マイクロ波透過法によるプラズマ^{*} 密度測定における諸問題

谷 口 一 郎 (同志社大工)^{***}

磯 貝 武 (京 大 工)

清 野 武 (京 大 工)

§ 1 序

プラズマの密度をマイクロ波で測定する場合に、探針を用いて得た値との差が問題となつてゐる。しかもその差異は、電磁ホーンを用いて自由空間中で透過法によつて測定した場合に見られ、一方導波管中に放電管を入れて測定した場合には良く一致したと報告されている。⁽¹⁾ しかし実際の核融合炉などで行う密度測定には前者の透過法が必要であり、この差異は重要となる。結局この問題の焦点はつぎの三点にあると考えられる。

- 1) プラズマの密度変化
- 2) 電磁ホーンとプラズマの大きさの問題
- 3) 放電管の管壁の影響

実際にはこれらの問題点は同時に存在し、その複雑性を強めている。しかしその全体を統一して考察することは極めて難かしいので、本文では一応切離して個別に考察を加えてみた。

§ 2 密度変化の図題⁽²⁾

いま問題を一次元に限定し、プラズマの密度を N とすると、損失項を無視して電界 E を満足する方程式はつぎのように与えられる。

脚注 * (Some Problems in Measuring Electron Densities in Plasma by Microwave Transmission Method)

*** I. Taniguchi (Faculty of Engineering, Doshisha University, Kyoto)

T. Isogai, T. Kiyono (Faculty of Engineering, Kyoto University, Kyoto)

$$\frac{d^2 E}{dx^2} + k_0^2 \left\{ 1 - \frac{1}{\omega^2} \frac{4\pi N e^2}{m} \right\} E = 0 \quad (2-1)$$

ここで k_0 は真空中での位相定数、 m , e は電子の質量および電荷である。さらに密度分布としては二乗分布

$$N = \begin{cases} N_0 (1 - x^2/d^2) & |x| \leq d \\ 0 & |x| > d \end{cases} \quad (2-2)$$

を仮定しよう。たゞし $-d \leq x \leq d$ はプラズマの存在する領域を表わす。

(2-2) 式を (2-1) 式に入れ、

$$\left. \begin{aligned} \omega_p^2 &= 4\pi N e^2 / m, \quad \eta = (\omega_p / \omega)^2 \\ \alpha &= k_0^2 d^2 (1 - \eta), \quad \beta = k_0^2 d^2 \eta \\ \xi &= x/d \end{aligned} \right\} \quad (2-3)$$

とおくと (2-1) 式はつぎのようになる。

$$\frac{d^2 E}{d\xi^2} = -(\alpha + \beta \xi^2) E \quad (2-4)$$

上式を解くために、 $\xi=0$ における E の値を A , $dE/d\xi$ の値を B とすると、

$$E = A + B\xi + \frac{1}{2!} E_0^{(2)} \xi^2 + \dots + \frac{1}{n!} E_0^{(n)} \xi^n + \dots \quad (2-5)$$

となる。この $i=2$ 以上の $E_0^{(i)}$ の値は (2-4) 式を n 回微分して得た式

$$E_0^{(n+2)} + \alpha E_0^{(n)} + n(n-1)\beta E_0^{(n-2)} = 0 \quad (2-6)$$

によつて、 A および B の関数として計算される。したがつてこれらを整理すると

$$E = A \cdot f(\xi) + B \cdot g(\xi) \quad (2-7)$$

マイクロ波透過法によるプラズマ密度測定における諸問題

となり、EはA、Bの一次式で表わされる。ただし、

$$\begin{aligned}
 f(\xi) = & \cos(\sqrt{2\xi}) - \frac{2}{4!} \beta \xi^4 + \frac{14}{6!} a \beta \xi^6 + \frac{-44a^2\beta + 60\beta^2}{8!} \xi^8 \\
 & + \frac{100a^3\beta - 844a\beta^2}{10!} \xi^{10} + \frac{-190a^4\beta + 3804a^2\beta^2 - 540\beta^3}{12!} \xi^{12} + \dots \\
 g(\xi) = & \frac{1}{\sqrt{2}} \sin(\sqrt{2\xi}) - \frac{6}{5!} \beta \xi^5 + \frac{26}{7!} a \beta \xi^7 + \frac{-68a^2\beta + 252\beta^2}{9!} \xi^9 \\
 & + \frac{140a^3\beta - 2124a\beta^2}{11!} \xi^{11} + \frac{-250a^4\beta + 9604a^2\beta^2 - 27720\beta^3}{13!} \xi^{13} + \dots
 \end{aligned}$$

(2-8)

である。

(2-7)式を用い、さらに境界 $\xi = \pm 1$ において、Eおよびその微係数 $dE/d\xi$ が連続であるという条件を用いて、透過波 E_t および反射波 E_r の振巾および位相を計算するとつぎのようになる。

$$E_t = -E_i e^{2jk_0 d} \frac{j(a_1 a_4 - a_2 a_3)}{(a_1 a_2 - a_3 a_4) - j(a_2 a_3 + a_1 a_4)} \quad (2-9)$$

$$E_r = -E_i e^{2jk_0 d} \frac{a_1 a_2 + a_3 a_4}{(a_1 a_2 - a_3 a_4) - j(a_2 a_3 + a_1 a_4)} \quad (2-10)$$

ここで E_i は入射波の振巾を表わし、また

$$\begin{aligned}
 a_1 &= f(1) = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(2n)!} \frac{E_0^{(2n)}}{A} \\
 a_2 &= g(1) = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(2n+1)!} \frac{E_0^{(2n+1)}}{B} \\
 a_3 &= \frac{1}{k_0 d} f'(1) = \frac{1}{k_0 d} \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(2n-1)!} \frac{E_0^{(2n)}}{A} \right\} \\
 a_4 &= \frac{1}{k_0 d} g'(1) = \frac{1}{k_0 d} \left\{ 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(2n)!} \frac{E_0^{(2n+1)}}{B} \right\}
 \end{aligned}
 \tag{2-11}$$

である。

以上の式を用いて、プラズマが存在するときと存在せぬときの位相差は

$$\Delta\phi = 2k_0 d - \tan^{-1} \frac{a_1 a_2 - a_3 a_4}{a_1 a_4 + a_2 a_3}
 \tag{2-12}$$

で与えられる。

一方密度を等価的に一定 N_0' としたときの位相差は、その境界 ($x = \pm d$) において反射がないと仮定すると

$$\Delta\phi' = 2k_0 d \left\{ 1 - \sqrt{1 - \eta'} \right\}$$

$$\eta' = 4\pi N_0' e^2 / \omega^2 m
 \tag{2-13}$$

で与えられるが、(2-12)式と(2-13)式とを等しいと置いて得られる等価的な一定密度 N_0' と N_0 (これはプラズマの中心における最大密度) との比を求めたのがオ(2-1)図およびオ(2-2)図である。

マイクロ波透過法によるプラズマ密度測定における諸問題

才(2-1)図は $k_0 d$ を一定とし、(2-2)図は η を一定としている。どちらもほとんどの範囲で

$$N'_0/N_0 \approx 0.7 \quad (2-14)$$

が成立していることは注目されて良いと思われる。また図には参考のため、マイクロ波の反射波

と入射波の振巾の比をも記入した。

さらにこのような二乗分布について、通常良く用いられる積分式⁽³⁾

$$\Delta\phi'' = k_0 \left[2d - \int_{-d}^d \sqrt{1 - N/N_{co}} dx \right] \quad (2-15)$$

によつて計算すると、

$$\Delta\phi'' = k_0 d \left[1 - \frac{1-\eta}{2\sqrt{\eta}} \log \frac{1+\sqrt{\eta}}{1-\sqrt{\eta}} \right] \quad (2-15')$$

となるが、この $\Delta\phi''$ と(2-13)式の $\Delta\phi'$ を等しいとおいて、 $N'_0/N_0 = \eta'/\eta$ を計算すると

$$\frac{N'_0}{N_0} = \frac{2}{3} + \frac{1}{45} \eta + \frac{4}{315} \eta^2 + \dots \quad (2-16)$$

となり、 $\eta=0 \sim 1$ の範囲でほとんど0.7に等しくなる。

以上の結果をまとめると、一次元の場合でしかもこのような密度分布では、とくに

$$\eta < 0.5$$

において境界における反射は極めて少く、プラズマ中の各部分でマイクロ波に対する整合が良くとれていて、全体の位相差は各部の微少な位相差の和で表わされ、したがつて(2-15)式の積分式の使用も妥当であると考えられる。

(二乗分布以外の分布においても(2-6)、(2-11)式を用いて数値計算を行うことは容易である)

§ 3. 電磁ホーンとプラズマの大きさの問題

§ 2 の結論から、円筒状プラズマを中間に挟んで電磁ホーンによつてマイクロ波を送受した場合の移相特性は、原理的にはつぎのように計算すれば良いであろう。

すなわち(3-1)図に示すように、Huygens の原理を用いて、送信アンテナの一点Xから出て受信ホーンのY点に到達するマイクロ波の行路を計算し、これらをすべてのX点およびY点について合成すれば良い。⁽⁵⁾ しかしこの場合、密度変化をも考慮したのでは計算が難しくなるので、ここでは密度を等価的に一定とした場合の考察を行った。

マイクロ波透過法によるプラズマ密度測定における諸問題

オ(3-1)図

オ(3-1)図において、ホーンの距離を $2R$ 、プラズマの半径を r 、屈折率を $1/k$ 、ホーンの開口面の大きさを a とし、送信及び受信ホーンの開口面上の座標を X, Y としたとき、図の X と OP のなす角 α と、 $x = \overline{AX}$ 、 $y = \overline{BY}$ との間には近似的に

$$a = \frac{x+y}{2R\{1+m(k-1)\}}, \quad m = R/r \quad (3-1)$$

の関係が成立する。(ただし $a < 2r$ とする) この式によつて、 x, y を与えた場合の入射角 α が定まり、そのとき図示のマイクロ波の行路 ℓ_1, d, ℓ_2 はそれぞれ

$$\ell_1 = \overline{XP} \simeq \{R-r \cos(\varphi+r)\} \sec(\varphi-\alpha) \quad (3-2)$$

$$\ell_2 = \overline{P'Y} \simeq \{R-r \cos(2\delta'-\varphi-r)\} \sec(2\delta'-\delta-\varphi-\delta)$$

$$d = \overline{PP'} \simeq 2r \cos \delta'$$

と計算される。ここで $\varphi, r, \delta, \delta'$ はそれぞれ図に示す角である。つぎに

$$\Delta \ell_1 = \ell_1 - (R-r), \quad \Delta \ell_2 = \ell_2 - (R-r), \quad \Delta d = d - 2r \quad (3-3)$$

$$\Delta \ell = \Delta \ell_1 + \Delta \ell_2 + \frac{\Delta d}{K} \simeq A(x+y)^2 + B(x-y)^2 \quad (3-4)$$

ただし、

$$A = \frac{1}{4r} \cdot \frac{K-1}{1+m(K-1)} \quad B = \frac{1}{4rm} \quad (3-5)$$

とおくと、マイクロ波の全行路を真空中に換算した値は

$$\ell = \ell_1 + \ell_2 + \frac{d}{K} = 2(R-r) + \frac{2r}{K} + \Delta\ell \quad (3-6)$$

で与えられる。

しかるにこのオ一項とオ二項の和は、円筒状のプラズマの代りに厚さ $2r$ の平板状プラズマをホーンの中間に挿入した場合の行路に相当する。したがって、半径 r の円形断面を持つ密度一様なプラズマをその中間に入れたときの移相特性と、その代りに厚さ $2r$ の平板状プラズマを挿入したときの移相特性との差を計算するに当つては、上記の $\Delta\ell$ のみを問題とすれば良い。

さて送信ホーンの開口面上での電界強度を

$$E_A = E_0 \cos(\pi x/a) \quad (3-7)$$

と仮定する。また受信ホーンを受信能率も同様に $\cos(\pi y/b)$ に比例すると仮定すると、(b は受信ホーンの開口面の大きいさ) 受信ホーンで受信される有効電界強度はつぎのようになる。

$$E_B = E_0' \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} \cos(\pi x/a) \cos(\pi y/b) e^{-jk_0\{A(x+y)^2+B(x-y)^2\}} dx dy \quad (3-8)$$

通常 $a=b$ であり、また(3-5)式より $A < B$ であるから、(3-8)式で A を B で置換えたものを考え、これを E_B^* で表わすと、

$$E_B^* = E_0' \left[\int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \cos(\pi x/a) e^{-jk_0 \cdot 2Bx^2} dx \right]^2 \quad (3-9)$$

マイクロ波透過法によるプラズマ密度測定における諸問題

となるが、この E_B^* の偏角は必ず E_B の偏角よりも大であり、ゆえに(3-9)式によつて E_B^* を計算すれば、 E_B の偏角の上限を知ることができる。

したがつて、二つのホーンの中間に半径 r の円形断面を持つ密度一様なプラズマを入れたときの移相量と、その代りに厚さ $2r$ の平板状プラズマを入れたときの移相量との差の上限 $\delta\Delta\phi^*$ は

$$\delta\Delta\phi^* = 2 \left[\frac{\pi}{4} \zeta^2 - \tan^{-1} \frac{S[(\zeta+1/\zeta)/\sqrt{2}] - S[(\zeta-1/\zeta)/\sqrt{2}]}{C[(\zeta+1/\zeta)/\sqrt{2}] - C[(\zeta-1/\zeta)/\sqrt{2}]} \right] \quad (3-10)$$

で与えられると考へて良い。こゝで C , S はフレネル積分であり、また

$$\zeta = \sqrt{\lambda R} / a \quad (3-11)$$

である。ただし λ はマイクロ波の波長を示す。

才(3-2)図

$\delta\Delta\phi^*$ と ζ の関係を才(3-2)図に示す。この図によれば

$$\zeta > 1.5 \quad (3-12)$$

になれば、 $\delta\Delta\phi^*$ は0.1ラジアン以下となる。

以上の結果を導くに要した仮定は Huygens の原理と、対象とするプラズマが送信および受信ホーンを掩う程度に充分大きいこと、すなわち送信ホーンを出たマイクロ波がプラズマを通らずには受信ホーンに到達しないということであつた。ゆえにプラズマの大きさを一定とした場合、(3-12) 式の関係を充しながら送信および受信ホーンの大きさを次々に変化して行くと、ホーンの開口面の大きさがプラズマの大きさよりも小さくなれば、測定値は次々に真の値に接近することが予想される。

このことを実験的に証明するためには実際のプラズマを用いたのでは真の値との比較が困難であるため、以下に述べる実験においては、誘電率が1に極めて近い二種類のポリホームを円筒状に捲いたものを用いた。またこの実験ではホーンの開口面の大きさを変える代りに、ホーンは一定として、試料の直径を変化してある。

才(3-3)、才(3-4)図に測定結果を示す。測定波長は3cmで、ホーンの開口面の大きさはそれぞれ、7.5cm×6.0cm、5.3cm×4.2cmであつた。いずれの場合も試料の大きさがホーンの開口面の大きさを越えると、試料の見かけの誘電率が真の値(平板試料の値)に近づくことが認められよう。

才(3-3)図

才(3-4)図

マイクロ波透過法によるプラズマ密度測定における諸問題

§ 4. 放電管壁の影響⁽⁶⁾

通常プラズマは放電管内で作られ、したがってプラズマの密度をマイクロ波透過法で測定する場合には当然放電管の管壁の影響が考慮されねばならない。この影響を消去するために、ふつうは放電時と非放電時のマイクロ波移相量を測定し、その測定値の差をもつてプラズマ自体の移相量としている。しかしこの値が実際にプラズマが単独にある場合の移相量を与えるかどうかについては大いに疑問があると思われる。

すなわち § 2 で述べたように、プラズマがある程度の電子密度を有する場合でも、境界における密度変化の存在によつて、マイクロ波に対する反射は極めて小さいと考えられるのに、実際に円筒状放電管内のプラズマの移相量を前述の方法で測定するとかなりの反射を認めるのである。

オ(4-1)図

たとえばオ(4-1)図は蛍光灯プラズマの移相量を、送信ホーンからの距離を変化して測定したものであるが、図示のごとくかなりの変動が見られる。この現象は、ふつうの平板状誘電体をマイクロ波透過法で位置を変えてその誘電率を測定した場合に見られるもので、この振巾の大きさは試料の自由空間に対する不整合度の目安となる。⁽⁷⁾ したがってオ(4-1)図はこのようにして測定されたプラズマの見かけの反射がかなり大きいことを示している。

この点に関して、送信ホーンの手前で行った整合操作はほとんど意味を持たないと云つてよい。すなわち、このことはこの整合素子の手前で反射をなくするだけで、整合素子とホーンおよびホーンと放電管の間には移然として反射波が存在するのである。

われわれはこの問題を考察するために § 3 で用いたポリホームによつて、以下のような実験を

試みた。

1) 円筒状容器による実験

直径の異なる数種の円筒状ガラス管(肉厚は直径の大きなもので約2 mm、小さなもので1 mm)を用意し、この中に丁度滑合するようなポリホーム円塊の挿入時と非挿入時の移相量の差を測定し、これとポリホームのみの移相量との比較を行つた。

才(4-2) 図

才(4-2)図はその一例で、ホーンと容器との距離を変えて測定したものである。これを見るとポリホーム円塊のみの場合の変化は極めて小さく、移相量はほぼ一定であるのに対し、差引法による値からは相当大きい見かけ上の反射が現われている。しかもその平均値は必ずしもポリホームのみの場合と一致しない。

また才(4-3)図はガラス管の直径を種々変えて、差引法による移相量の平均値からポリホームの見かけの誘電率を計算した結果を示したものであり、さらに、才(4-4)図には見かけの移相量の真の移相量に対する誤差を百分率で示した。これらは円筒容器の影響が相当大きいことを示すものと云えよう。

マイクロ波透過法によるプラズマ密度測定における諸問題

2) 球状容器による実験

球状容器は最初、対象とするプラズマの大きさをできるだけ大きくしようという目的で考えたものであるが、実験の結果はこれが予想外に自由空間に対する整合が良く、したがって管壁の影響が少いものであることが判明した。

実験に供した容器はガラス製フラスコで、試料誘電体としてはヘキサンおよび四塩化炭素を用いた。

測定結果は才(4-5)図、才(4-6)図の通りである。才(4-5)図はホーン容器間の距離を変えて測定したもので、試料として用いた誘電体の誘電率が1に比べて大きく、したがってふつうでは相当大きな反射が予想されるにも拘らず、球状の誘電体(管壁をも含めて)の自由空間に対する整合が優れていることを示している。

また才(4-6)図は、容器の直径を変えて、ガラス容器に試料を充填した場合と、容器のみの場合の移相特性の差から見かけの誘電率を計算したものであるが、才(3-4)図のポリホーム単独の場合と同じく、誘電体の大きさがホーンの開口面の大きさより大きくなると、真の誘電率の値に近づくという結果を示している。

才(4-5)図

以上を綜合して、球状容器は円筒状容器に比してガラス管壁の影響が極めて小さいことが結論されるのである。

才(4-6)図

マイクロ波透過法によるプラズマ密度測定における諸問題

§ 5. 球状放電管による実験結果⁽⁸⁾

§ 4 で、ガラス管壁の影響については球状の放電管が優れていることが分つたので、これについてマイクロ波法と探針法による測定値の比較を行った。

オ(5-1)図は供試放電管で、直径1.2 cmの球状、アルゴン0.05 mmHgを封入し、可動円筒探針(タングステン線、直径0.25 mm、長さ5 mm)を備えている。なお回路には振動を防ぐため、とくにトランジスターを用いた定電流素子を挿入した。

オ(5-1)図

オ(5-2)図

才(5-3)図

才(5-2)図は探針の位置を半径方向に変化して測定した場合の探針電流の二乗値と、探針電位との関係を示すものである。電位の大きいところではほぼ直線関係を充し、これから一応軌道運動条件を満足しているものとして、電子密度およびプラズマ電位の計算を行つた。才(5-3)図はこのようにして得られた放電管内の径方向の電子密度分布である。また図には比較のため二乗分布をも記入した。

マイクロ波の波長は3cmで、ブリッジ回路によつて移相量を測定した。この場合も一応移動スクリーによつて非放電時に容器に対する整合をとつて行つたが、整合をとらぬ場合との比較検討の結果はほとんど変わらず、§4.の結論を裏書している。

才(5-4)図

才(5-4)図はホーンの間隔(約25cm)を一定とし、ホーンと放電管との距離を変えたもので、プラズマの見かけの移相量(放電時の値から非放電時の値を差引いたもの)がほとんど距離に無関係であることを示している。このことは、球状放電管では移相量の測定に対する管壁の影響が極めて小さいという§4.の結論を裏切らないものといえる。

マイクロ波透過法によるプラズマ密度測定における諸問題

またオ (5-5) 図は、プラズマの大きいさとホーンの大いさとの関係を見るために、プラズマの中心をホーンを結ぶ中心線から側方へ距離 x だけずらせて移相量を測定したものである。この場合、送受両ホーンはそれぞれ、大一大、小一大、小一小の三通りの組合せで行っている。大きなホーンは $7.5 \text{ cm} \times 6.0 \text{ cm}$ 、小さなホーンで $5.3 \text{ cm} \times 4.2 \text{ cm}$ の口径を持ち、したがってその対角線の大いさはそれぞれ約 10 cm および 7 cm である。ゆえにこれらはプラズマの直径 11 cm よりは小さく、§ 3 の結論によると、プラズマをホーンを結ぶ中心線上で測定する限り、前述の

ホーンの三通りの組合せに対して同じ移相量を与えることが期待され、実験もこれを証明している。

しかしながら、図に示すようにプラズマを中心線から次オに側方へずらして行くと、§ 3 で行つた幾何光学的な考察からして、ホーン (大一大) の組合せにおいてはホーン (小一小) の組合せよりもその見かけの移相量が早く減少することが考えられ、実験はこれらの事情をも良く示している。またこの図から、ホーンの口径がこれ以上大きくなれば、中心線上においても見かけの移相量が減少することが期待されよう。したがつてこの実験は、プラズマの大いさがホーンの大いさよりも大きければ移相量はホーンの大いさに無関係となり、平板近似が用いられるという § 3 の結論を実証したものと云える。

オ (5-6) 図は放電々流を $0.2 \sim 1.0 \text{ A}$ に変化した場合のマイクロ波法による電子密度と、探針による値との比較を示したものである。この計算では前述の電子密度分布 [オ (5-3) 図] を用いて、放電管の中心での電子密度に換算されている。ホーンの相違による差は殆んど見られず、また探針法による値とは放電々流の大きいところで幾分喰違いを生じているが、一応満足すべきものと云えよう。

才(5-6)図

§ 6. 結 論

以上の結果を総合すると

- 1) $\eta = (\omega_p / \omega)^2 < 0.5$ の程度では、プラズマ自体によるマイクロ波の反射は無視できる程小さく、したがって移相量から電子密度を計算するに当つては、(2-15)式の積分式が良い近似を与える。また密度分布として二乗特性が仮定できる場合には、移相量からプラズマの密度を一定と考えてその等価な電子密度 N_0' を計算し、これに因子 ($1/0.7$) を乗ずることによつて中心の最大電子密度 N_0 を求めることができる。
- 2) 電磁ホーンとプラズマの大きさの関係については、ホーンの距離を(3-13)式を充すようにとり、さらにホーンの開口面の大きさがプラズマの大きさと同等か、あるいはそれ以下であると平板近似が用いられる。
- 3) 円筒状放電管を使用する際には、そのガラス管壁の影響がかなり大きくなる。この点に関して、球状放電管ではその影響が極めて小さい。

マイクロ波透過法によるプラズマ密度測定における諸問題

またこれと関連して、実際の核融合炉でマイクロ波測定を行う場合には、測定上の立場からは、できるだけホーンを容器内に挿入することが望ましいと考えられる。

終りに、試作放電管の製作について非常にお世話になつた京都大学工学部板谷講師ならびに実験に協力された同志社大学工学部川村助手に深謝する次である。

参 考 文 献

- 1) 高山、大原、池上 核融合研究 Vol. 5 No. 2、 97 (1960)
- 2) 清野、谷口 昭和35年電気四学会連大予稿 57
- 3) C. B. Wharton IRE Trans NS-6 No. 3 20 Sept 1959
- 4) 清野、谷口、磯貝 昭和36年電気四学会連大予稿 107
- 5) S. A. Shelkunoff "Electro Magnetic Waves" 382
- 6) 清野、谷口、磯貝 昭和36年電気四学会連大予稿 105
- 7) C. G. Montgomery "Technique of Microwave Measurement" 599
- 8) 清野、谷口、磯貝 昭和36年電気関係学会関西支部連大予稿 24
- 9) 清野、谷口、磯貝 昭和37年電気四学会連大 投稿中