

インピーダンスプローブによる超高層プラズマ探測

大 家 寛*・大 林 辰 蔵*

Plasma Measurements in the Upper Atmosphere with the Impedance Probe.

By

Hiroshi OYA and Tatzuo OBAYASHI

Abstract: The theory of impedance probe in a wide frequency range including ELF to HF has been developed for the diagnostics of the plasma in space. It has been predicted by this theory which treat the plasma as a special dielectrics, that the gyro resonance frequencies and the hybrid resonance frequencies can be determined without disturbance due to the existence of the ion sheath, and also determined without disturbance of attitude variation relative to the magnetic field.

Two rocket experiments had been carried out in 1965. The existence of the theoretically predicted electron gyro resonance and the upper hybrid resonance as well as the sheath resonance had been confirmed. One of these experiments was performed to investigate the fundamental property of the probe impedance in the space plasma by two fixed frequencies, 5.01Mc and 1.15Mc. The other experiment was carried out to develop a new type of sweep frequency impedance probe. which is called gyro-plasma probe. By using the measured upper hybrid frequency, the electron density profile with error less than $\pm 3\%$ was obtained.

概 要

可能なかぎり理論的な完成をまって、最適な方法でロケット実験をもってそれを実証するという立場に立って、インピーダンスプローブによる超高層プラズマ探測の理論の展開をし、実験を行なった。

プラズマを誘電体としてつかんでゆく一連の理論で、平行平板のような特殊なモデル以外では、ジャイロ共鳴と高部ハイブリッド共鳴周波数がイオンシースの影響を受けずに決定されることがみいだされた。またイオンジャイロ周波数が問題になる領域まで取扱い範囲をひろげた。

1965年に2回のロケット実験に成功して主として、電子ジャイロ周波数、高部ハイブリッド共鳴周波数に関する実証が行なわれた。このうち1回は基本的特性を確認するため固定周波数で行なったものであり、ほかの1回は、ジャイロプラズマ・プローブと称する周波数掃引型インピーダンス・プローブを開発したものである。この測定によって電子密度測定が $\pm 3\%$ 以下の誤差で可能になった。

* 京都大学工学部

1. 序

アンテナの高周波インピーダンスがプラズマの存在によって変化することを、逆に使ってインピーダンス測定からプラズマの諸物理量を求める研究が活発になった[1~5]. 当初はもっぱら高周波特性で磁場の影響のない場合に議論が集中していた. この場合プラズマの等価誘電率 ϵ^* は

$$\epsilon^* = 1 - \Pi_e^2 / \omega^2 \quad (1)$$

ただし, Π_e はプラズマ角周波数となる. イオンシースの影響がなければこの結果により, 共振点から単純明確に電子密度を求めうるはずであったが, 実際問題として, このイオンシースの影響はさげがたく, 難問を克服する必要にせまられていた.

われわれはこの問題の解決とさらに発展をめざして, インピーダンスの周波数範囲を磁場の影響を強く受ける未知の領域まで拡張し, その理論的検討を進めるとともに, 新しくプラズマ周波数, 電子サイクロトロン周波数を含む周波数領域を掃引測定するプローブを開発し超高層プラズマ探測を実施している. なお, これはジャイロ・プラズマプローブと呼んでいるが, 周波数掃引範囲を拡大して, イオンシースの存在の影響を受けない共鳴点, すなわちジャイロ周波数と, ハイブリッド周波数が理論的および実験的に確認されていて, これはこのプローブ法の最大の特徴である.

周波数掃引型インピーダンスプローブのプラズマ探測プローブとしての位置づけをしてみると第 1 表のようになる. プラズマの状態をブラックボックスとしてこれを探測するにあた

第 1 表 プラズマプローブの分類

Plasma Probes		
Input $A(\omega)$	Plasma	Output $B(\omega)$
$A(\omega)$	$B(\omega)$	Probes
DC	DC	Langmuir P.
DC+CW (sweep)	DC	Resonance P.
CW (fixed)	CW (fixed)	Impedence P.
Pulse	Pulse	Pulse P.
CW (sweep)	CW (sweep)	Gyro-Plasma P.

$A(\omega)$, $B(\omega)$: は入力および出力信号の周波数スペクトル, DC: 直流, CW: 正弦波 sweep は周波数が連続的に掃引されていることを示す, P: はプローブの略

って, なんらの信号を加える必要があるが, この周波数スペクトルを $A(\omega)$ とし, それに対応して得られる応答信号の周波数スペクトルを $B(\omega)$ とする. Langmuir プローブ・レゾナンスプローブ [9] 等では, いわゆる直流プローブの流れをくむもので, 検出するスペクトルは DC 成分が主体となっている. ジャイロ・プラズマプローブにおいては, 入力信号は周波数掃引によってスペクトルのパターンが与えられ, これとまったく同じ周波数の応答をみることになり, 完全なプラズマのインピーダンス (またはアドミッタンス) の周波数測定法

となっている。

この研究は単にプラズマの物理的基本量を測定するという応用面のほかに、電波伝ぱのプラズマ中での観測の問題と対比してプラズマ中での局所的電磁気現象の観測としての意義も大きい。その点においてもまず理論的な確立がなされていなくてはならない。したがって本講演の前半は理論的検討となる。

後半は理論的に検討された点の実証として、ロケット観測を行なった結果である。第1回は1965年7月27日、12時10分に発射されたK-9M-13号ロケットにより遂行されたものであり、ハイブリッド周波数を使って±3%以内の精度で測定された。実験上の都合で後にまわったが、第2回の実験は、ジャイロプラズマプローブそのものでなく、プローブの基礎的な特性を確認するために、5.01Mcと1.15Mcの二つの固定周波数でホイップアンテナの特性を測定したもので、1965年10月4日12時に発射されたK-9M-14号ロケットによって納められた成果である。

2. 理論の基礎的な点

理論の骨格をなすものはいわゆる Magneto Ionic な取り扱いであって、それが次の三つの要因により複雑化している。すなわち

1. 磁場の存在による非等方性
2. 局所的な問題であって幾何学的な解が複雑になる
3. イオンシースの存在による不均一性

である。

電波伝ぱでは屈折率が問題となるが、インピーダンス論ではプラズマを電気材料的に考えるゆえに、誘電テンソルそれ自体が問題となる。まず基本式は電界 \mathbf{E} 、磁界 \mathbf{H} に対して

$$\Delta \times \mathbf{E} = -i\omega\mu_0\mathbf{H} \quad (2)$$

$$\Delta \times \mathbf{H} = i\omega\epsilon_0(K)\mathbf{E} + \mathbf{J} \quad (3)$$

ただし、磁場と z 軸が一致するような直交座標系、 x, y, z 系に対して

$$K = \begin{pmatrix} S & -iD & 0 \\ iD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{pmatrix} \quad (4)$$

となる。ここで \mathbf{J} は境界を流れる電流であり、(2) および (3) 式は M. K. S 単位系でかかれている。(4) 式の S, D, P はそれぞれイオンの効果も含めて次のようになる[6]。

$$S = \frac{1}{2}(R+L), \quad D = \frac{1}{2}(R-L)$$

さらに

$$R = 1 - \sum_k \frac{\Pi_k^2}{\omega^2} \left(\frac{\omega}{\omega + \epsilon_k \Omega_k} \right) \quad (5)$$

$$L = 1 - \sum_k \frac{\Pi_k^2}{\omega^2} \left(\frac{\omega}{\omega - \epsilon_k \Omega_k} \right) \quad (6)$$

$$P = 1 - \sum_k \Pi_k^2 / \omega^2 \quad (7)$$

となる. ここで添字 k は粒子の各種類に対応するものであり, ϵ_k は電荷の符号を表わす. Π_k, Ω_k はそれぞれプラズマ角周波数, ジャイロ角周波数であって

$$\Pi_k^2 = n_k Z_k e^2 / m_k \epsilon_0, \quad \Omega_k = |Z_k e H_0 \mu_0 / m_k|$$

となる, ただし ϵ_0 , および μ_0 は M.K.S. 単位系における真空中の誘電率と透磁率.

境界条件をあたえて電界を求めるにあたっては, 境界の代表的長さ L に比して波長 C/ω が非常に大きい場合 (2) 式の影響はまったく無視できて, 結局

$$\mathbf{E} = -\nabla\psi \quad (8)$$

と定義する場合

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \left(\frac{P}{S}\right) \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = -\left(\frac{q}{\epsilon_0 S}\right) \quad (9)$$

なる方程式を解くことになる. これは変形された Poisson の式と呼ぶことができる. この理由は (P/S) なる係数を左辺第3項に含んでいるからであるが, このために (P/S) が負になるような周波数領域では複雑化する. この問題をまず平行平板の境界につれて解き, つづいて円筒, 球についてとりあつかう. これら均質プラズマでの ψ の解を使って, さらに不均一なイオンシースの部分も含めて全体のインピーダンス (またはアドミッタンス) の周波数特性の理論が求められた.

3. プローブ・アドミッタンスの周波数特性

3.1. 共鳴効果

定常磁場の存在する, いわゆる磁気活性プラズマでは, アドミッタンスの理論的取り扱いが, イオンシースの存在によって一層複雑になる. しかしこれらは均質なプラズマ領域とイオンシース領域に分離してとりあつかえる. この場合アドミッタンスは第1図に示すように, これら二者が直列に結合されているとしてよく, 総合のアドミッタンス A は

$$A = \frac{A_a A_s}{A_a + A_s} \quad (10)$$

ただし A_a はプラズマシースとの境界で切られた均質プラズマ領域のアドミッタンスであり, A_s はプローブの表面とシースと均一プラズマの領域で切られるシース領域のアドミッタンスである.

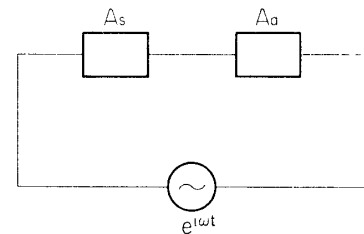
粒子の衝突効果を無視した場合共鳴の条件はそれぞれ

$$\text{i) } A_a = 0 \quad (11)$$

$$\text{ii) } A_a + A_s = 0 \quad (12)$$

$$\text{iii) } A_a \text{ および } A_s \rightarrow \infty \quad (13)$$

となる. まず条件 i) は A_a の部分の電流が0であることを意味する. これはまたプローブ全体の電流も0であることになり, アドミッタンスの極少点を示す. このことは周囲の均質プラズマ中において偏移電流と対流電流がつり合うために起こるものでハイブリッド共鳴に



第1図 プローブのアドミッタンスをシースの部分のアドミッタンス A_s と周囲プラズマのアドミッタンス A_a に分割した等価回路

ほかならない。この場合には反共振となる。

第 2 の条件はシースのアドミッタンスが共鳴の条件の中に入っているもので、シースレゾナンス[8], [10]と呼ばれる。

条件 3 は、 A_s と A_e が同時に無限大になる場合に表われるが、磁氣的に活性なプラズマでは衝突の効果を無視した場合にジャイロ周波数で起こる。ii) および iii) の共振はいわゆる直列共振である。

以下 2.2. 小節から 3.5. 小節まで電子の運動のみが問題となる周波数領域にかぎって理論的検討をすすめ、4 節でイオンの効果について論ずる。

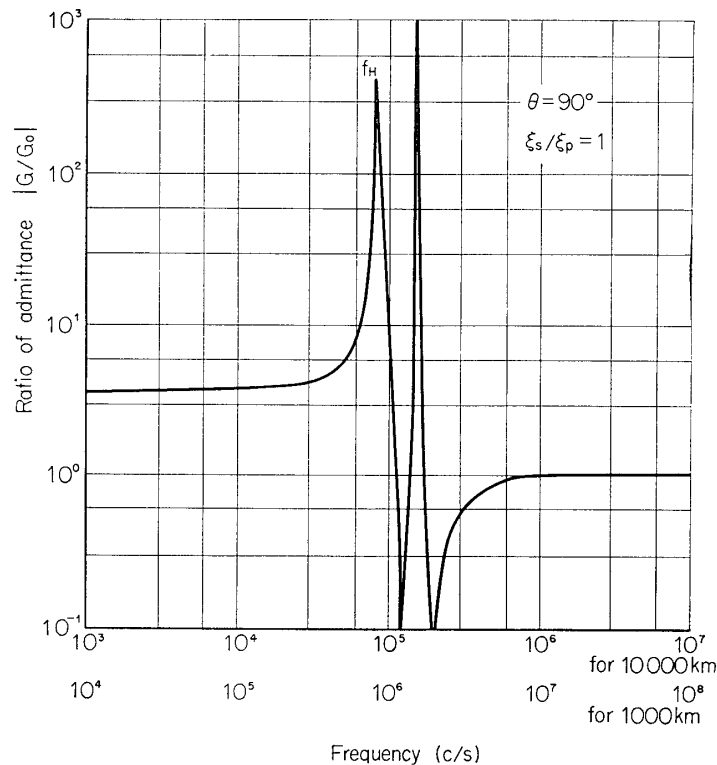
3.2. 平行平板プローブ

アドミッタンスの周波数特性を検討するにあたって、比較的簡単なモデルとして、まず平行平板プローブについて特にイオンシースの影響を考慮して検討している[7]。この場合無限平面を仮定しているためハイブリッド共鳴は変形されて

$$f_r = \sqrt{\frac{(f_H^2 + f_p^2) \pm \sqrt{f_p^4 - 2f_H^2 f_p^2 \cos 2\theta + f_H^4}}{2}} \quad (14)$$

ここに θ は平行平板の法線方向と磁場の方向のなす角度であり、 $f_p = \Pi_e/2\pi$, $f_H = \Omega_e/2\pi$ とする。

シース共鳴周波数 f_{rs} はイオンシースの構造を決定するプラズマ定数によって特に温度の



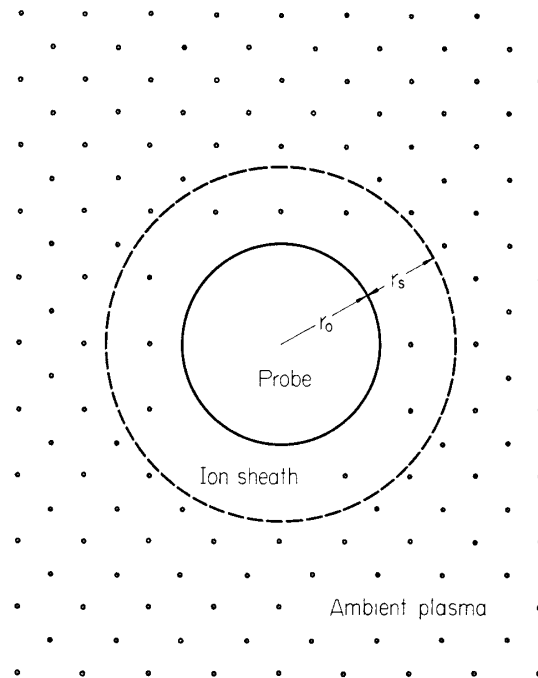
第 2 図 平行平板コンデンサのプラズマ中でのアドミッタンス比 G/G_0 , ξ_s はシースの部分の厚さであり、 ξ_e はプラズマの部分の厚さ、横軸は上のスケールに関しては 10,000km の高度におけるプラズマの状態でのアドミッタンス比、下のスケールは 1,000km に対するそれである。

影響が強いため、適当なシースモデルによってプラズマの温度を求めることができる。ジャイロ共鳴は衝突周波数が無視できるときには、磁場の強さのみに依存する。

第 2 図は、平行平板プローブについてイオンシースの影響を入れて計算した結果 [7] を再録する。ジャイロ共鳴と、ハイブリッド共鳴の中間に現われている極大は、シース共鳴である。

3.3. 球型プローブ

ここでは同心球としてプローブをとりかこむイオンシースを仮定する。この場合シースの厚さを r_s とし、プローブの半径を r_0 とすれば (第 3 図参照) イオンシースの外側のプラ



第 3 図 球型プローブのイオンシースとそれをとりまくプラズマの関係

ズマ領域の容量 C_{s0} は

$$C_{s0} = C_{a0} \cdot \frac{S\sqrt{1-S/P}}{\tanh^{-1}\sqrt{1-S/P}} \quad (15)$$

ただし

$$C_{a0} = 4\pi\epsilon_0(r_0 + r_s)$$

であり、これは半径 $(r_0 + r_s)$ の球の真空中での容量となる。

電子の平均ジャイロ半径より十分小さいときには、電界の方向はほぼ半径ベクトルと一致し、イオンシース領域の容量は

$$C_{ss} = C_{s0} \left(\frac{2}{3} S_s + \frac{1}{3} P_s \right) \quad (16)$$

となる [11]。ただし C_{s0} は

$$C_{s0} = 4\pi E_0 (r_s + r_0) \cdot (r_0 / r_s)$$

であり、これはシース領域が真空になった場合の容量である。また S_s および P_s は (5), (6) で、電子のみを問題にすると Π_e を Π_{se} で置きかえることによって得られるが

$$\Pi_{se} = \Pi_e \exp(-eV/kT) \quad (17)$$

なる関係で結ばれる。ここに V はプローブの導体球の電位であり、 kT は電子のランダム運動のエネルギーである。

プローブ全体のアドミッタンスは、したがって (10) 式において

$$A_a = i\omega C_{sa}, \quad A_s = i\omega C_{ss}$$

とおくことによって求められる。この結果 $f = f_H$ および $f = \sqrt{f_H^2 + f_p^2}$, (ただし $f_H = \Omega_e/2\pi$, $f_p = \Pi_e/2\pi$) でそれぞれジャイロ共鳴、およびハイブリッド共鳴が観測されることが結論される。シース共鳴は多少複雑な表式になるが、 $C_{sa} + C_{ss} = 0$ より求められる。これはジャイロ周波数ハイブリッド周波数の間にくる。

3.4. 短かい円筒プローブ

波長に比して短かい円筒プローブに適用できる理論は Kaiser[12] および Balmain[13] 等により均質プラズマに関して求められている。Balmain によってあたえられている理論式は

$$C_{ca} = \frac{2\pi E_0 L S \sqrt{F}}{\alpha} \left[\ln \frac{L}{\rho_s} - 1 - \ln \frac{\alpha + \sqrt{F}}{2F} \right] \quad (18)$$

ただし L は円筒の長さであり、 ρ_s はプローブと同心円筒シースの半径である。ここで

$$F = \sin \phi + \alpha^2 \cos^2 \phi \\ \alpha^2 = S/P$$

であって、 ϕ は円筒の軸と磁場ベクトルの方向とのなす角である。シースの厚さが薄い場合に球型プローブの場合と同じ仮定のもとに次のように求めた[11]。すなわち

$$C_{cs} = 2\pi E_0 L \left[S_s \cos^2 \phi + \frac{1}{2} (P_s + S_s) \sin^2 \phi \right] \ln(\rho_s/\rho_0) \quad (19)$$

であって、 ρ_0 は円筒型プローブの半径である。

(18), (19) 式を使って (10) 式から全体のアドミッタンスが得られる。共鳴の条件からこのプローブにおいても、 $f = f_H$, $f = \sqrt{f_p^2 + f_H^2}$ で、それぞれジャイロ共鳴およびハイブリッド共鳴が存在し、← また f_H と $\sqrt{f_p^2 + f_H^2}$ の間にシース共鳴が存在することが結論される。

3.5. 複合型プローブ

ロケット実験に際して実用型のもう一つは、複合型プローブである。これは球型プローブとそれをささえる比較的細い円筒状支持棒よりなる。いま $L \gg r_0 \gg \rho_0$ なる関係が満たされているとき、このプローブの容量 C_p は球と円筒の両者のプローブが並列に接続されているとしてよく

$$C_p = \frac{C_{sa} C_{ss}}{C_{sa} + C_{ss}} + \frac{C_{ca} C_{cs}}{C_{ca} + C_{cs}} \quad (20)$$

となる。(15), (16), (18) および (19) の各式を使って (20) 式に表わされた C_p の性質を調べると、 $f = f_H$, $f = \sqrt{f_p^2 + f_H^2}$ でそれぞれジャイロ共鳴、ハイブリッド共鳴を起こすこと

が結論される. なお円筒プローブの部分をプラズマ, あるいはイオンシースから隔離するとこの部分ではジャイロ共鳴が起こらないため, 球の場合の特性に漸近する.

4. 可聴周波帯におけるプラズマインピーダンス

イオンの動きが問題となるような AF まで周波数範囲を拡大するとさらに多くの興味ある問題がでてくる. まず平行平板の場合, イオンシースがないとすれば真空中の容量 C_0 との比は

$$C/C_0 = -X_e \cos^2 \theta \quad (\theta \neq 90^\circ) \quad (21)$$

となり, 電子の影響が大きく表われる.

磁場の方向と平板の方向が直角になる場合, すなわち $\theta=90^\circ$ の場合にはイオンの効果が表われる. 第 4 図はプロトンと電子のみを考慮して計算したものである. 二つの極少があるが高周波部のものは高部ハイブリッド共鳴 (Upper Hybrid Resonance) であり, 3 節でハイブリッド共鳴と呼んでいるものである. 低周波部のものは低部ハイブリッド共鳴 (Lower Hybrid Resonance) であり

$$\frac{1}{\omega_{LH}^2} = \frac{1}{\Omega_i^2 + \Pi_i^2} + \frac{1}{\Omega_e \Omega_e} \quad (22)$$

で表わされる.

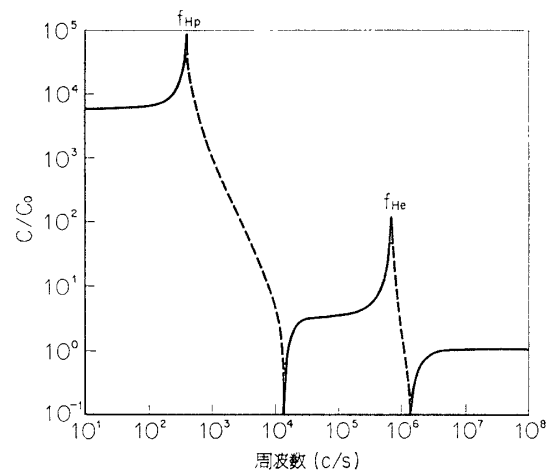
円筒, 球, いずれの場合も (15), (18) 式においてイオンの項を入れればよい. この場合, 磁場とプローブのなす角度に無関係に LHR (Lower Hybrid Resonance) とイオンジャイロ共鳴が得られる. その定性的な特性は第 4 図と類似したものであり, 各々の極大をあたえる周波数から粒子の種類がわかり, 極少をあたえる周波数からそれらの密度に関する情報が得られる.

5. 実験の総括

インピーダンスプローブによる実験は 1965 年 3 月を皮切りに現在 (1966 年 6 月) までに 4 回行なわれた. その中でプラズマ中でのインピーダンス変化に関して最も基本的な実証をするために, まず周波数を固定したインピーダンスプローブの実験をも計画していた. このプロジェクトに関する実験経過および将来の飛しょう実験計画を第 2 表に示してある.

初期に行なわれた L-3-3 号機ブースターによる実験では固定周波数によって基本性質の解明をめざしたが, プローブの突き出しに失敗した. K-8-12 号による最初の周波数掃引インピーダンス測定法も同様にプローブの突き出しに失敗している.

その後プローブの突出機構をガス噴出型からスプリング型に改良し, 2 回の成功をみてい

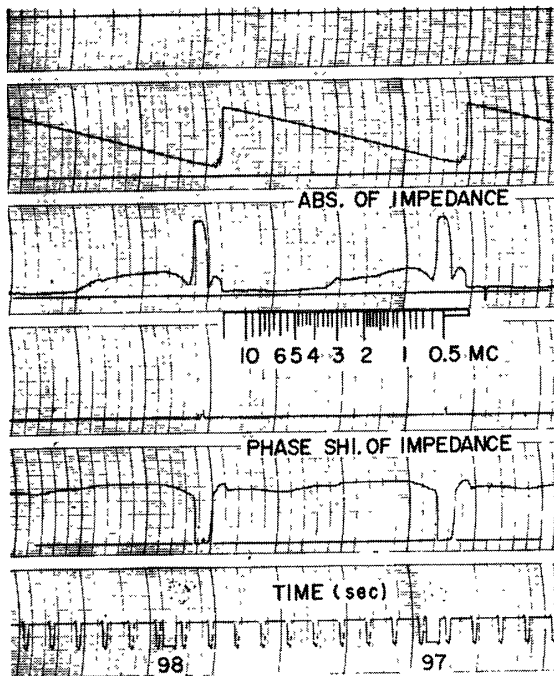


第 4 図 プロトンの存在を考慮した場合の平行平板プローブの容量, f_{He} は電子ジャイロの周波数であり, f_{HP} はプロトンのそれである周波数の高い方の極少は Upper Hybrid Resonance であり, 低い方の極少は Lower Hybrid Resonance である. $\theta=90^\circ$ で磁場方向と平板とは平行となる. 高度 1700km の場合の平均の密度を使っている.

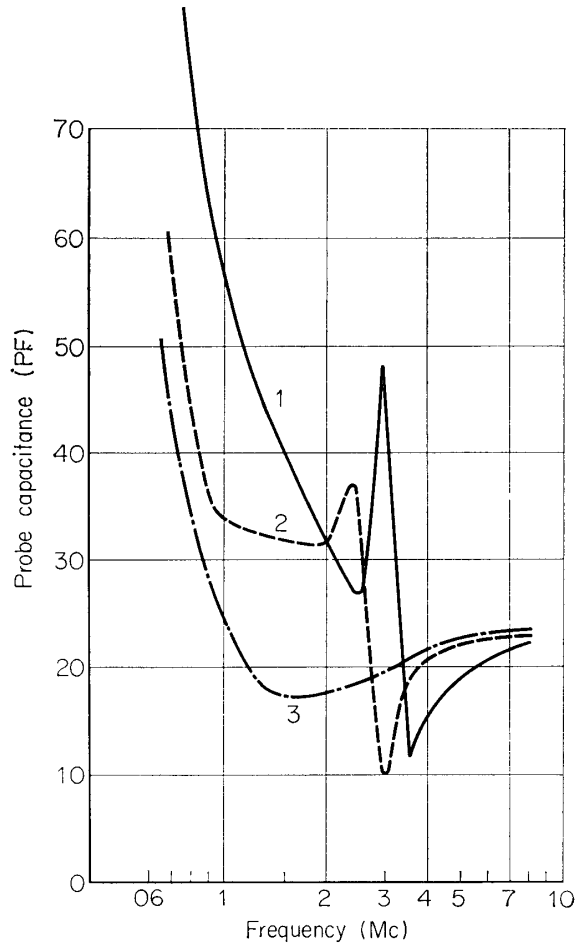
第2表 IPT Experiments in 1965 and 1966

Rockets	Experiments	Results	Cause of failure
(past)			Antennae were not stucked out.
L-3-3 (B)	Fixed Imp.	Failure	
K-8-12	Gyro Plasma P.	Failure	
K-9M-13	Gyro Plasma P.	Success	
K-9M-14	Fixed Imp.	Success	
(future)			
L-3H-2	Gyro plasma P. (wide band)		
K-9M-20	Gyro Plasma P. (with PWP)		
K-9M-21	Gyro Plasma P.		

IPT (Impedance Probe Technique) プロジェクト (PWP は Plasma Wave Probe であり, K-9M-20 においてはじめて実施される)



第5図 ジャイロプラズマプローブによる観測結果の一例。3.2Mc でシース共鳴が現われ、3.7Mc でハイブリッド共鳴(Upper Hybrid Resonance) が現われている。



第6図 電離層プラズマ中ではかられた容量変化の一例。1: 高度 160km で観測されたもの, 2: 高度 99km で観測されたもの, 3: 高度 73km で観測されたもの。各曲線の極大はシース共鳴であり極少はハイブリッド共鳴である。

る。1965年7月27日にはK-9M-13号機によりジャイロプラズマプローブの測定に成功し、ハイブリッド共鳴とシース共鳴を70~317kmにわたって観測し、電子密度を±3%以内の誤差で求めた。つづいて1965年10月4日にはK-9M-14号機で、固定周波数による実験を行ない、各共鳴現象の存在を確認した。

今後まず7月にはL-3H-2号機により2000km付近の高度まで電子密度を測定することはジャイロプラズマプローブの特長の一つである。周波数帯域をさらに拡張して広範囲の電子密度観測を可能にする。

さらに10月にはプラズマ波測定の一環に入って実験することになる。特にインピーダンス測定は超高層プラズマ中での電波、あるいはプラズマ波を受ける場合に不可欠であって、インピーダンスプローブの必要はこの方面にもある。

6. ジャイロプラズマプローブによる測定結果

1965年7月27日、12時10分に発射されたK-9M-13号機により70~317kmにわたるジャイロプラズマプローブのロケット観測に成功した。第5図はその実験で得られたデータの一例であり、発射後96.8秒から97.7秒間に得られたものである。600kc以下の極大は周波数変換器の特性により455kcの信号のもれによる。これは対数圧縮されているが、容量変化に換算した結果が第6図に示すものである。ここで3の曲線は電離層下部のもので、ハイブリッド周波数はほぼ f_H に接近し、しかも衝突回数が大きいためにレゾナンス点は非常にゆるやかになっている。1および2のデータは観測点の高度が上がり、電子衝突回数の低下によってシース共鳴、ハイブリッド共鳴が明瞭に現われている。測定装置のレベル調整が不適当であったため、ジャイロ共鳴のピークは検出されていない。

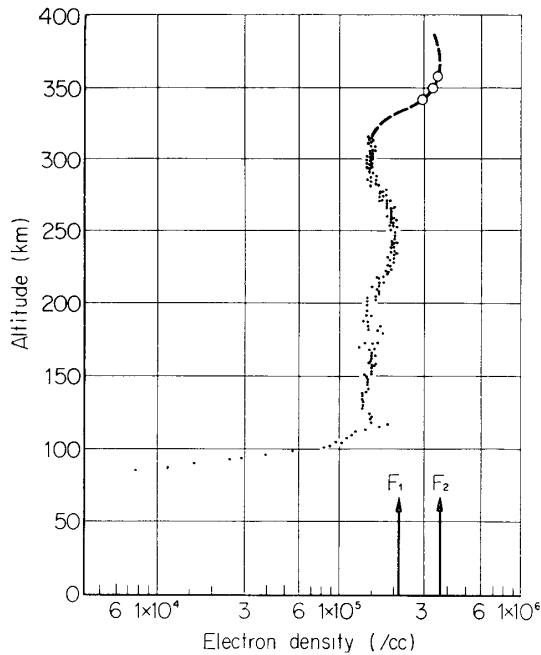
ハイブリッド周波数 $\sqrt{f_p^2 + f_H^2}$ から地球磁場の強度をあたえて f_H を求めたものとともに使って、電子密度を求めた。ロケットの上昇時に得られたものは第7図に示す点であり、下降時に得られたものが第8図の点である。

この実験における最少測定可能電子密度はD層で観測された $7.8 \times 10^3/\text{cm}^3$ であった。データの分散はきわめて少なくまた誤差は±3%以下と見積られる。ここで観測された電子密度分布の一例を概観すると、平均的な静穏日のD層[14]の5~6倍の電子密度となっている。100kmから300kmにわたっては電子密度は徐々に変化していつわかにE_s層の存在を示す。

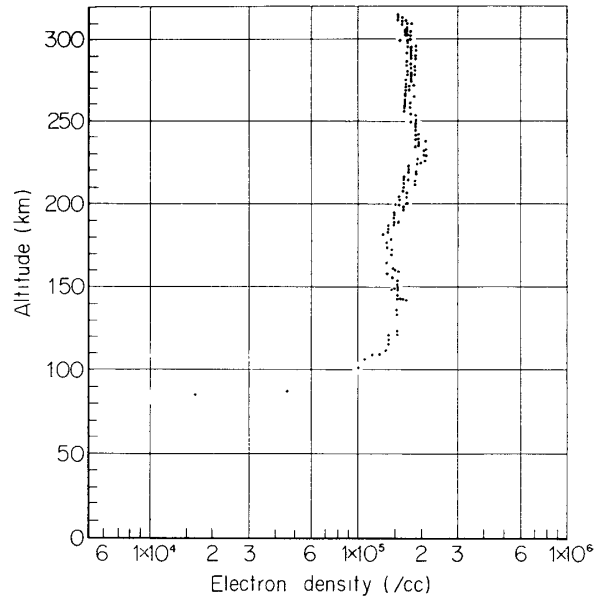
電子密度分布をロケット飛しょう時に内ノ浦で同時観測した電離層電波探測のデータと比較検討すると、全体に電波探測のエコーはきわめて弱く、D層における吸収を示しているがこれはロケット観測データの示すD層領域の比較的高い電子密度分布という事実と一致している。また電波探測の結果にも多少のスボラティックE層が認められた。

F₁層からのエコーはきわめて大きな電波伝ぱんの遅延を示しているが、これもF₁領域での電子密度分布の高度変化はきわめてゆるやかであったという観測事実を反映している。第7図の矢印が示すように電波探測から得られたF₁層の極大臨界周波数から求めた電子密度(図中矢印)とこのロケット観測から出たF₁Nmとはまったく一致している。

第7図の実線部分はロケット観測で得られた実際の電子密度分布をもとにJacksonの方法



第 7 図 1965 年 7 月 27 日 12 時 10 分に発射された K-9M-13 号機の上昇時に得られた電子密度。矢印 F_1 は電波探測 (アイオノグラム) F_1 の臨界周波数から得られた電子密度、実線はロケット観測をもとにして電波探測の結果から計算されたもの、矢印 F_2 は f_oF_2 から求めた電子密度



第 8 図 K-9M-13 号機下降時に得られた電子密度

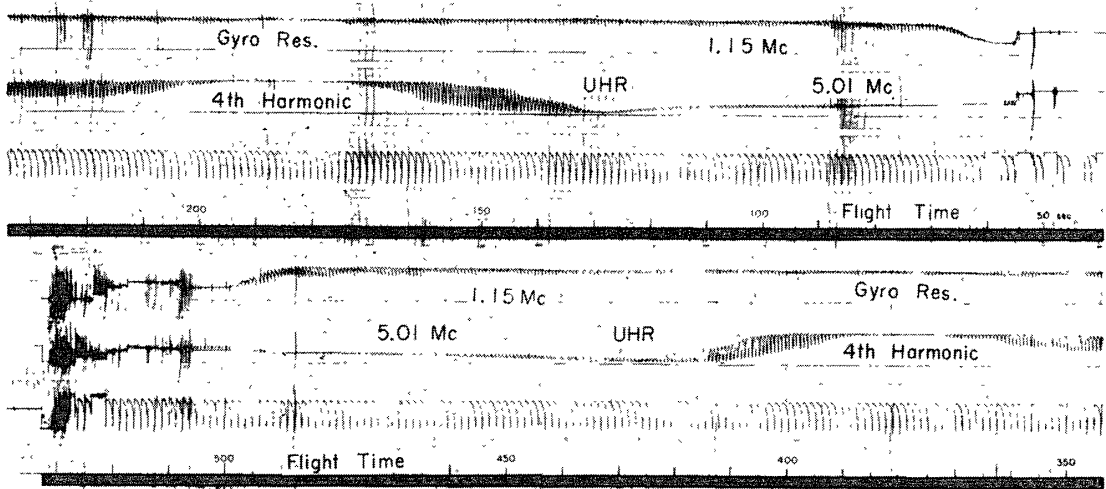
[15]を適用して電波探測エコーから算出された電子密度分布である。この場合に F_1 層と F_2 層の間に明確な電子密度分布の谷が認められる。

7. 固定周波数による共鳴現象の観測

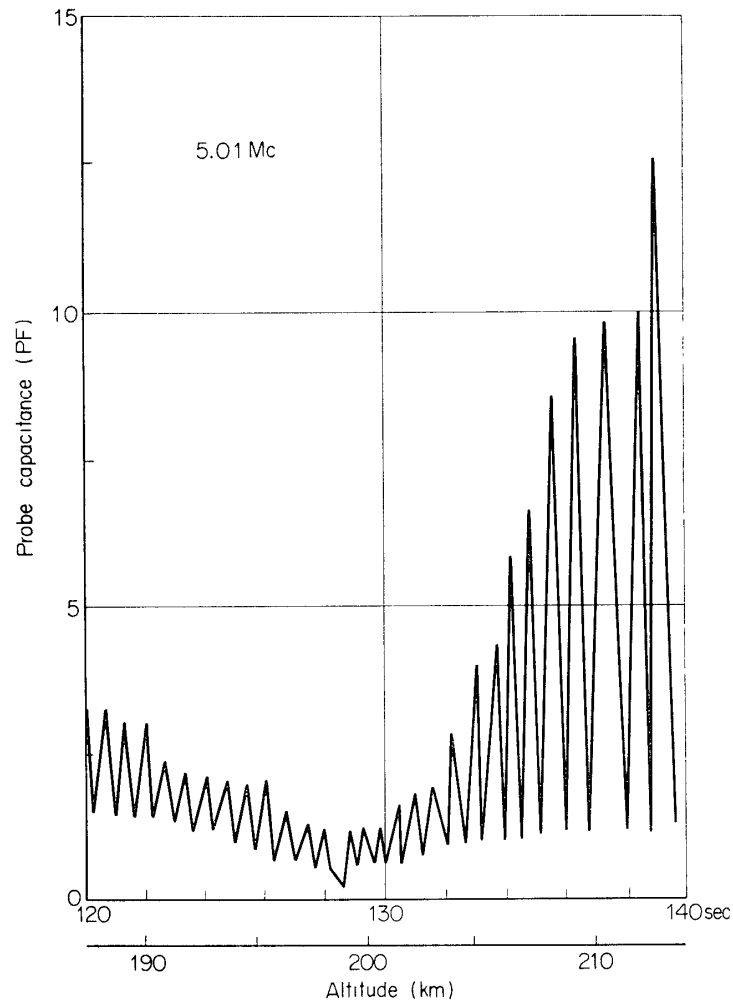
最初 L-3-3 号機ブースターを用いた基礎実験はアンテナ突出機構の欠陥から失敗に終わっていたが、改めて共鳴現象の再確認をするため K-9M-14 号ロケットによって実施した。これは波長に比して短い円筒プローブ (長さ 1.2m) のインピーダンスを二つの固定周波数 5.01 Mc および 1.15 Mc で測定した。測定装置についてはここではふれないが、ジャイロプラズマプローブの場合に比して、位相検出を行なわなかったこと、周波数が固定していたこと、プローブの平衡電圧を 1 sec で掃引したことが変わった点で測定の本質的な手法はジャイロプラズマプローブのものに類似していた。

データは 70 km から 295 km まで連続して得られ電子ジャイロ共鳴、ハイブリッド共鳴が観測された。またシースの構造を 1 sec で変形しているため定常な形では得られていないがシース共鳴も観測された。

第 9 図は飛しょう時に得られたデータであり、5.01 Mc および 1.15 Mc の各チャンネルでアンテナ突き出しから空気層再突入までの生の値を示している。全体の変化は頂点に関して対称な特性を示している。まず 5.01 Mc については、アンテナ突き出し直後の電子密度



第 9 図 K-9M-14 号機 (1965 年 10 月 4 日 12 時) により固定周波数インピーダンスプローブにより観測された結果

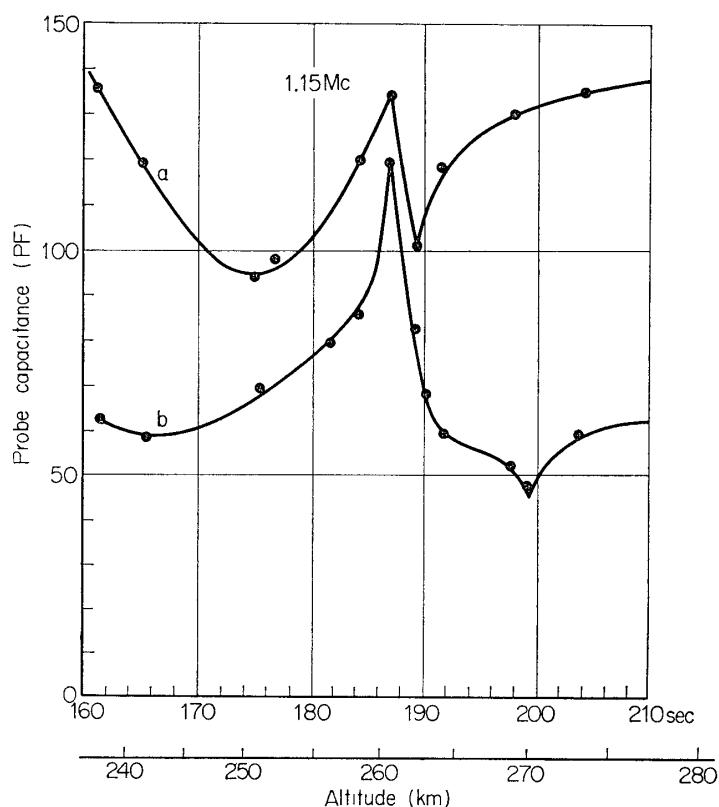


第 10 図 容量変化に換算された 5.01 Mc インピーダンス測定の結果
198 km のところに示される極少はハイブリッド共鳴の存在を示す.

のきわめてうすいところではほぼ真空中における容量を示すが、しだいに電子が濃厚になってくる影響を示し、空間の電子密度と磁場の強度からきまる UHR(Upper Hybrid Resonance) 周波数が 5.01 Mc になっている点で極少を示す。その後シース共鳴領域を通る。ここはシースの構造によりピークの値が大きく変化するところでプローブの平衡電圧(バイアス)を鋸歯状に変化させるのに追従している。その後飽和レベルに達する大きな信号が入っているが、これは 5.01 Mc の発振器の出力と 1.15 Mc によって励起されているジャイロ共鳴の第 4 高調波の作るビート周波数が 455 kc 帯に入るような条件で受信されたものである。下降時についてもまったく同様の現象をくりかえしている。

1.15 Mc のチャンネルについては、急激に飽和点に近づくなど大きなアドミッタンス上昇があり、ピーク付近の変動は明瞭にはでていないが、空間のジャイロ周波数が 1.15 Mc に一致する点でピークを示している。

以上の変化をよりくわしく検討すると、5.01 Mc の結果を容量変化に換算して第 10 図のようになる。198 km の点で示されている極少がハイブリッド共鳴(UHR)である。この付近では容量の変化は DC 電位にはまったく無関係でありロケットのスピニングによる磁場と方向変化にだけ依存している。しかも極少値においては磁場方向との角度変化にも無関係となり、理論的に予測されたハイブリッド共鳴の性質を実証している。



第111 図 容量変化に換算された 1.15 Mc インピーダンス測定の結果 262 km における極大はジャイロ共鳴の存在を示す。a) はスペースポテンシャルで得られたもの、b) はフローティングポテンシャルで得られたもの。

1. 15Mc のインピーダンス測定結果を容量に換算した一例を第 11 図に示すピークは 1. 15Mc が空間のジャイロ周波数に一致した点を示す. データの a) はプローブの DC 電位が空間電位に等しくされたときに得られたものであり, 一方 b) はフローディング電位に保たれたときに得られたものである.

8. 結 論

理論的に可能なかぎり完成した後, 最適な手法で観測し理論的内容を実証するという立場から, インピーダンスプローブによるロケットを用いた超高層プラズマ測定を推進してきた. そのためまず平行平板, 短い円筒, 球といった基本的な形に関してプラズマ中のインピーダンスの理論を展開した.

固定周波数の実験によって, 理論的に存在を予見されていた, ジャイロ共鳴, シース共鳴, ハイブリッド共鳴が確認された. 特にハイブリッド共鳴に関しては, それが起こる周波数が, イオンシースの存在, およびプローブの磁場方向となす角度に無関係であることが実証された.

プラズマインピーダンスの周波数特性を広帯域にわたって測定しうる新しいタイプのインピーダンスプローブとして, ジャイロプラズマプローブを開発したが, これによって測られたハイブリッド共鳴周波数のもつイオンシースの構造, プローブの姿勢に無関係な点を利用して $\pm 3\%$ 以内の精度で電離層微細構造測定が可能になった.

これらの実験は今後電離層, あるいは地球外気圏の電子密度測定に応用される. しかし目的はこれだけにとどまらず, むしろ超高層プラズマを実験場として, プラズマの諸物理現象の観測に際して一つのアプローチとなる.

1966 年 7 月 23 日

参 考 文 献

- [1] J. E. Jackson and J. A. Kane J Geophys Res, **64**, 1074 (1959)
- [2] O. C. Haycock and K. D. Baker Electronics, **34**, 88 (1961)
- [3] J. A. Kane, J. E. Jackson and H. A. Whale J Res. N. B. S., **66 D**, 641 (1962)
- [4] K. G. Jacobs and K. Rawer Space Research V, 706 (1964).
- [5] J. C. Ulwick, W. Pfister, O. C. Haycock and K. D. Baker Space Research V, 293 (1964).
- [6] T. H. Stix Theory of Plasma Waves, Mc Graw, Hill, New York (1962)
- [7] H. Oya Rep Ionos Space Res. Japan, **19**, 243 (1965)
- [8] R. S. Harp and F. W. Crawford Microwave Lab. Technical Rep Stanford University, Stanford Calif, No AF 33(611), 8121 (1964).
- [9] S. Miyazaki, K. Hirao, Y. Aono, K. Takayama, H. Ikegami and T. Ichimiya Rep. Ionos. and Space Res Japan, **14**, 148 (1960).
- [10] T. Dote and T. Ichimiya Proc. I E. E. E., **51**, 480 (1963)
- [11] H. Oya: Rep Ionos Space Res. Japan, (1966) to be published.
- [12] T. R. Kaiser Planet Space Sci., **9**, 639 (1962).
- [13] K. G. Blmain I E E. E., Trans, **AP-12**, 605 (1964).

- [14] J. S. Belrose. Electron Density Distribution in Ionosphere and Exosphere, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 41 (1964).
- [15] J. E. Jackson: J. Geophys. Res., **61**, 107 (1956).

質 疑 討 論

- 等松: イオンの lower hybrid Resonance が自然電波の妨害で Observable level 以下であったとのお話しであったが逆に自然電波はその周波数で Resonance 的スペクトルを持っているのか.
- 大家: 全体的に妨害電波は強かった. LHR (Lower Hybrid Resonance) がトラップされていないかぎり, 特別にエネルギーのピークがあるとはいきれない.
- 木村: 外部から入来するものについては, Electromagnetic wave と Electro-static wave の二つのモードがあるが, lower hybrid resonance 等が起こるのは前者で磁場に直角な伝播の場合である. 後者の E-S wave ではそのような resonance はない. ロケットで観測されたものはどうも E-S wave mode の方だと思われる. したがって resonance は現われない.
- 伊藤: ion による resonance が detect されなかったのは, resonance の frequency が ion-neutral の collision frequency より小さいために mask されたためではないのか.
- 大家: 理論的にはイオンとヘビー粒子との衝突を入れてみると電子対ヘビー粒子の衝突に対してプロトンで $1/40$ 以下であり, 高度の低いところでは mask される. しかし高いところでは collision による mask はない. 事実観測されたデータは全体にインピーダンス測定時の周波数スペクトルとはちがっていて, ほかの信号の妨害を考えるべきだ.