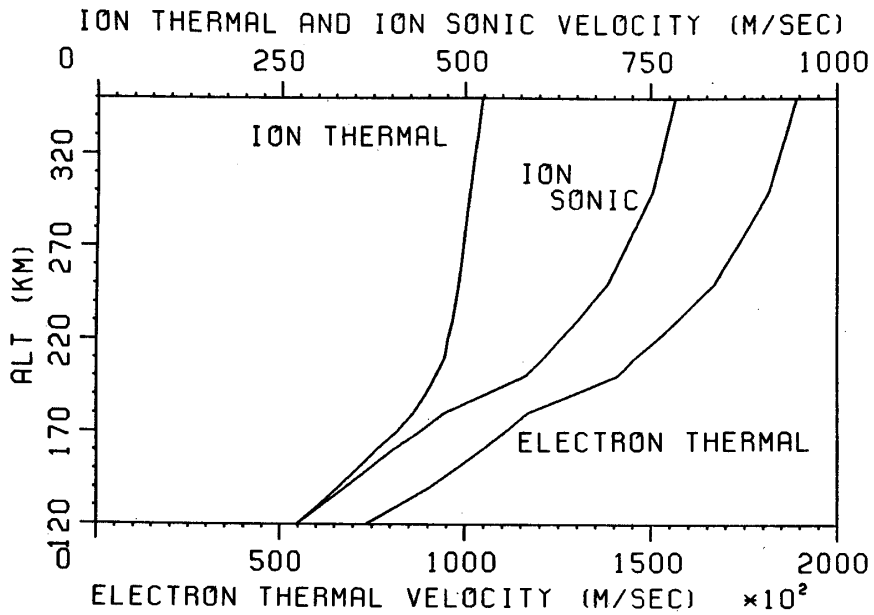


図3. モデル電離層の電子熱速度、イオン熱速度及びイオン音速の高度分布

$$\left. \begin{aligned} k_e &\equiv \frac{1}{\lambda_{De}}, & k_i &\equiv \frac{1}{\lambda_{Di}} \\ \lambda_{De} &= \left(\frac{\epsilon_0 \kappa T_e}{N_e e^2} \right)^{\frac{1}{2}}, & \lambda_{Di} &= \left(\frac{\epsilon_0 \kappa T_i}{N_i e^2} \right)^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

図4.に ν_{ei} , ν_{ii} 及び電子-中性粒子衝突周波数 ν_{en} の高度分布 [7], [9] を示し, 図5.にデバイ長の高度分布を示す.

第4節で扱う非線形散乱過程においては, 電子プラズマ波やイオンプラズマ波の周波数及びそれらのランダウ減衰率が重要なパラメーターとなる. このモデル電離層の下での電子及びイオンのプラズマ周波数 Π_e , Π_i , 即ち

$$\Pi_e = \left(\frac{N_e e^2}{m_e \epsilon_0} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad \Pi_i = \left(\frac{N_i e^2}{M \epsilon_0} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (5)$$

及びマイクロ波の非線形散乱により励起されるマイクロ波の半分の波長を持つ電子プラズマ波 ω_e , イオン音波の周波数 ω_i , 即ち

$$\begin{aligned} \omega_e &= (\Pi_e^2 + 3k^2 V_e^2)^{\frac{1}{2}}, & \omega_i &= \Pi_i / \{1 + (k\lambda_{De})^{-2}\} \\ k &= 2k_0 \end{aligned} \quad (6)$$

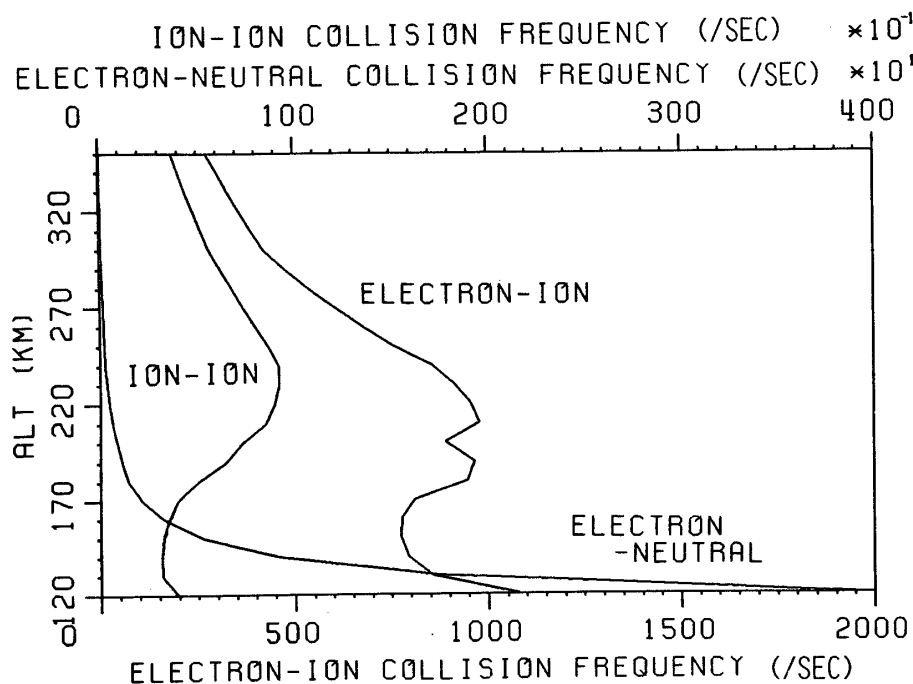


図4. モデル電離層の電子-中性粒子, 電子-イオン及びイオン-イオン衝突周波数の高度分布

の高度分布を図6., 図7.に示す. ここで k_0 はマイクロ波の波数で

$$k_0 = (\omega_0^2 - \Pi_e^2)^{1/2} / c \quad (7)$$

で与えられる. ω_0, c はそれぞれマイクロ波の角周波数 ($\omega_0 = 2\pi \times 2.45 \times 10^9$) 及び光速を表わす.

電子プラズマ波はランダウ減衰と衝突減衰とを蒙るがその減衰率を Γ_e と書くと Γ_e は

$$\Gamma_e = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\Pi_e}{(k\lambda_{De})^3} \exp\left[-\frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{(k\lambda_{De})^2} + 3 \right\}\right] + \frac{1}{2} \nu_{ei} \quad (8)$$

で与えられる [10]. 又, イオン音波も同様に両方の減衰を蒙る. その減衰率 Γ_i は,

$$\Gamma_i = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \left[kc_s \left(\frac{m_e}{M}\right)^{1/2} + \omega_i \left(\frac{T_e}{T_i}\right)^{3/2} \exp\left[-\frac{1}{2} \left\{ \frac{T_e}{T_i} \frac{1}{1 + (k\lambda_{De})^2} + 3 \right\}\right] \right] + \frac{1}{2} \frac{T_i}{T_e} \nu_{ii} \quad (9)$$

で与えられる [10]. 図8.に電子プラズマ波とイオン音波のランダウ減衰率を示す.

以上の図面に用いられた数値データの一覧を表2~5にまとめておく. 出典は [7] ~ [10] によっている.

以上が第3節, 第4節における数値計算に用いられたモデル電離層の概要である.

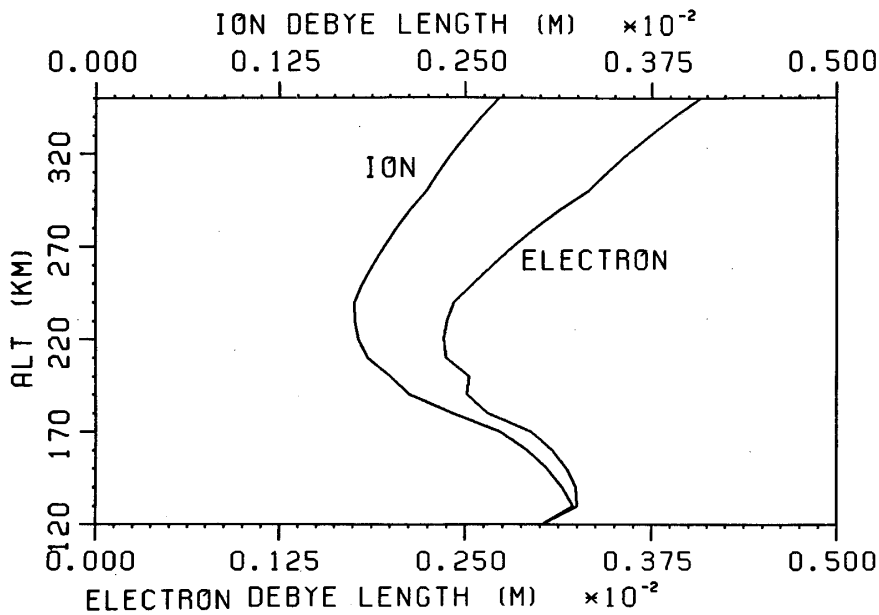


図5. モデル電離層の電子及びイオンデバイ長の高度分布

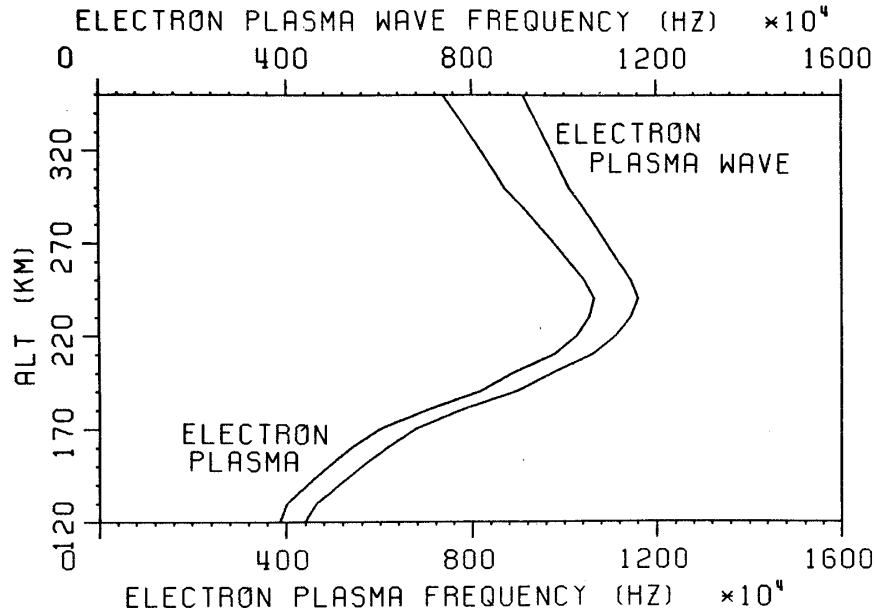


図6. モデル電離層の電子プラズマ周波数及び電子プラズマ周波数の高度分布

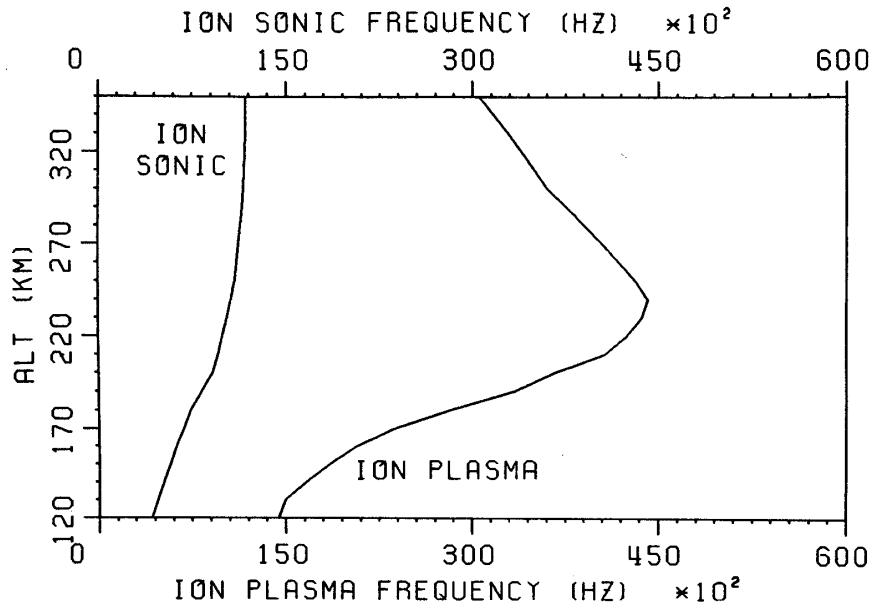


図7. モデル電離層のイオンプラズマ周波数及びイオン音波周波数の高度分布

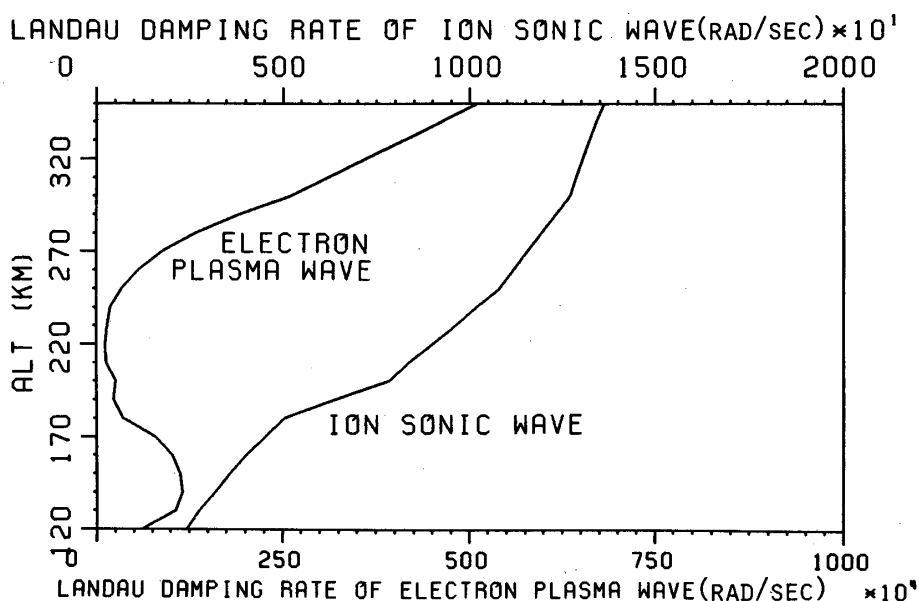


図8. モデル電離層の電子プラズマ波及びイオン音波に対するランダウ減衰率の高度分布

表2. 数値データ

高度	平均イオン質量 (kg)	電子熱速度 (M/Sec)	イオン熱速度 (M/Sec)	イオン音速 (M/Sec)
ALT=120KM	6.5482E-26	7.3351E+04	2.7356E+02	2.7356E+02
ALT=130KM	6.5412E-26	8.2124E+04	3.0368E+02	3.0645E+02
ALT=140KM	6.4773E-26	9.0467E+04	3.2968E+02	3.3924E+02
ALT=150KM	6.3262E-26	9.7715E+04	3.5575E+02	3.7077E+02
ALT=160KM	6.1164E-26	1.0446E+05	3.8124E+02	4.0311E+02
ALT=170KM	5.8054E-26	1.1080E+05	4.0769E+02	4.3886E+02
ALT=180KM	5.5917E-26	1.1679E+05	4.2943E+02	4.7136E+02
ALT=190KM	5.4702E-26	1.2912E+05	4.4564E+02	5.2686E+02
ALT=200KM	5.3573E-26	1.4091E+05	4.5994E+02	5.8099E+02
ALT=210KM	5.2731E-26	1.4567E+05	4.7171E+02	6.0539E+02
ALT=220KM	5.3306E-26	1.5178E+05	4.7574E+02	6.2739E+02
ALT=230KM	5.3078E-26	1.5718E+05	4.8246E+02	6.5109E+02
ALT=240KM	5.3065E-26	1.6193E+05	4.8707E+02	6.7084E+02
ALT=250KM	5.3090E-26	1.6695E+05	4.9068E+02	6.9149E+02
ALT=260KM	5.3086E-26	1.7000E+05	4.9382E+02	7.0415E+02
ALT=270KM	5.3082E-26	1.7299E+05	4.9693E+02	7.1658E+02
ALT=280KM	5.3077E-26	1.7594E+05	5.0003E+02	7.2882E+02
ALT=290KM	5.3072E-26	1.7884E+05	5.0312E+02	7.4085E+02
ALT=300KM	5.3065E-26	1.8169E+05	5.0619E+02	7.5271E+02
ALT=310KM	5.3069E-26	1.8319E+05	5.0966E+02	7.5893E+02
ALT=320KM	5.3073E-26	1.8469E+05	5.1309E+02	7.6509E+02
ALT=330KM	5.3078E-26	1.8617E+05	5.1651E+02	7.7120E+02
ALT=340KM	5.3084E-26	1.8764E+05	5.1989E+02	7.7726E+02
ALT=350KM	5.3090E-26	1.8910E+05	5.2325E+02	7.8326E+02

文献 [7] による.

表3. 数値データ

I 電子-中性電子衝突周波数 (/sec)

高度	N ₂	O ₂	O	total
ALT=120KM	3.4749E+03	2.8856E+02	1.6796E+02	3.9315E+03
ALT=130KM	1.5247E+03	1.1298E+02	1.0463E+02	1.7423E+03
ALT=140KM	7.9406E+02	5.3156E+01	7.2308E+01	9.1952E+02
ALT=150KM	4.4400E+02	2.7575E+01	5.2272E+01	5.2384E+02
ALT=160KM	2.6785E+02	1.5568E+01	3.9558E+01	3.2298E+02
ALT=170KM	1.7104E+02	9.3574E+00	3.0949E+01	2.1135E+02
ALT=180KM	1.1394E+02	5.8887E+00	2.4930E+01	1.4475E+02
ALT=190KM	8.4660E+01	4.2414E+00	2.2544E+01	1.1144E+02
ALT=200KM	6.2952E+01	3.0900E+00	2.0325E+01	8.6367E+01
ALT=210KM	4.4092E+01	2.0840E+00	1.6905E+01	6.3081E+01
ALT=220KM	3.1963E+01	1.4566E+00	1.4467E+01	4.7887E+01
ALT=230KM	2.3034E+01	1.0251E+00	1.2335E+01	3.6394E+01
ALT=240KM	1.6777E+01	7.2309E-01	1.0520E+01	2.8020E+01
ALT=250KM	1.2361E+01	5.1660E-01	9.0618E+00	2.1939E+01
ALT=260KM	1.0619E+01	4.4475E-01	8.2087E+00	1.9272E+01
ALT=270KM	8.8057E+00	3.6663E-01	7.2956E+00	1.6468E+01
ALT=280KM	6.8641E+00	2.8200E-01	6.2858E+00	1.3432E+01
ALT=290KM	4.8255E+00	1.9105E-01	5.2136E+00	1.0230E+01
ALT=300KM	2.6910E+00	9.3969E-02	4.0613E+00	6.8462E+00
ALT=310KM	2.4613E+00	8.6129E-02	3.7856E+00	6.3330E+00
ALT=320KM	2.2319E+00	7.8372E-02	3.4962E+00	5.8065E+00
ALT=330KM	1.9905E+00	6.9949E-02	3.2006E+00	5.2610E+00
ALT=340KM	1.7430E+00	6.1258E-02	2.8907E+00	4.6950E+00
ALT=350KM	1.4905E+00	5.2297E-02	2.5728E+00	4.1156E+00

文献 [7], [9] による.

II 電子-イオン衝突周波数 (/sec)

i 個々のイオンと電子の衝突と考えた場合 (マイクロ波ビームによる電離層加熱に使用)

高度	Ne ⁺ (Ni ⁺)	O ⁺	total
ALT=120KM	5.4144E+02	2.3526E-01	1.0831E+03
ALT=130KM	4.2648E+02	1.7229E+00	8.5469E+02
ALT=140KM	3.8942E+02	1.4743E+01	7.9359E+02
ALT=150KM	3.6490E+02	4.4683E+01	7.7449E+02
ALT=160KM	3.4456E+02	8.6727E+01	7.7585E+02
ALT=170KM	3.2702E+02	1.5511E+02	8.0915E+02
ALT=180KM	3.5687E+02	2.3339E+02	9.4713E+02
ALT=190KM	3.4861E+02	2.6779E+02	9.6500E+02
ALT=200KM	3.0844E+02	2.7244E+02	8.8932E+02
ALT=210KM	3.2852E+02	3.2038E+02	9.7742E+02
ALT=220KM	3.2856E+02	2.9960E+02	9.5671E+02
ALT=230KM	3.1096E+02	2.9128E+02	9.1320E+02
ALT=240KM	2.9224E+02	2.7414E+02	8.5862E+02
ALT=250KM	2.5783E+02	2.4117E+02	7.5683E+02
ALT=260KM	2.3090E+02	2.1608E+02	6.7788E+02
ALT=270KM	2.0631E+02	1.9315E+02	6.0577E+02
ALT=280KM	1.8377E+02	1.7215E+02	5.3969E+02
ALT=290KM	1.6307E+02	1.5286E+02	4.7899E+02
ALT=300KM	1.4400E+02	1.3508E+02	4.2307E+02
ALT=310KM	1.3313E+02	1.2484E+02	3.9110E+02
ALT=320KM	1.2271E+02	1.1501E+02	3.6043E+02
ALT=330KM	1.1271E+02	1.0557E+02	3.3099E+02
ALT=340KM	1.0310E+02	9.6512E+01	3.0271E+02
ALT=350KM	9.3863E+01	8.7799E+01	2.7552E+02

ii 平均イオン質量を持ったイオンと電子の衝突と考えた場合 (マイクロ波の非線形散乱とプラズマ波励起に使用)

高度	total
ALT=120KM	1.0747E+03
ALT=130KM	8.4812E+02
ALT=140KM	7.8719E+02
ALT=150KM	7.6771E+02
ALT=160KM	7.6839E+02
ALT=170KM	8.0055E+02
ALT=180KM	9.3645E+02
ALT=190KM	9.5297E+02
ALT=200KM	8.7732E+02
ALT=210KM	9.6395E+02
ALT=220KM	9.4316E+02
ALT=230KM	8.9997E+02
ALT=240KM	8.4594E+02
ALT=250KM	7.4545E+02
ALT=260KM	6.6762E+02
ALT=270KM	5.9653E+02
ALT=280KM	5.3142E+02
ALT=290KM	4.7161E+02
ALT=300KM	4.1653E+02
ALT=310KM	3.8507E+02
ALT=320KM	3.5489E+02
ALT=330KM	3.2591E+02
ALT=340KM	2.9808E+02
ALT=350KM	2.7132E+02

文献 [7], [8] による.

Ⅲ イオン-イオン衝突周波数 (/sec)

平均イオン質量を持ったイオン
とイオンの衝突と考えた場合

高度	
ALT=120KM	4.0081E+00
ALT=130KM	3.2520E+00
ALT=140KM	3.2161E+00
ALT=150KM	3.2976E+00
ALT=160KM	3.5052E+00
ALT=170KM	3.9555E+00
ALT=180KM	4.9981E+00
ALT=190KM	6.4256E+00
ALT=200KM	7.2911E+00
ALT=210KM	8.4682E+00
ALT=220KM	8.9414E+00
ALT=230KM	9.1628E+00
ALT=240KM	9.1563E+00
ALT=250KM	8.6413E+00
ALT=260KM	8.0175E+00
ALT=270KM	7.4093E+00
ALT=280KM	6.8163E+00
ALT=290KM	6.2380E+00
ALT=300KM	5.6739E+00
ALT=310KM	5.2673E+00
ALT=320KM	4.8743E+00
ALT=330KM	4.4940E+00
ALT=340KM	4.1259E+00
ALT=350KM	3.7695E+00

文献 [7], [8] による.

表4. 数値データ

高度	電子デバイ長 (m)	イオンデバイ長 (m)	電子プラズマ周 波数 (Hz)	電子プラズマ波 周波数 (Hz)
ALT=120KM	3.0145E-03	3.0145E-03	2.4333E+07	2.7606E+07
ALT=130KM	3.2519E-03	3.2226E-03	2.5254E+07	2.9170E+07
ALT=140KM	3.2431E-03	3.1518E-03	2.7895E+07	3.2198E+07
ALT=150KM	3.1783E-03	3.0496E-03	3.0744E+07	3.5311E+07
ALT=160KM	3.0862E-03	2.9188E-03	3.3848E+07	3.8607E+07
ALT=170KM	2.9442E-03	2.7351E-03	3.7633E+07	4.2475E+07
ALT=180KM	2.6507E-03	2.4149E-03	4.4060E+07	4.8706E+07
ALT=190KM	2.5123E-03	2.1250E-03	5.1395E+07	5.6287E+07
ALT=200KM	2.5231E-03	1.9974E-03	5.5847E+07	6.1206E+07
ALT=210KM	2.3670E-03	1.8444E-03	6.1540E+07	6.6765E+07
ALT=220KM	2.3507E-03	1.7825E-03	6.4568E+07	6.9978E+07
ALT=230KM	2.3717E-03	1.7574E-03	6.6271E+07	7.1919E+07
ALT=240KM	2.4173E-03	1.7551E-03	6.6987E+07	7.2909E+07
ALT=250KM	2.5470E-03	1.8074E-03	6.5547E+07	7.1951E+07
ALT=260KM	2.6761E-03	1.8767E-03	6.3525E+07	7.0346E+07
ALT=270KM	2.8158E-03	1.9527E-03	6.1436E+07	6.8702E+07
ALT=280KM	2.9682E-03	2.0365E-03	5.9275E+07	6.7019E+07
ALT=290KM	3.1358E-03	2.1295E-03	5.7031E+07	6.5292E+07
ALT=300KM	3.3218E-03	2.2339E-03	5.4695E+07	6.3518E+07
ALT=310KM	3.4480E-03	2.3155E-03	5.3131E+07	6.2316E+07
ALT=320KM	3.5849E-03	2.4041E-03	5.1519E+07	6.1090E+07
ALT=330KM	3.7343E-03	2.5010E-03	4.9855E+07	5.9839E+07
ALT=340KM	3.8984E-03	2.6076E-03	4.8134E+07	5.8561E+07
ALT=350KM	4.0801E-03	2.7257E-03	4.6349E+07	5.7255E+07

文献 [7] による.

3. マイクロ波ビームによる電離層加熱

SPS に用いられるような強いマイクロ波電界が電離層プラズマ中に存在すれば、それによって高周波電流が流れる。衝突効果が無ければ、その高周波電流はマイクロ波電界と 90° 位相が異なるため、マイクロ波はプラズマに対し平均的仕事はしない。しかし、衝突効果のため高周波電流に位相遅れが生じた場合には、電流に電界と同相成分が発生するためマイクロ波はプラズマに対し、仕事をするようになる。その結果、電子は加熱されるが、加熱された電子はイオンや中性粒子との衝突過程を経て熱エネルギーを失って行き、熱エネルギー収支のバランスする温度で定常状態に達する。以下に、マイクロ波による電子温度の上昇を簡単に求めてみる。

マイクロ波電界 E_o を次のように仮定する。

$$\mathbf{E}_o = \sqrt{2} \langle E_o \rangle \cos \omega_o t \hat{x} \quad (10)$$

但し、 $\langle E_o \rangle$ は RMS 振幅、 ω_o は角周波数、 \hat{x} は x 方向の単位ベクトルである。モデル電離層においては、電子はイオンと中性粒子の両者に対し熱的非平衡状態にあるため、マイクロ波によって加熱された電子はイオンや中性粒子と衝突してエネルギーを失うが、電子のエネルギー収支の式中にはイオン温度、中性粒子温度は見かけ上入ってこない。この点に注意すると、マイクロ波電界 \mathbf{E}_o 中の電子の運動方程式、及びエネルギー方程式は次の二式で記述される。

$$m_e \frac{d\mathbf{V}_e}{dt} = -e \mathbf{E}_o - m_e \sum_j \nu_j \mathbf{V}_e \quad (11)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{3}{2} N_e \kappa T_e \right) = -N_e e \mathbf{V}_e \cdot \mathbf{E}_o - \frac{3}{2} N_e \kappa \sum_j \delta_j \nu_j (T_e - T_{e0}) \quad (12)$$

但し、 \mathbf{V}_e は電子の速度ベクトル、 ν_j は第 j 種の粒子（イオン及び中性粒子）との衝突周波数、 δ_j は 1 回の衝突で粒子 j に与えるエネルギーの割合、 T_{e0} はマイクロ波が印加される前の電子温度をそれぞれ表わす。 δ_j は

$$\delta_j = \frac{m_e}{2M_j} \quad (13)$$

で与えられる。

(10), (11), (12) を $t = 0$ で $\mathbf{V}(0) = 0$, $T_e(0) = T_{e0}$ とし、電子密度の時間変化はないと仮定すると $T_e(t)$ は次式のように求められる。

$$T_e(t) = T_{e0} + \left[\frac{2e^2 \langle E_o \rangle^2}{3\kappa m_e \{ \omega_o^2 + (\sum_j \nu_j)^2 \}} \cdot \frac{\sum_j \nu_j}{\sum_j \delta_j \nu_j} \right] (1 - e^{-\sum_j \delta_j \nu_j t}) \\ - \frac{2e^2 \langle E_o \rangle^2}{3\kappa m_e \{ \omega_o^2 + (\sum_j \nu_j)^2 \}} \left[\frac{2 \sum_j \nu_j (\sum_j \nu_j - \sum_j \delta_j \nu_j)}{(\sum_j \nu_j - \sum_j \delta_j \nu_j)^2 + \omega_o^2} \left\{ e^{-\sum_j \delta_j \nu_j t} - e^{-\sum_j \nu_j t} \cos \omega_o t \right. \right.$$

$$+ \frac{\omega_0 e^{-\sum_j \nu_j t}}{\sum_j \nu_j - \sum_j \delta_j \nu_j} \sin \omega_0 t \left\} - \frac{1}{(\sum_j \delta_j \nu_j)^2 + (2\omega_0)^2} \left[(2\omega_0^2 - \sum_j \nu_j \sum_j \delta_j \nu_j) \right. \right. \\ \left. \left. (e^{-\sum_j \delta_j \nu_j t} - \cos 2\omega_0 t) + \omega_0 (\sum_j \delta_j \nu_j + 2\sum_j \nu_j) \sin 2\omega_0 t \right] \quad (14)$$

ここで与えられる数値パラメーターの下で(14)の各項の大小関係を検討し、 $\sum_j \nu_j \sim 5 \times 10^3$, $\delta_j \sim 10^{-5}$, $\omega_0 \sim 1.5 \times 10^{10}$ 及び $\sum_j \delta_j \nu_j \ll \sum_j \nu_j \ll \omega_0$ に注意すると(14)は

$$T_e(t) = T_{e0} + \frac{2e^2 \langle E_0 \rangle^2}{3\kappa m_e \omega_0^2} \frac{\sum_j \nu_j}{\sum_j \delta_j \nu_j} \{ 1 - e^{-\sum_j \delta_j \nu_j t} \} \quad (15)$$

のように簡単化される。マイクロ波放射が $t = t_0$ に停止した場合には電子は冷却され、次式に従う。

$$T_e(t) = \Delta T_e(t_0) e^{-\sum_j \delta_j \nu_j (t - t_0)} \quad (16)$$

ここで $\Delta T_e(t_0)$ は $t = t_0$ における電子温度の上昇分である。即ち $\Delta T_e(t_0) = T_e(t_0) - T_{e0}$

第2節で述べたモデル電離層のもとで、 $\langle E_0 \rangle = 220 \text{ V/m}$ とし(15)、(16)式の数値計算を行った。 $t_0 = 100 \text{ msec}$ とした時の結果を図9に、 $t_0 = 100 \text{ sec}$ とした時の結果を図10にそれぞれ示す。100 msec のマイクロ波パルス巾の設定はS-520-1号ロケット

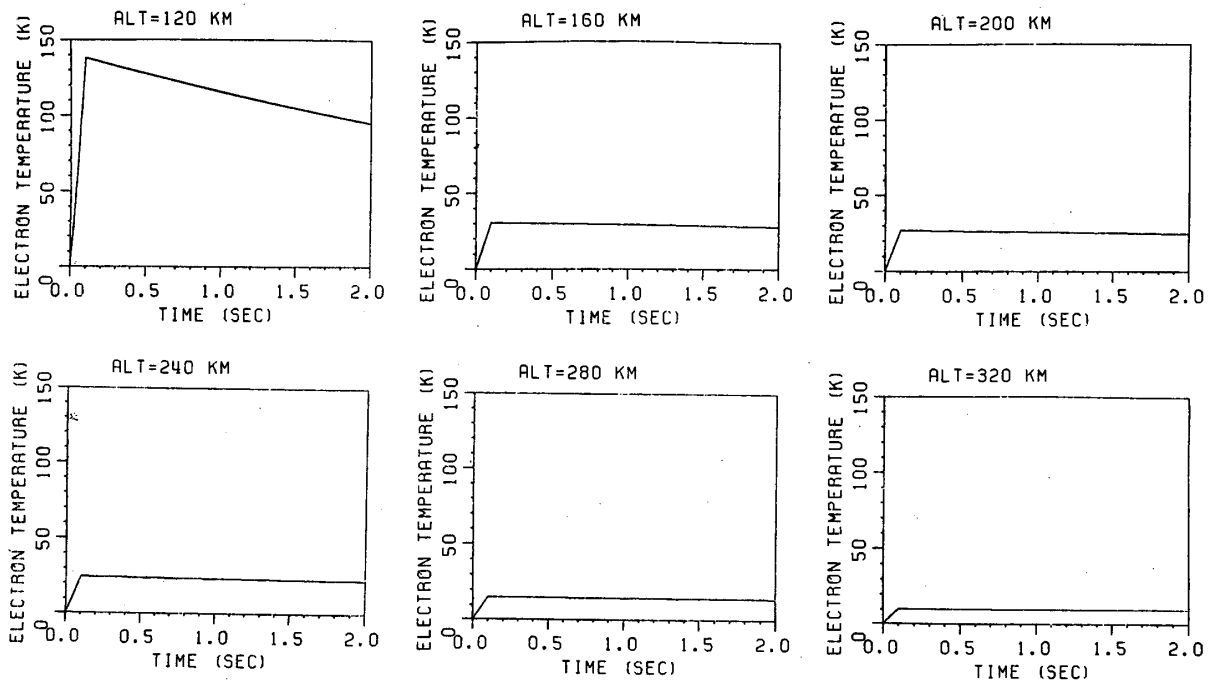
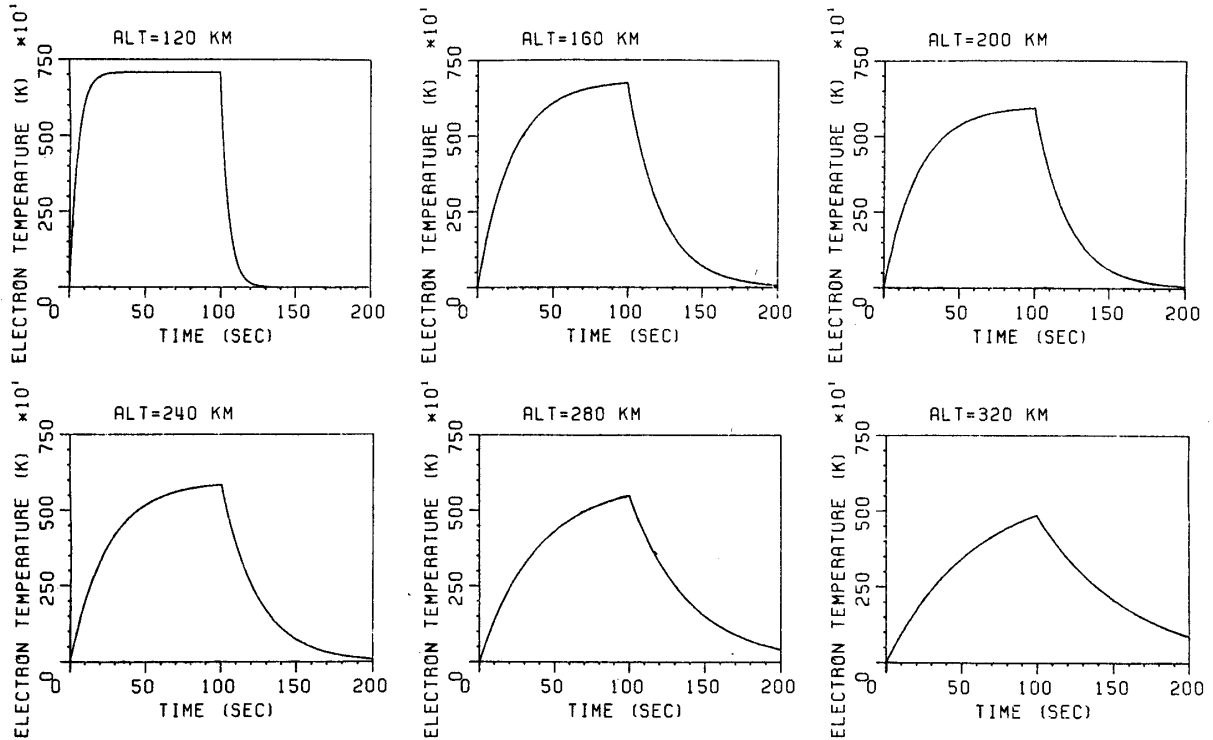


図9. 100 msec マイクロ波パルスに対する電子温度の時間的変化



第10. 100 sec マイクロ波パルスに対する電子温度の時間的变化

ト実験に合わせて行われたものである。

図9, 図10から明らかなように, 衝突周波数の高い電離層E層(120 km~200 km)では加熱の時定数は小さく, F層では, 衝突周波数の減少に応じて時定数は大きくなっている。 $t_0 = \infty$, 即ち恒久的なマイクロ波が照射された場合には(15)式から明らかなように, 温度上昇分 ΔT_e^∞ は

$$\Delta T_e^\infty = \frac{2e^2 \langle E_0 \rangle^2}{3\kappa m_e \omega_0^2} \frac{\sum_j \nu_j}{\sum_j \delta_j \nu_j} \quad (17)$$

で与えられ, E層では約7000°K, F層で約6000°Kとなっている。100 msecのマイクロ波パルス中は加熱の時定数に対し小さすぎるため, 図9に見られるよう温度上昇はわずかである。時定数の逆数の高度変化を表6.に示す。

以上の数値計算に見られるように, $\langle E_0 \rangle \sim 220$ V/mのマイクロ波電界は, マイクロ波周波数が, プラズマの固有周波数(例えばプラズマ周波数~10 MHz)に比べ非常に大きいにも拘らず, 十分な加熱能力を有する。

マイクロ波が電離層を加熱した場合, 電離層内に, 何事があるかを簡単に考察してみよう。図11.にその説明図を掲げる。マイクロ波が照射される領域に図に示されるような電子密度の揺ぎが存在すると仮定する。この時, 上から伝搬してくるマイクロ波の屈折率は電子密度の低い所で大きくなるため, 図に示されたようにマイクロ波は電子密度の低い所に集中する。

表5. 数値データ

高度	イオンプラズマ マ周波数 (Hz)	イオン音波周 波数 (Hz)	電子プラズマ波 ランダウ減衰率 (Rad/Sec)	イオン音波ラン ダウ減衰率 (Rad/Sec)
ALT=120KM	9.0748E+04	2.6821E+04	6.1878E+05	2.4418E+03
ALT=130KM	9.4235E+04	2.9832E+04	1.0668E+06	2.7845E+03
ALT=140KM	1.0460E+05	3.3033E+04	1.1594E+06	3.2063E+03
ALT=150KM	1.1665E+05	3.6175E+04	1.1272E+06	3.5954E+03
ALT=160KM	1.3062E+05	3.9438E+04	1.0196E+06	4.0223E+03
ALT=170KM	1.4906E+05	4.3114E+04	7.9801E+05	4.5340E+03
ALT=180KM	1.7782E+05	4.6677E+04	3.5600E+05	5.0482E+03
ALT=190KM	2.0972E+05	5.2358E+04	2.2691E+05	6.4204E+03
ALT=200KM	2.3027E+05	5.7721E+04	2.5958E+05	7.8560E+03
ALT=210KM	2.5576E+05	6.0372E+04	1.2544E+05	8.3609E+03
ALT=220KM	2.6690E+05	6.2591E+04	1.1941E+05	8.9919E+03
ALT=230KM	2.7452E+05	6.4923E+04	1.3887E+05	9.6180E+03
ALT=240KM	2.7752E+05	6.6820E+04	1.8167E+05	1.0168E+04
ALT=250KM	2.7149E+05	6.8658E+04	3.4049E+05	1.0791E+04
ALT=260KM	2.6312E+05	6.9683E+04	5.6661E+05	1.1164E+04
ALT=270KM	2.5448E+05	7.0649E+04	8.9349E+05	1.1538E+04
ALT=280KM	2.4554E+05	7.1549E+04	1.3397E+06	1.1914E+04
ALT=290KM	2.3626E+05	7.2375E+04	1.9148E+06	1.2295E+04
ALT=300KM	2.2660E+05	7.3115E+04	2.6130E+06	1.2685E+04
ALT=310KM	2.2011E+05	7.3424E+04	3.0919E+06	1.2858E+04
ALT=320KM	2.1342E+05	7.3689E+04	3.5979E+06	1.3035E+04
ALT=330KM	2.0652E+05	7.3904E+04	4.1152E+06	1.3220E+04
ALT=340KM	1.9938E+05	7.4060E+04	4.6234E+06	1.3412E+04
ALT=350KM	1.9197E+05	7.4146E+04	5.0971E+06	1.3614E+04

文献 [7], [10] による.

表6. 電離層加熱の時定数の逆数
(1/sec)

高度	逆数 (1/sec)
ALT=120KM	1.9710E-01
ALT=130KM	1.0205E-01
ALT=140KM	6.7347E-02
ALT=150KM	5.1646E-02
ALT=160KM	4.4860E-02
ALT=170KM	4.3672E-02
ALT=180KM	4.8453E-02
ALT=190KM	4.8842E-02
ALT=200KM	4.5184E-02
ALT=210KM	4.8931E-02
ALT=220KM	4.6845E-02
ALT=230KM	4.4478E-02
ALT=240KM	4.1555E-02
ALT=250KM	3.6500E-02
ALT=260KM	3.2682E-02
ALT=270KM	2.9177E-02
ALT=280KM	2.5942E-02
ALT=290KM	2.2950E-02
ALT=300KM	2.0171E-02
ALT=310KM	1.8647E-02
ALT=320KM	1.7182E-02
ALT=330KM	1.5775E-02
ALT=340KM	1.4420E-02
ALT=350KM	1.3115E-02

文献 [7], [8], [9] による.

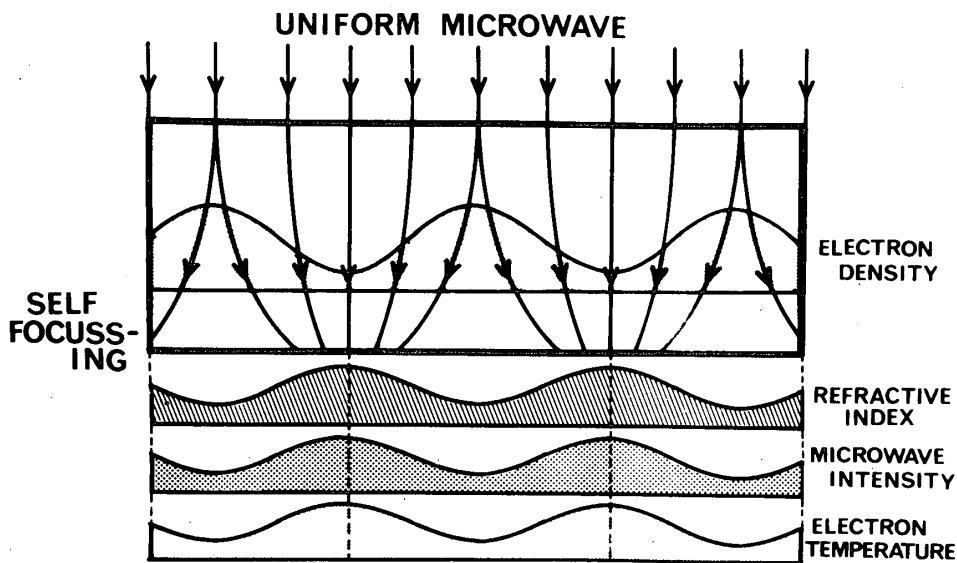


図11. マイクロ波による熱的自己収縮効果の説明図

この結果、マイクロ波の集中する所で温度上昇が大きくなり、圧力バランスを保つために、そこでの電子密度は更に下る。このように最初に仮定された密度変動は不安定で、マイクロ波電界が強いときにはプラズマ密度がゼロになる箇所が発生しうる。従って、SPSマイクロ波ビームも十分大きい電子密度の変動、もしくはプラズマ孔を作り出すことが十分考えられる。このプロセスの定量的研究は今後の問題としたい。

4. マイクロ波の非線形散乱とプラズマ波励起

電離層プラズマ中を強いマイクロ波が伝播する場合、当然、非線形波動結合過程を経て、マイクロ波エネルギーの一部が、種々のモードのプラズマ波に変換される。本節では電離層高度で最も容易に励起される基本的プラズマ波モードとして電子プラズマ波とイオン音波を考察することとする。この二つのモードの波は地球磁界と伝播方向とのなす角度が約 70° 以内であれば、ほとんど外部磁界の影響を受けないから、本節では外部磁界を無視して考察することとする。もちろん、外部磁界を考慮し、上記二つのモード以外のサイクロトロン・モードを考察した解析も複雑とはなるが、本節の取扱いと本質的には同様に行うことができる。準真空モード、即ち分散関係式

$$\omega_o^2 = c^2 k_o^2 + \Pi_e^2 \quad (18)$$

を満足しつつ伝搬するマイクロ波は、その振幅が大きいつきは、図12に模式的に示すように、三つのタイプの非線形後方散乱を被る。即ち、電子プラズマ波を励起するラマン(Raman)散乱、イオン音波を励起するブリロアン(Brillouin)散乱及び直接プラズマを加熱するコ

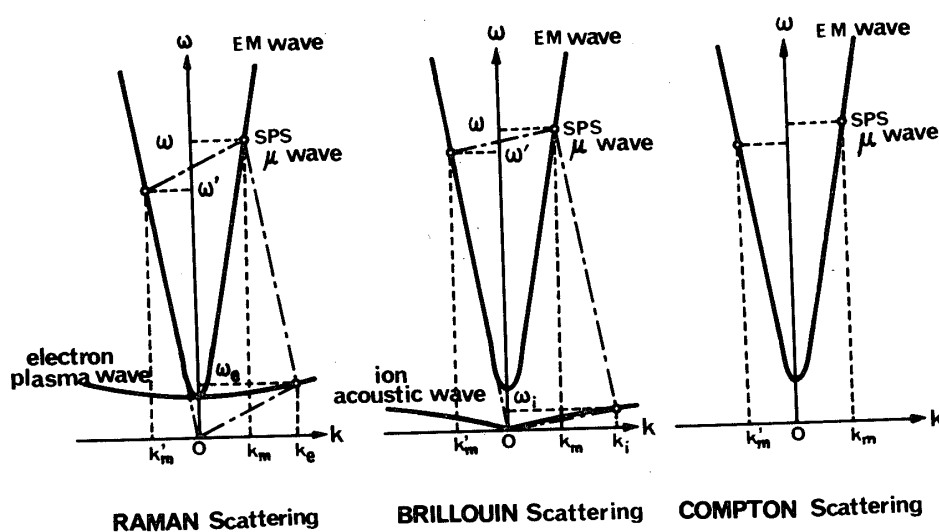


図12. ラマン、ブリロアン及びコンプトン散乱の概念図

ンプトン (Compton) 散乱の三つである。ここではこのうちプラズマ波を励起する前二者の散乱過程を取扱う。

ラマン散乱とブリロアン散乱はかなり研究され、その数学的定式化は良く知られている。ここでは文献 [10] に従い簡単に概要を述べる。散乱の物理的説明は次のようにすると理解しやすい。マイクロ波電界 \mathbf{E}_0 の中に浸ったプラズマ中に、周波数 ω 、波数 k の密度変動波、即ち静電波の密度摂動が発生したと仮定しよう。プラズマ電子は空間的に波数 k_0 、時間的には周波数 ω_0 でマイクロ波によって速度変調を被っているから、もし上記の密度変動波が存在すると、結果として、周波数 $\omega \pm \omega_0$ 、波数 $k \pm k_0$ の成分を有する電流がプラズマ中を流れる。この電流は、プラズマ中を伝搬するマイクロ波領域の測帯波を作り出す。従って、元のマイクロ波と新しく発生する測帯波とが相互作用し、pondero-motive 力によって最初に仮定した密度変動を増幅する場合、正のフィード・バック・ループが形成され、プラズマ波励起と測帯波とが生長し、非線形散乱が引起される。

数式の導出の詳細は文献 [10], [11] に譲り、ここでは物理的説明を補佐する幾つかの数式を示しておこう。上に述べた測帯波の周波数、波数、電界を ω_{\pm} 、 k_{\pm} 、 \mathbf{E}_{\pm} と書くこととする。即ち

$$\omega_{\pm} = \omega_0 \pm \omega, \quad k_{\pm} = k_0 \pm k \quad (19)$$

電界 \mathbf{E}_{\pm} は、Maxwell 方程式より磁界を消去すれば、電流源 \mathbf{J}_{\pm} を用いて次のように表わされる。

$$\left\{ \left(k_{\pm}^2 - \frac{\omega_{\pm}^2}{c^2} \right) [\mathbf{1}] - \mathbf{k}_{\pm} \mathbf{k}_{\pm} \right\} \mathbf{E}_{\pm} = i \mu_0 \omega_{\pm} \mathbf{J}_{\pm} \quad (20)$$

但し、 $[\mathbf{1}]$ は単位テンソル $\mathbf{k}_{\pm} \mathbf{k}_{\pm}$ はダイアドである。ここで \mathbf{J}_{\pm} は電界 \mathbf{E}_{\pm} による導電電流と静電波密度変動がマイクロ波電界により速度変調を受けることにより創り出される非線形電流の和である。即ち

$$\mathbf{J}_{\pm} = \sigma_{\pm} \mathbf{E}_{\pm} \pm i \frac{e^2}{\omega_0 m} \delta N_e \mathbf{E}_{0\pm} \quad (21)$$

但し、 δN_e は ω 、 k 成分の電子密度変動、 \mathbf{E}_{0+} 、 \mathbf{E}_{0-} はそれぞれ $\widehat{\mathbf{E}}_0 \exp(i \mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r} - \omega_0 t)$ 、 $\widehat{\mathbf{E}}_0 \exp(-i \mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r} + \omega_0 t)$ を表わし、 σ_{\pm} は導電率で比誘電率 ϵ_{\pm} を用いて表わすと

$$\sigma_{\pm} = i \omega_{\pm} \epsilon_0 (1 - \epsilon_{\pm}) \quad (22)$$

$$\epsilon_{\pm} = 1 - \frac{\Pi_e^2}{\omega_{\pm}^2} \quad (23)$$

(20)~(23)より

$$\mathbf{E}_{\pm} = -\frac{\delta N_e}{N_e} \Pi_e^2 \left[\frac{[\mathbf{1}] - \mathbf{k}_{\pm} \mathbf{k}_{\pm} / k_{\pm}^2}{D_{\pm}} - \frac{\mathbf{k}_{\pm} \mathbf{k}_{\pm}}{k_{\pm}^2 \omega_{\pm}^2 \epsilon_{\pm}} \right] \cdot \mathbf{E}_{0\pm} \quad (24)$$

が得られる。但し、

$$D_{\pm} = c^2 k_{\pm}^2 + \Pi_e^2 - \omega_{\pm}^2 \quad (25)$$

で、 $D_{\pm} = 0$ は電磁波モードの測帯波の分散式を与える。(24)式の測帯波電界 \mathbf{E}_{\pm} はマイクロ波電界と静電波の密度変動 δN_e との積で決定されることを意味している。

次に、 δN_e を $\mathbf{E}_{o\pm}$ 、 \mathbf{E}_{\pm} の関数として求めてみよう。マイクロ波電界 $\mathbf{E}_{o\pm}$ とその測帯波 \mathbf{E}_{\pm} が存在すれば、電子の運動はこれらの高周波電界の中で

$$\begin{aligned} m\ddot{\mathbf{r}} = & -eR_e[\mathbf{E}_{o+}(\mathbf{r})\exp(-i\omega_0 t) + \mathbf{E}_{o-}(\mathbf{r})\exp(i\omega_0 t) \\ & + \mathbf{E}_+(\mathbf{r})\exp(-i\omega_+ t) + \mathbf{E}_-(\mathbf{r})\exp(-i\omega_- t)] \end{aligned} \quad (26)$$

に従う。但し、 R_e は実部を取る記号である。今、電子の運動をマイクロ波とその測帯波による高周波運動と、もっと低い周波数の運動とに分離し

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_H + \mathbf{r}_L \quad (27)$$

と書き、これを(26)式に代入すると、近似的に

$$\begin{aligned} \mathbf{r}_H = & \frac{e}{m_e} R_e \left[\frac{\mathbf{E}_{o+}(\mathbf{r}_L)}{\omega_0^2} e^{-i\omega_0 t} + \frac{\mathbf{E}_{o-}(\mathbf{r}_L)}{\omega_0^2} e^{i\omega_0 t} + \frac{\mathbf{E}_-(\mathbf{r}_L)}{\omega_-^2} e^{-i\omega_- t} \right] \quad (28) \\ m\dot{\mathbf{r}}_L = & -\Delta \left[\frac{e^2}{2m_e} \left\{ R_e \left(\frac{\mathbf{E}_{o+}(\mathbf{r}_L)}{|\omega_0|} e^{-i\omega_0 t} + \frac{\mathbf{E}_{o-}(\mathbf{r}_L)}{|\omega_0|} e^{-i\omega_0 t} + \frac{\mathbf{E}_+(\mathbf{r}_L)}{|\omega_+|} e^{-i\omega_+ t} \right. \right. \right. \\ & \left. \left. \left. + \frac{\mathbf{E}_-(\mathbf{r}_L)}{|\omega_-|} e^{-i\omega_- t} \right) \right\}^2 \right]_{\omega} \end{aligned} \quad (29)$$

が得られる。[] $_{\omega}$ は [] 内の低周波 ω 成分を取ることを意味する。(29)は電子が丁度次式で与えられるポテンシャル内をゆっくり運動する事を意味している。

$$\begin{aligned} \psi = & \frac{e^2}{2m_e} \left\{ R_e \left(\frac{\mathbf{E}_{o+}}{|\omega_0|} + \frac{\mathbf{E}_{o-}}{|\omega_0|} + \frac{\mathbf{E}_+}{|\omega_+|} + \frac{\mathbf{E}_-}{|\omega_-|} \right) \right\}^2 \\ = & \frac{e^2}{m_e \omega_0} \left(\mathbf{E}_{o+} \cdot \mathbf{E}_- + \mathbf{E}_{o-} \cdot \mathbf{E}_+ \right) \end{aligned} \quad (30)$$

但し、(30)の第二式は $|\omega_+| \simeq |\omega_-| \simeq \omega_0$ の近似が用いられている。この ψ は結局、マイクロ波と測帯波とが創り出すポンドロモーティブ・ポテンシャルに相当する。上記の計算から明らかなように、ポンドロモーティブ・ポテンシャルは質量に逆比例するため、イオンに対しては、無視できる程小さい。

静電プラズマ波ポテンシャル ϕ とポンドロモーティブ・ポテンシャル とが同時に存在する時、電子及びイオンの速度分布関数 f_e, f_i はそれぞれ次の Vlasov 方程式

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \Delta f_e + \frac{1}{m_e} (e\Delta\phi - \Delta\Psi) \cdot \frac{\partial f_e}{\partial \mathbf{V}} = 0 \quad (31)$$

及び

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \Delta f_i + \frac{1}{M} (-e\Delta\phi) \cdot \frac{\partial f_i}{\partial \mathbf{V}} = 0 \quad (32)$$

に従う。これらを線形比し、それぞれの摂動成分 f_{e1} , f_{i1} を求め、速度空間で積分することにより、静電プラズマ波に付随する電子及びイオン密度変動 δN_e 及び δN_i は次のように求まる。

$$\delta N_e = \varepsilon_0 \frac{k^2}{e} \left(\phi - \frac{\Psi}{e} \right) \chi_e \quad (33)$$

$$\delta N_i = -\varepsilon_0 \frac{k^2}{e} \phi \chi_i \quad (34)$$

但し、 χ_e , χ_i はそれぞれ電子及びイオンの感応率で、

$$\chi_e(\omega, k) = \frac{\Pi_e^2}{k^2} \int d\mathbf{V} \frac{\mathbf{k} \cdot \frac{\partial f_{ee}}{\partial \mathbf{V}}}{\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{V}} \quad (35)$$

$$\chi_i(\omega, k) = \frac{\Pi_i^2}{k^2} \int d\mathbf{V} \frac{\mathbf{k} \cdot \frac{\partial f_{ii}}{\partial \mathbf{V}}}{\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{V}} \quad (36)$$

で与えられる。但し、 Π_i はイオンプラズマ角周波数である。(33), (34)を Poisson 方程式

$$k^2 \phi = \frac{e}{\varepsilon_0} (\delta N_i - \delta N_e) \quad (37)$$

に代入すると静電ポテンシャル ϕ はポンドロモーティブ・ポテンシャルで表わすことができる。即ち、

$$\phi(\omega, k) = \frac{1}{e} \frac{\chi_e(\omega, k)}{\varepsilon(\omega, k)} \Psi(\omega, k) \quad (38)$$

但し

$$\varepsilon(\omega, k) \equiv 1 + \chi_e + \chi_i \quad (39)$$

(38)を(33)に代入すれば δN_e は Ψ の関数として、

$$\delta N_e = \varepsilon_0 \frac{k^2}{e} \left(\frac{\chi_e}{e\varepsilon} - \frac{1}{e} \right) \chi_e \Psi = -\varepsilon_0 \frac{k^2}{e^2} \frac{(1 + \chi_i)\chi_e}{1 + \chi_e + \chi_i} \Psi \quad (40)$$

と表わされる。

一方, (24)と(30)とより δN_e と ψ の関係を求めると

$$\delta N_e = -\frac{\epsilon_0}{e^2} \cdot \left[\frac{(\mathbf{k}_- \times \mathbf{V}_0)^2}{k_-^2 D_-} - \frac{(\mathbf{k}_- \cdot \mathbf{V}_0)^2}{k_-^2 \omega_-^2 \epsilon_-} + \frac{(\mathbf{k}_+ \times \mathbf{V}_0)^2}{k_+^2 D_+} - \frac{(\mathbf{k}_+ \cdot \mathbf{V}_0)^2}{k_+^2 \omega_+^2 \epsilon_+} \right]^{-1} \psi \quad (41)$$

但し,

$$\mathbf{V}_0 \equiv e \mathbf{E}_0 / (m_e \omega_0) \quad (42)$$

(40)と(41)とより を消去すれば, マイクロ波によるプラズマ波励起と測帯波励起の条件として, 次の分散式が得られる。

$$\frac{1}{\chi_e(\omega, k)} + \frac{1}{1 + \chi_i(\omega, k)} = k^2 \left[\frac{(\mathbf{k}_- \times \mathbf{V}_0)^2}{k_-^2 D_-} - \frac{(\mathbf{k}_- \cdot \mathbf{V}_0)^2}{k_-^2 \omega_-^2 \epsilon_-} + \frac{(\mathbf{k}_+ \times \mathbf{V}_0)^2}{k_+^2 D_+} - \frac{(\mathbf{k}_+ \cdot \mathbf{V}_0)^2}{k_+^2 \omega_+^2 \epsilon_+} \right] \quad (43)$$

(43)は低周波の静電波 とマイクロ波 (ω_0, k_0) とその測帯波 $(\omega \pm \omega_0, k \pm k_0)$ とのパラメトリック結合を表わしている。 $\mathbf{V}_0 = 0$, 即ち $\mathbf{E}_0 = 0$ ならば(43)の右辺は zero となり普通の静電プラズマ波の分散式を与える。右辺が大きくなり, 静電プラズマ波がマイクロ波の影響を強く受けるのは $D_+ = 0$ 又は $D_- = 0$ 又は $\epsilon_- = 0$ 又は $\epsilon_+ = 0$ の時である。このことは測帯波が電磁波モードの分散式 $D=0$ を満足するか, $\epsilon = 0$ の静電モードを満足する時に低周波静電波 (ω, k) とのパラメトリック結合が強くなることを示している。

さて, マイクロ波を放射し, それによって電子プラズマ波やイオン音波が励起される過程を考察する場合, マイクロ波の測帯波周波数は依然として電子プラズマ周波数に比べ圧倒的に高い為, $\epsilon_+ = 0$ 又は $\epsilon_- = 0$ を満す静電波は強いランダウ減衰の為, 存在しない。又, $D_+ = 0$ はこれらの静電プラズマ波の位相速度が光速に比べ十分小さい ($\epsilon/k \ll c$) ので, 満足されない。故に(43)は Raman 散乱, Brillouin 散乱については,

$$\frac{1}{\chi_e} + \frac{1}{1 + \chi_i} = k^2 \frac{\mathbf{k}_- \times \mathbf{V}_0}{k_-^2 D_-} \quad (44)$$

と簡略化される。

(44)の χ_e , χ_i を Maxwell 分布プラズマに対する評価式で置き換え, $k \simeq 2k_0$ なる後方散乱*を考慮し, 電子プラズマ波に対しては $\omega_r \simeq \Pi_e$, イオン音波に対しては $\omega_r \simeq \omega_i$ として(44)から ω の虚数部 γ (成長率) を求めると([10], [11]), Raman 散乱に対し,

$$\gamma = -\frac{1}{2} \left[\Gamma_p + \Gamma_2 - \sqrt{(\Gamma_p - \Gamma_2)^2 + \frac{\Pi_e}{\omega_2} k^2 v_0^2 \sin^2 \varphi} \right] \quad (45)$$

* $D_- = 0$ より $k/k_0 = 2 \cos \theta - \Pi_e / (\omega_0 \cos \theta)$ となる。但し, θ は k と k_0 の成す角である。 $k \simeq 2k_0$ の仮定は従って $\theta \simeq 0$ の仮定に等しい。

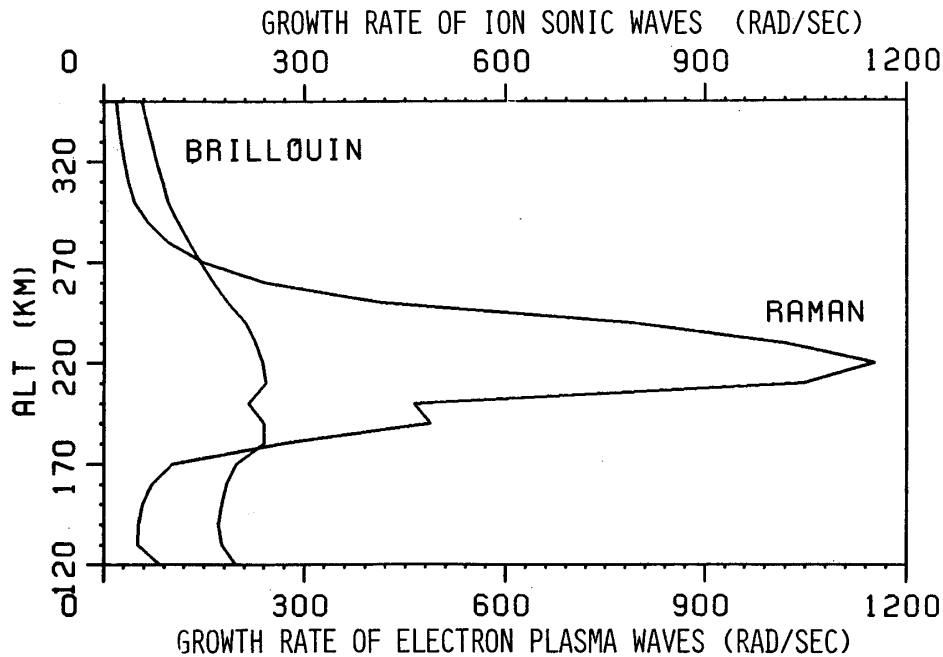


図13. ブリロアン散乱により励起されるイオン音波の成長率, 及びラマン散乱により励起される電子プラズマ波の成長率の高度変化 $\langle E_0 \rangle = 500 \text{ V/m}$

Brillouin 散乱に対し,

$$r = -\frac{1}{2} \left[\Gamma_i + \Gamma_2 - \sqrt{(\Gamma_i - \Gamma_2)^2 + \frac{k^2 v_o^2 \Pi_i^2 \sin^2 \varphi}{\omega_o \omega_i \{1 + (k \lambda_{De})^2\}}} \right] \quad (46)$$

となる。但し, $\sin^2 \varphi = \frac{(\mathbf{k} \times \mathbf{V}_o)^2}{k^2 - V_o^2}$ で φ は \mathbf{E} と \mathbf{k} のなす角。

又, Γ_p, Γ_i は(8), (9)式で与えられ,

$$\omega_2 = \sqrt{\Pi_e^2 + c^2 k^2} \quad (47)$$

$$\omega_i = \Pi_i / \sqrt{1 + (k \lambda_{De})^2} \quad (48)$$

$$\Gamma_2 = \Pi_e^2 \nu_{ei} / (2\omega_o^2) \quad (49)$$

ここで Γ_2 は測帯波の衝突による減衰率を表わす。(45), (46)式を第2節で述べたパラメーターの下で計算した結果を図13, 14, 15に示す。図13は $\langle E_0 \rangle = 220 \text{ V/m}$, 図14は $\langle E_0 \rangle = 500 \text{ V/m}$, 図15は $\langle E_0 \rangle = 1000 \text{ V/m}$ の場合の結果である。図に見られるように, ラマン散乱の成長率は高度200 km ~ 250 km に大きいピークを持つ。これはこの高度で, 電子プラズマ波のランダウ減衰率が図8に示すように小さくなるからである。

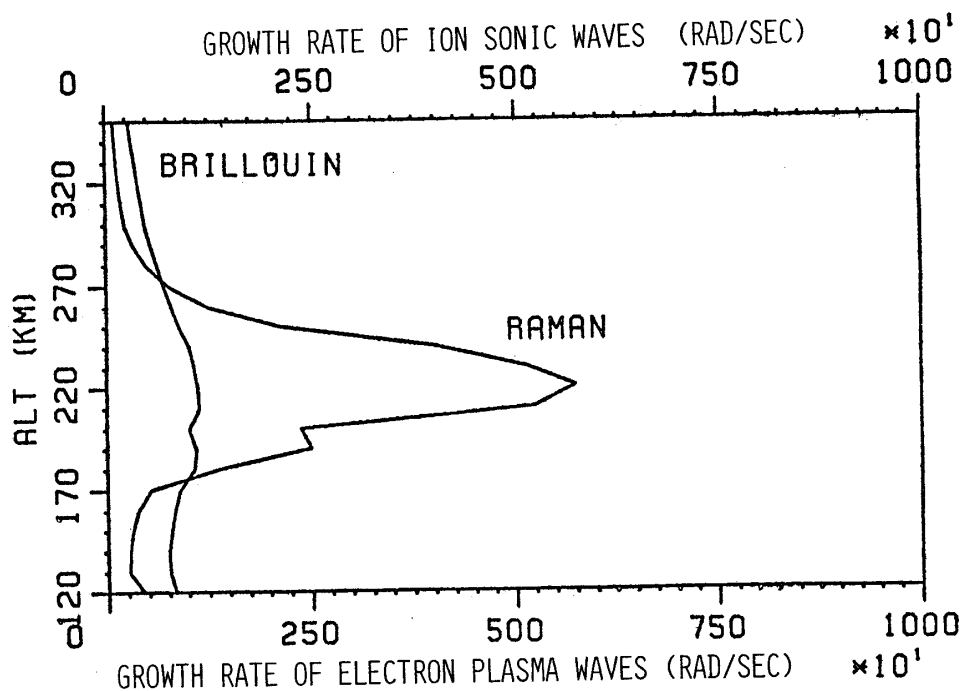


図14. ブリロアン散乱により励起されるイオン音波の成長率, 及びラマン散乱により励起される電子プラズマ波の成長率の高度変化 $\langle E_0 \rangle = 500 \text{ V/m}$

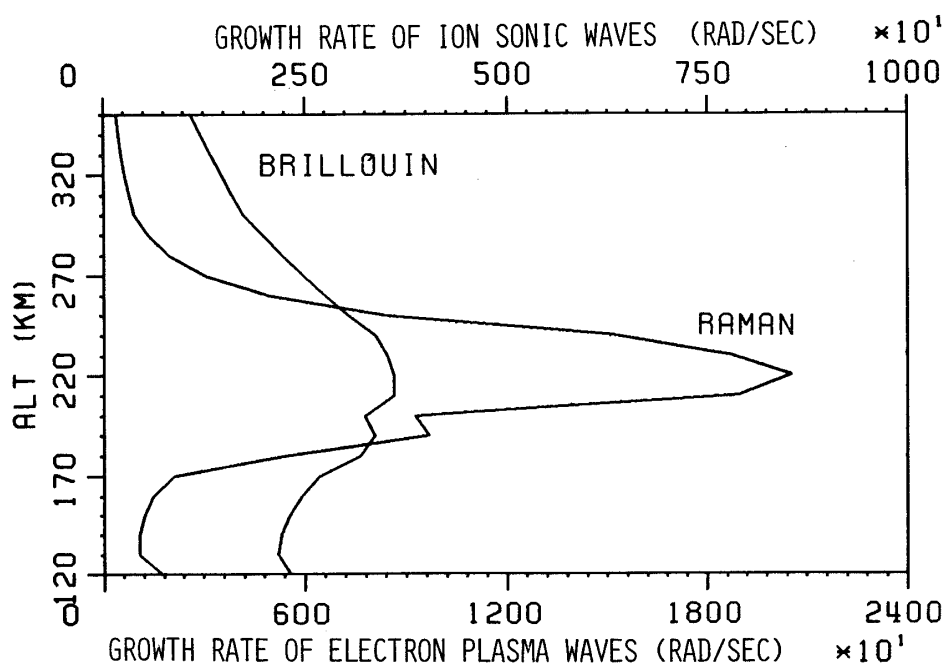


図15. ブリロアン散乱により励起されるイオン音波の成長率, 及びラマン散乱により励起される電子プラズマ波の成長率の高度変化 $\langle E_0 \rangle = 1000 \text{ V/m}$

$\langle E_0 \rangle = 220 \text{ V/m}$ の場合でも、最大成長率を示す高度では約 1 msec で θ 倍となる程の電子プラズマ波の成長が期待される。イオン音波の成長は 120 km ~ 350 km の範囲であまり大きく変化しないが 210 km 付近にゆるやかなピークを有する。これは(46)の根号内の第二項の分子 Π_i^2 が効くため、電子密度ピークと、高度と共に単調増加するイオン音波のランダウ減衰率との競合の結果によると説明できよう。 $\langle E_0 \rangle$ が変えられた結果、 γ はほぼ $\langle E_0 \rangle^2$ に比例して大きくなっている。

5. 結 論

本稿では、モデル電離層の中性大気、プラズマ大気のパラメーターの下で、200 V/m 程度のマイクロ波電界と電離層との相互作用の数値計算結果を示した。

電離層中にこの程度のマイクロ波が定常照射された場合、マイクロ波ビーム内では電子温度が 6000° ~ 7000° K にまで上昇することが示された。又、過渡応答の計算も行われ、加熱の時定数は 120 km の高度で約 5 秒、200 km で、約 22 秒、350 km で約 77 秒であることも示された。従って、短時間のマイクロ波照射では電離層プラズマはほとんど加熱されないが、定常照射では、かなりの熱的效果が考えられ、熱的自己収縮（フィラメンテーション不安定性）も含めて今後の検討が必要である。

強いマイクロ波が、電離層内で非線形ラマン散乱及びブリロアン散乱を受け、電子プラズマ波やイオン音波を励起するパラメトリック過程の成長率の数値計算も行われた。ラマン散乱による電子プラズマ波の成長率は高度 250 km 付近で最も大きくなり、220 V/m のマイクロ波電界に対し $\gamma \sim 10^3$ (Rad/sec) ($\gamma/\omega_r \sim 10^{-5}$) となり、ブリロアン散乱によるイオン音波の成長率は 120 km ~ 350 km にわたり、220 V/m のマイクロ波に対し $\gamma \sim 200$ (Rad/sec) [$\gamma/\omega_r \sim 10^{-2} - 10^{-3}$] となることが示された。従って、マイクロ波の非線形散乱により静電プラズマ波が励振され、それが無線電力伝送損失となり得ることが示された。今後は、マイクロ波で励起される静電波の成長に関する非線形性を取り入れ、励起される波の飽和レベルを求める必要がある。又、今回取上げなかった、他のプラズマ波モード（例えばサイクロトロン波）との結合による散乱過程についても検討を加える必要がある。

今回の理論数値計算は、まだモデルも粗くまだまだ改良考察を要するが、この方面の研究が従来殆んど着手されておらず、来春に開始される世界に先駆けたロケット実験の基礎研究として必要と考え、第一段階の研究としてスタートしたものである。この結果が実験の解析の一助となれば幸いである。

謝 辞

本報告の数値計算は、インターン大学院生中島徳嘉君により行われた。同君の協力を感謝します。

終始、宇宙太陽発電に関するプラズマ物理の研究、エネルギー問題の研究推進に激励と種々のご援助を頂そている東京大学宇宙航空研究所大林辰蔵教授、京都大学工学部の木村磐根、加藤進両教授に謝意を表します。前田憲一教授、小川徹教授には SPS に関し、種々の

有益な指示を頂いた。S-520-1号機, MINIX ロケット実験のグループ(宮武貞夫氏, 橋本弘蔵氏, 筒井 稔氏, 賀谷信幸氏)にも議論頂いた。すべての計算は京大大型計算機センターで行われた。

1979年10月1日

参 考 文 献

- [1] 例えば, *The solar power satellite and its technology development, Manned Space operations in the 1980's and energy programs as viewed by Grumman Aerospace Cooperation, April, 1989.*
- [2] 十川忠男: マイクロ波による無線電力伝送に関する調査, 電総研報告, 183号, 昭和50年.
- [3] 松本 紘: 宇宙太陽発電(SPS), スペース・シャトルとISレーダー, ISレーダーシンポジウム, 1979年.
- [4] 大林辰蔵: 宇宙への人類の脱出, 「宇宙へのさすらい」学生出版, 科学随筆文庫, 1979年.
- [5] T.A. Heppenheimer: *Colonies in Space, Stockpole Books, 1977.*
- [6] 木村磐根・松本 紘・宮武貞夫・橋本弘蔵・筒井 稔・賀谷信幸・松本治弥・大林辰蔵: 「マイクロ波-電離層プラズマ非線形相互作用のロケット実験(MINIX)」, 昭和54年度 宇宙観測シンポジウム講演集, 東京大学宇宙航空研究所, 1979.
- [7] D.L. Shaeffer and Y. Inoue: *A model ionosphere for mid-day and mid-latitude during sunspot minimum, Space Magnetism-Space Research Coordination Center Report No. 4, University of Pittsburgh, 1968.*
- [8] Y. Itikawa: *Effective Collision Frequency of Electrons in Atmospheric Gases, Planet. Space Sci., 19, 993, 1972.*
- [9] Y. Itikawa: *Effective Collision Frequency of Electrons in Gases, The Physics of Fluids, 16, 831, 1973.*
- [10] C.S. Liu and P.K. Kaw: *Parametric Instabilities in Homogeneous Unmagnetized Plasma, The Advances in Plasma Physics, 6, ed. by A. Simon and W.B. Thompson, 83, 1976.*
- [11] 中島徳嘉: マイクロ波-電離層相互作用の理論計算, インターン・レポート, 京都大学電気系大学院, 加藤研究室(松本), 1979年.