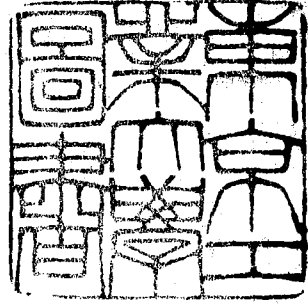


論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	電波ビームの電氣的走査に関する研究
Title(English)	
著者(和文)	後藤尚久
Author(English)	
出典(和文)	学位:工学博士, 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:甲第109号, 授与年月日:1964年3月26日, 学位の種別:課程博士, 審査員:関口 利男
Citation(English)	Degree:Doctor of Engineering, Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:甲第109号, Conferred date:1964/3/26, Degree Type:Course doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis



電波ビームの電氣的走査に関する研究

後藤尚久

東京工業大学 181328

中
17

目 次

第1章	序 言	1
第2章	フェライト内部の電磁界の一般論	5
2・1	フェライトのテンソル透磁率	5
2・2	フェライトの損失	8
2・3	フェライト内部の電磁界	9
2・4	フェライト装荷導波管内部の電磁界	11
第3章	フェライト装荷導波管の管内波長の測定法 とテンソル透磁率の測定	15
3・1	フェライト装荷導波管断面の電界分布	15
3・2	位相測定による管内波長の測定	20
3・3	誤差の検討	23
3・4	テンソル透磁率測定への応用	25
第4章	フェライト装荷導波管内部の電磁界	34
4・1	放射電波の走査方式	35
4・2	フェライトが導波管の中心にある場合	37
4・3	フェライトが導波管の管壁にある場合	43
4・4	任意の位置にフェライトを挿入した場合	46
4・5	フェライト装荷導波管の管内波長の測定	57
4・6	導波管断面の電界分布	64
4・7	電界分布の測定	79
4・8	管壁の電流	89
第5章	フェライトの損失と伝送損失	95
5・1	電力損失による減衰定数の解析	96
5・2	固有方程式による減衰定数の解析	103

5・3	フェライトの損失の測定	116
5・4	伝送損失の測定	119
※6章	走査アンテナ系の検討	127
6・1	伝送モードの選定と指向性	127
6・2	指向性の測定	134
※7章	設計	146
※8章	結言	151
附録		154
参考文献		160

第 1 章 序 言

近年の科学の進歩にともないあらゆる機器に高速度化、精密化が要求されている。電波工学の分野でも、たとえば高速度で進行する飛しょう体をレーダで捕えて追跡する場合には、レーダのアンテナは機械的走査方式より電氣的走査方式の方が高速度、精密という点ですぐれていることはあきらかである。

このように第 2 次大戦を通して開発されたレーダ装置のアンテナ系に対する現在の問題点は、(1) 高速で正確に走査すること、(2) 放射電力を大きくし、電波ビームの幅をせまくすること、である。これらの要求は互いに矛盾するものであって、(2) の要求を満足させるにはアンテナは大型にしなければならず、したがって機械的慣性の増加により高速度かつ正確な走査は困難になる。

さて、現在のようなアンテナの機械的な運動による走査方式ではなく、アンテナ系を固定して電氣的に電波ビームの方向を変える電氣的走査方式を用いれば前述した問題は解決される。すなわちアンテナ系の機械的運動は存在しないから大型になっても機械的慣性は問題にならなくなり、電氣的走査であるから高速度という点も満足される。

本研究に關係する従来の研究

電波ビームの電氣的走査方式は、空中線列の各素子を高速度でスイッチングする方式と移相器を用いる方式に大別される。前者は電氣的走査といっても同時に多方向に電波ビームを放射し、いわばドップラー効果による周波数のずれにより方向の情報を得るものであり^{(1),(2)} ひとつの電波ビームの方向を変える通常の意味の走査ではない。

後者の位相器を用いる方式は、空中線列の各素子を励振する位相を独立に変化する方式と、等間隔に放射器をもつ伝送線路の伝播定数を移相器で変えることにより各放射器を励振する位相を変化する方式があり、いわば並列方式と直列方式である。並列方式の代表的なものに矩形導波管の中心にフェライト棒を挿入しフェライトのファラデー効果を応用した移相器⁽³⁾を2個用いた電気走査アンテナが報告されているが⁽⁴⁾構造は非常に複雑である。直列方式には矩形導波管スロットアンテナに1枚のフェライト板を挿入し、伝播方向と直角に印加する直流磁界によって放射電波ビームを走査する方式が報告されているが⁽⁵⁾これは非可逆であり実験結果のみであって設計資料を得るような解析はなされていない。

並列方式に用いるファラデー効果を応用した移相器は可逆であるが、矩形導波管の断面の中心線に対して対称に2枚のフェライト板を挿入すれば直列方式に用いる移相器も可逆である⁽⁶⁾。この両方式の長短を比較すると、並列方式はフェライトの挿入損失は小さいが構造は複雑になり、直列方式は損失は大きいが構造は簡単である。後者の移相器を電波ビームの走査アンテナに用いる場合に重要である伝送損失および印加直流磁界に対する管内波長の変化等と導波管幅およびフェライトの挿入位置等の関係はこれまでに調べられていない。

本研究の目的および概要

導波管の断面の中心線に対して対称に2枚のフェライト板を挿入し、フェライトに印加する直流磁界によって導波管の管壁のスロットから放射される電波ビームを走査する直列方式について、フェライト装荷導波管の伝送損失や印加直流磁界に対する管内波長の変化等と、導波管幅やフェライトの挿入位置等との関係を調べるのが本研究の目的である。

第2章ではフェライト装荷導波管内部の電磁界をあらわす一般式を誘導し、第3章以下はこれらを用いて種々の解析を行う。第3章は位相測定による管内波長の新しい測定法による、これまでには困難であったフェライト装荷導波管の管内波長の測定について述べ、それを応用してフェライトのテンソル透磁率を測定した結果も述べる。第4章では導波管スロットアンテナの管内波長と指向性との関係を誘導し、さらに周波数やフェライトの挿入位置等をパラメータとして印加直流磁界に対するフェライト装荷導波管の管内波長を理論的に求め、第3章で述べる方法によって得た管内波長の測定値と比較する。この結果を用いてフェライト装荷導波管を励振する場合に重要である導波管断面の電界分布を求め実験値と比較する。また、放射電波の強さを調べるためにスロットを切る管壁の電流も求める。

第5章でフェライトの複素誘電率、複素テンソル透磁率に対するフェライト装荷導波管の減衰定数を解析するが、フェライトの電力損失を求めることによりフェライトを任意の位置に挿入した場合の減衰定数を与える。この結果とフェライトを特殊の位置に挿入した場合に固有方程式から得た減衰定数とを比較する。またフェライトの損失の測定値を用いて求めた理論値とフェライト装荷導波管の実測値とを比較する。第6章では第5章までに得られた結果を用いてフェライト装荷導波管を電波ビームの走査アンテナに用いる場合の注意すべき点を述べ、実際にスロットから電波を放射して指向性を測定し、理論値と比較する。第7章ではこれまでの解析結果をまとめて、電波ビームの走査アンテナの基礎的な設計方針について述べる。

このように矩形導波管の断面の中心線に対して対称に2枚のフェライト板を挿入したフェライト装荷導波管内部の電磁界を詳細

に解析することによって、この導波管をスロットアンテナとして電波ビームの走査アンテナに用いた場合の基礎的な設計資料を得ることができた。

第 2 章 フェライト内部の電磁界の一般論

フェライトに直流磁界を印加するとフェライトの電磁的性質はテンソル透磁率によってあらわされることはよく知られている。本章ではフェライト板を矩形導波管に装荷した場合にフェライト装荷導波管内部の電磁界の一般式を誘導し、後に続く各章ではこゝらをもとにして各種の解析を行う。

2.1 フェライトのテンソル透磁率

フェライトに直流磁界を印加して電磁界の中に置いた場合はフェライトの電磁的性質はテンソル透磁率といわれるもので代表されるのがよく知られている⁽⁷⁾。フェライトの磁氣的性質はフェライト内部のスピンのおよびその運動によって決定されるが、フェライト全体を大きなスピンを考え、その持つ磁気量を M とする。スピンの回転による角運動量 J は $J = M/\gamma$ によってあらわされ、 γ は磁気回転比といわれるものでその値は約 2.8 Mc/oersted である。いま外部磁界 H が印加されるとスピンはいわゆるコマの運動を行い、その運動方程式は次のようになる。

$$\frac{dM}{dt} = \gamma M \times H \quad (2-1)$$

さて、図 2-1 に示すように直流磁界 H_0 が y 方向に印加され、角周波数 ω のマイクロ波磁界が $x-z$ 面内に存在する場合 H は磁界 H_0 および磁気量 M は次のようにあらわすことができる。

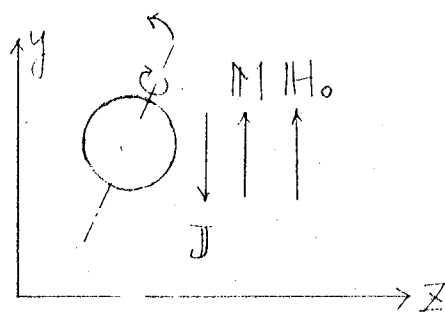


図 2-1 スピンの運動

$$H = i H_x + j H_y + k H_z$$

$$M = i M_x + j (M_y + M_0) + k M_z$$

ここで、 i, j, k は x, y, z 方向の単位ベクトル
 これを式(2-1)に代入して

$$\frac{dH}{dt} = j\omega H, \quad B = \mu_0 H + M = (\mu)H$$

なる関係式から得られる (μ) がフェライトのテンソル透磁率である。
 図2-1の座標系では (μ) は次のようになる。

$$(\mu) = \mu_0 \begin{pmatrix} \mu & 0 & jk \\ 0 & 1 & 0 \\ -jk & 0 & \mu \end{pmatrix} \quad (2-2)$$

ここで、

$$\begin{cases} \mu = 1 - \frac{p\sigma}{1-\sigma^2} \\ k = \frac{p}{1-\sigma^2} \end{cases} \quad \begin{cases} \sigma = \frac{-\gamma H_0}{\omega} \\ p = \frac{-\gamma M_0}{\omega \mu_0} \end{cases}$$

このようにテンソル透磁率の要素 μ, k は印加直流磁界 H_0 の関数であり、したがって印加直流磁界によってフェライトの磁気的性質を知ることができる。これがフェライトを用いる理由である。図2-2は式(2-2)を示す σ に対する μ, k の値であるが、実際は飽和磁界 $4\pi M_0$ が 800 Gauss, 実線は 1200 Gauss の場合である。このように、印加直流磁界（これは σ に比例する。）が増加すると μ は小さくなり、 k の絶対値は大きくなる。また、飽和磁界が大きくなると、印加直流磁界に対する μ, k の変化は大きくなる。印加直流磁界による μ, k の変化を利用する場合は飽和磁界は大きい方がよいが、一般に飽和磁界とともに次節で述べるフェライトの損失も大きくなるので簡単にはきめられない。

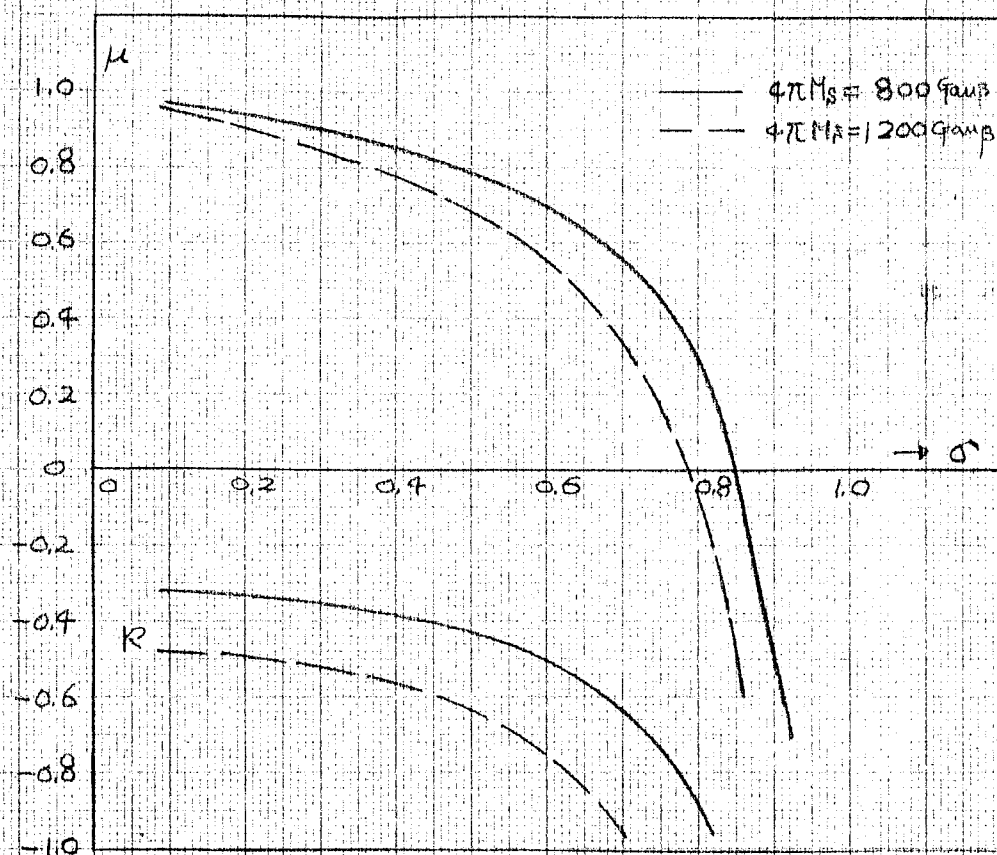


図 2.2 印加直流磁界に対するテンソル透磁率の要素

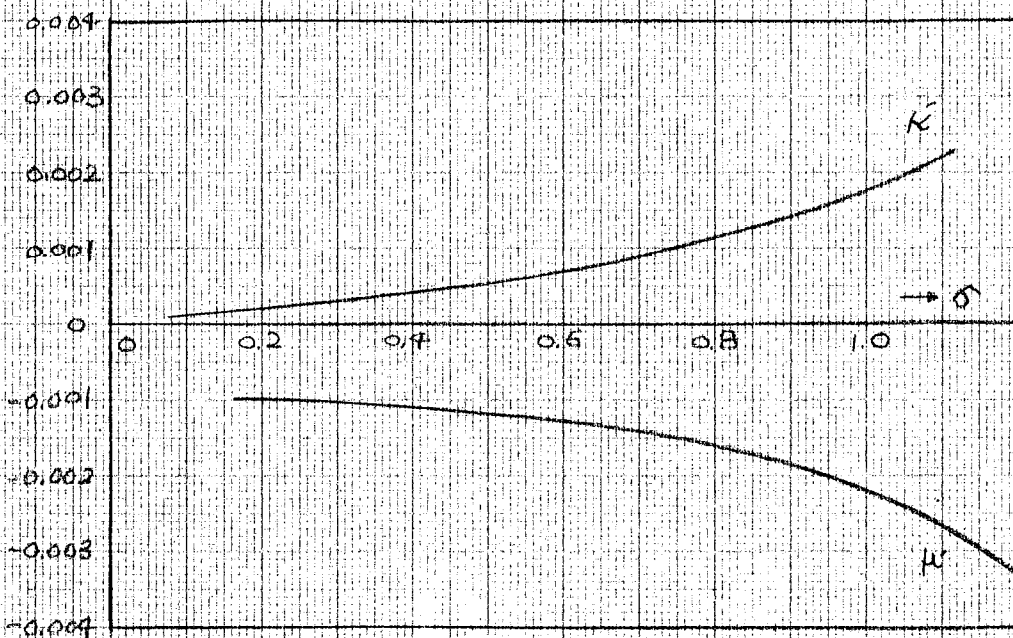


図 2.3 テンソル透磁率の損失項

2.2 フェライトの損失

2.1 で述べたことはフェライトに損失のない場合である。フェライト装荷導波管の管内波長や管内電磁界分布を解析するにあたっては近似的に式(2.2)に示すテンソル透磁率を用いてもよいが、フェライト装荷導波管の伝送損失を考慮する場合にはフェライトの損失が重要である。

フェライトの損失を考慮したスピンの運動方程式は式(2.1)に補正項を加えた次に示す Landau-Lifschitz の微分方程式がある。⁽²⁾

$$\frac{dM}{dt} = \gamma(M \times H) + \lambda(H - \frac{M \cdot H}{M^2} M) \quad (2.3)$$

2.1 で述べた方法と同様にしてテンソル透磁率を計算すると μ 、 k は複素数となつて次のようにならわすことができる。

$$\mu = 1 - \frac{p\sigma(1 + \frac{\sigma^2}{p^2}) + j\delta}{1 - \sigma^2(1 + \frac{\sigma^2}{p^2}) - j\frac{2\sigma\delta}{p}}$$

$$k = \frac{p}{1 - \sigma^2(1 + \frac{\sigma^2}{p^2}) - j\frac{2\sigma\delta}{p}}$$

$$\text{ここで, } \sigma = \frac{-\gamma H_0}{\omega}, \quad p = \frac{-\gamma M_0}{\omega \mu_0}, \quad \delta = \frac{\lambda}{\omega \mu_0}, \quad \lambda: \text{フェライトの定数}$$

一般に $(\delta/p)^2 \ll 1$ という関係にあるが上式を变形すると本報告以外では次のようにならわすことができる。

$$\begin{aligned} \mu &= \mu + j\mu', & \mu' &= -\frac{1 + \sigma^2}{(1 - \sigma^2)^2} \cdot \delta \\ k &= k + jk', & k' &= \frac{2\sigma}{(1 - \sigma^2)^2} \cdot \delta \end{aligned} \quad (2.4)$$

δ の値はフェライトの種類や周波数によって異なるが、マイクロ波帯では 0.01 以下である。たとえば $\delta = 0.004$ の場合に μ 、

β' と σ との関係を図 2.3 に示す。これらは σ とともに増加し、スピンの共振による吸収が起る σ の値のとき最大になる。本研究で対象にするフェライトの印加直交磁界の大きさは大体 $0.1 < \sigma < 0.6$ の範囲内にある。

2.3 フェライト内部の電磁界

フェライト内部を電磁波が伝播する場合にその電磁界はフェライトの定数によってどのように表わせるかを考える。マックスウェルの方程式で透磁率 μ の代りにテンソル透磁率 (μ) を用いて方程式を解けばその解がフェライト内部の電磁界をあらわす。

$$\begin{aligned} \text{rot } H &= j\omega D & D &= \epsilon_0 \epsilon_s E \\ \text{rot } E &= -j\omega B & B &= (\mu) H \end{aligned}$$

いま、図 2-1 に示すようにフェライトが y 方向に磁化され、フェライト内部の電界が y 成分のみとしかつ y 方向に変化しないものとするとき次の式が得られる。

$$E_x = E_z = \frac{\partial}{\partial y} = 0$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial x} = 0 \quad -\frac{\partial E_y}{\partial x} = -j\omega\mu_0 (\mu H_x + j\kappa H_z)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial x} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = j\omega\epsilon E_y \quad 0 = j\omega\mu_0 H_y$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = 0 \quad \frac{\partial E_y}{\partial x} = -j\omega\mu_0 (-j\kappa H_x + \mu H_z)$$

これらの関係式より、 E_y , H_x , H_z の関係を求めると次のようにあらわすことができる。

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} = -\beta_0^2 \mu_0 \epsilon_s E_y$$

$$H_x = \frac{1}{j\omega\mu_0\mu_e} \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} + j \frac{K}{\mu} \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \quad (2.5)$$

$$H_z = \frac{1}{j\omega\mu_0\mu_e} \left(j \frac{K}{\mu} \frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right)$$

ここで, $\beta_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$, λ : 自由空間波長, ϵ_s : フェライトの比誘電率
 $\mu_e = \frac{\mu^2 - K^2}{\mu}$ (フェライトの等価透磁率)

ここで, 電磁界は x 方向に伝播するとし, 伝播定数を β とするに
 $\frac{\partial}{\partial z} = -j\beta$ となつて電界 E_y の一般解が得られ, これより磁界を誘
 導することが出来る。後で述べる中空部の電磁界と区別するため
 にフェライト内部の電磁界に添字 f をつけて E_{fy} , H_{fx} , H_{fz} と
 するとそれは次のようにあらわすことが出来る。

$$E_{fy} = (A \sin k_f x + B \cos k_f x) e^{-j\beta z}$$

$$H_{fx} = -\frac{\beta}{\omega\mu_0\mu_e} \left\{ A \left(\sin k_f x - \frac{K}{\mu} \frac{k_f}{\beta} \cos k_f x \right) \right. \quad (2.6)$$

$$\left. + B \left(\cos k_f x + \frac{K}{\mu} \frac{k_f}{\beta} \sin k_f x \right) \right\} e^{-j\beta z}$$

$$H_{fz} = j \frac{k_f}{\omega\mu_0\mu_e} \left\{ A \left(\cos k_f x - \frac{K}{\mu} \frac{\beta}{k_f} \sin k_f x \right) \right.$$

$$\left. + B \left(-\sin k_f x - \frac{K}{\mu} \frac{\beta}{k_f} \cos k_f x \right) \right\} e^{-j\beta z}$$

$$\text{ここで, } k_f = \sqrt{\mu_e \epsilon - (\beta/\beta_0)^2}$$

A , B は積分定数で境界条件によって定められる。 μ_e はフェ
 ライトの等価透磁率といわれるもので伝播定数についてはフェライ
 トが比透磁率 μ_e の媒質と等価であることを示している。フェラ
 イトの異方性を示す項は K/μ でこれによって生ずる電磁界の成
 分は等方性の媒質では存在しない。式(2.2) から明らかたように
 印加直流磁界が零のときは $K/\mu = 0$ となりフェライトは等方性
 媒質となる。また印加直流磁界が反転したときは K/μ の符号も
 反転し (μ_e , μ は直流磁界の向きには関係しない。) 電磁界分布

は異なってくる。進行波と反射波は図 2.4 に示すように z 軸をそのまゝにして y 軸の向きを反転すれば全く同じ形式で記述できるから印加直流磁界を反転したとき、すなわち進行波の電磁界分布の記述中で K の符号を変えればそれが反射波の電磁界分布をあらわすことになる。 K の偶関数になっていない項は進行波と反射波では異なった量をあらわし、いわゆる非可逆性を示している。図 2.5 に、周波数 17000 Mc 、フェライトの飽和磁界が $800, 1200 \text{ Gauss}$ の場合に $\mu_e, K/\mu$ と σ との関係を示す。

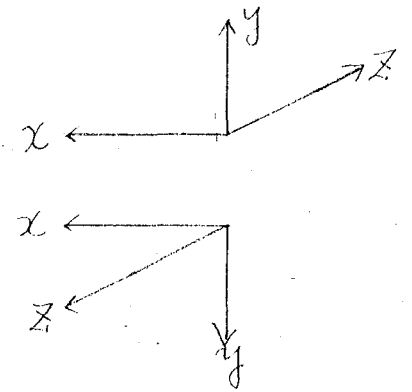


図 2.4 印加直流磁界の向きと進行波、反射波の向き

式 (2.4) にフェライトの定数として μ_e と K/μ が含まれているからこれらの量について考察するのは重要である。図 2.5 に示ると、 K/μ は σ とともに大きくなり、印加直流磁界が大きくなるにしたがって非可逆の成分は増加することを示している。また、印加直流磁界が大きい場合は μ_e は小さくなり、符号的に媒質の透磁率が小さいような電磁界分布を示す。この図からフェライトの飽和磁界が大きくなることは等価的に飽和磁界の小さいフェライトにより大きい直流磁界を印加したことに相当することがわかる。たとえば、飽和磁界 800 Gauss のフェライトで $\sigma = 0.5$ の場合は飽和磁界 1200 Gauss のフェライトの $\sigma = 0.2$ の場合に大体相当している。これはフェライトの印加直流磁界をパラメータとして電磁界を考察すればフェライトの飽和磁界の異なった場合の電磁界も大体予測できることを示している。

2.4 フェライト装荷導波管内部の電磁界

本節では図 2.6 に示すように導波管の片側にフェライト板を装

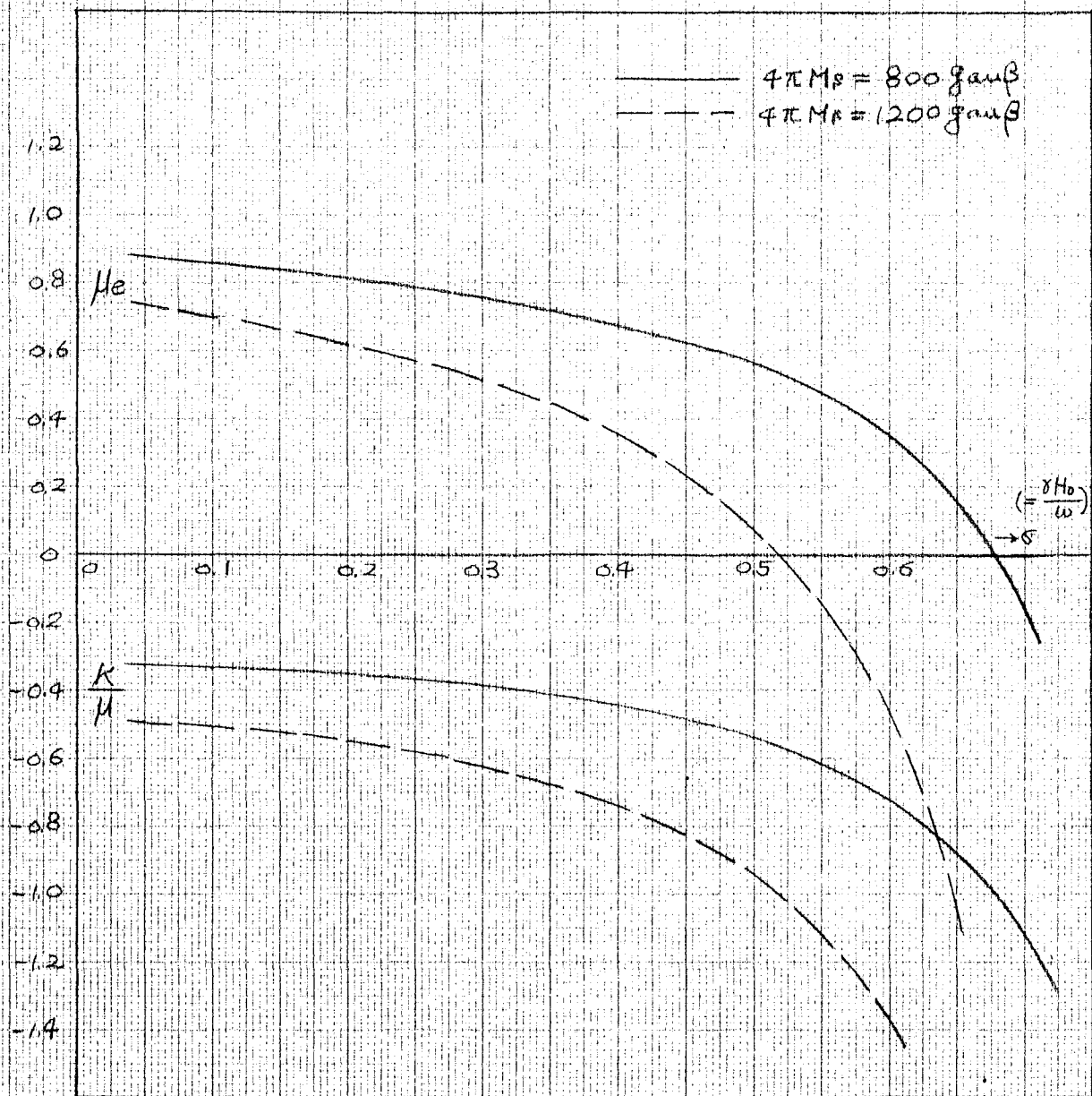


図 2.5 印加直流磁界とフェライトの定数

荷した場合に導波管内部の電磁界を解析する。(9) 導波管の管幅が a 、フェライト板の厚さを t とし、印加直流磁界は y 方向を向いている場合である。

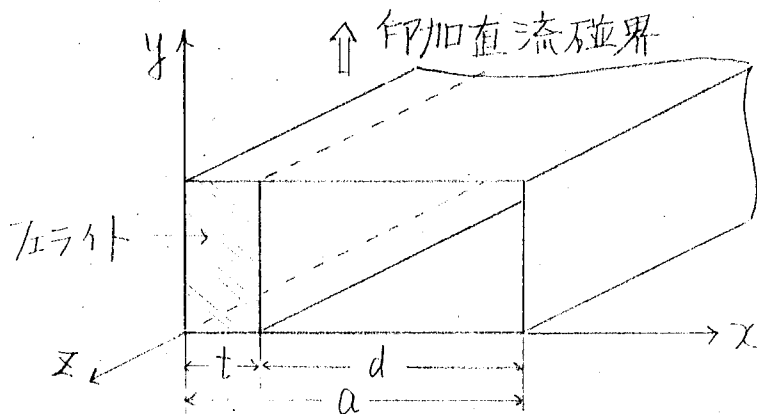


図 2-6
フェライト装荷導波管
とその座標系

このフェライト装荷導波管を TE モードで励振した場合には電界は y 成分のみで、かつ印加直流磁界も y 方向であるからフェライト内部の電磁界は式(2-6)であらわすことができる。中空部の電磁界はよく知られているように、

$$\begin{aligned} E_{ay} &= (C \sin ka x + D \cos ka x) e^{-j\beta z} \\ H_{ax} &= -\frac{\beta}{\omega \mu_0} (C \sin ka x + D \cos ka x) e^{-j\beta z} \\ H_{az} &= j \frac{ka}{\omega \mu_0} (C \cos ka x - D \sin ka x) e^{-j\beta z} \end{aligned} \quad (2.7)$$

ここで、 $ka = \sqrt{1 - (\beta/\beta_0)^2}$

とあらわすことができる。ここで、 A, B, C, D は積分定数であり、図 2-6 に示すフェライト装荷導波管の伝播モードは式(2-6), (2.7) に境界条件を適用してこれを求めることにより得られる。境界条件は次のようになる。

$$\begin{aligned} x=0 \text{ のとき } E_{fy} &= 0, & x=a \text{ のとき } E_{ay} &= 0 \\ x=t \text{ のとき } E_{fy} &= E_{ay}, & H_{fz} &= H_{az} \end{aligned}$$

これからまず $x=0, x=a$ における境界条件から次の式が得られる。すなわち式(2-6)より、

$$E_{1y} = E_1 \sin k_f x e^{-j\beta z}$$

$$H_{1x} = -\frac{\beta E_1}{\omega \mu_0 \mu_e} \left(\sin k_f x - \frac{\kappa}{\mu} \frac{k_f}{\beta} \cos k_f x \right) e^{-j\beta z}$$

$$H_{1z} = j \frac{\kappa E_1}{\omega \mu_0 \mu_e} \left(\cos k_f x - \frac{\kappa}{\mu} \frac{\beta}{k_f} \sin k_f x \right) e^{-j\beta z}$$

式(2.7)より

(2.8)

$$E_{2y} = E_2 \sin k_a (a-x) e^{-j\beta z}$$

$$H_{2x} = -\frac{\beta}{\omega \mu_0} E_2 \sin k_a (a-x) e^{-j\beta z}$$

$$H_{2z} = -j \frac{k_a}{\omega \mu_0} E_2 \cos k_a (a-x) e^{-j\beta z}$$

ここで未知な量は A, B, C, D に対応する積分定数 E_1 と E_2 および伝播定数 β であるが、残さぬ $x = t$ における境界条件から伝播定数を決定する固有方程が得られ次のようにあらわすことができる。

$$g(\theta) = \frac{\kappa}{\mu} \beta_0 t X - \frac{t}{d} \mu_e g(\theta_d) \quad (2.9)$$

$$\text{ここで, } g(\theta) = \frac{\theta}{\tan \theta}, \quad X = \frac{\beta}{\beta_0}$$

$$\theta = k_f t = \frac{2\pi t}{\lambda} \sqrt{\mu_e \epsilon_s - X^2}, \quad \theta_d = k_a d = \frac{\pi t}{\lambda} \sqrt{1 - X^2}$$

式(2.9)は X に関する超越方程式であるが、 X はフレライト誘荷導波管の伝播定数を自由空間の伝播定数で規格化したものであるから、その根 X を求めることにより β が得られる。式(2.9)は κ/μ に関して奇関数になっているから進行波と反射波の伝播定数は異なり導波管内の電磁界ばかりでなく伝播定数も非可逆である。また、 $x = t$ における境界条件から

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{\sin k_f t}{\sin k_a d} \quad (2.10)$$

であるから、 X が求まれば励振の強さによってきまる上側の積分定数を残して導波管内の電磁界はすべて求まる。

第 3 章 フェライト装荷導波管の管内波長の測定法 とテンソル透磁率の測定

中空導波管や等方性の誘電体等を装荷した導波管の管内波長の測定は終端を短絡した定在波測定法によって可能である。これは導波管内の伝播定数および電磁界分布が進行波と反射波では全く等しく、かつ導波管断面の電界の最大値、すなわち壁面電流を切らないように導波管軸方向に切るスロットの位置が測定条件によって変化しないためである。フェライト装荷導波管では進行波と反射波の電磁界分布は異なり、電界の最大値も印加直流磁界によって変化するため従来の方法による管内波長の測定は不可能である。本章では位相測定による管内波長の新しい測定法を述べ、それを応用したテンソル透磁率の測定およびその結果を述べる。

3.1 フェライト装荷導波管断面の電界分布

フェライト装荷導波管内の伝播モードが進行波と反射波では異なり、かつ、印加直流磁界の大きさによっても異なることを具体的に計算によって示すことが本節の目的である。図 2.6 に示すようにフェライト板を挿入した場合の電磁界をあらわす式は (2.8) で与えられる。固有方程式は式 (2.9) で与えられるが、これを次のように書き変える。

$$F(x) = g(\theta t) - \frac{k}{\mu} \beta_0 t X + \frac{t}{d} \mu_e g(\theta_d) \quad (3.1)$$

ここで、 θt , θ_d は X すなわち伝播定数の関数であるが、与えられたパラメータのとき $F(x)$ のグラフを X を変数として描き、 $F(x)$ が零になる X の値が式 (2.9) の解である。これは超越方程式 (2.9)

の数値解法である。たとえば、パラメタに次の値を選んだときの X に対する $F(X)$ のグラフを図3-1に示す。

周波数	7000 Mc
真波管の幅	$a = 34.85 \text{ mm}$ (7000 Mc 用)
フェライトの飽和磁界	800 Gauss
フェライトの厚さ	$t = 3.0 \text{ mm}$
管壁からの距離	$d = 31.85 \text{ mm}$
印加直流磁界	$\sigma = 0.1$ (250 Oersted F 相当)

フェライトの飽和磁界の大きさが 800 Gauss というのは比較的小さい方であるが TDK (東京電気化学(株)) の G₂₆ 材がこれに相当し損失は最も少ない。印加直流磁界の大きさとして $\sigma = 0.1$ という場合は式(2.2)から換算して、 $\gamma = 2.8 \text{ Me}/\text{oe}$, $\omega = 2\pi \times 7000 \text{ Mc}$ より

$$H_0 = \frac{\omega \sigma}{\gamma} = 250 \text{ oe}$$

となり印加直流磁界が 250 エルステッドであること F 相当し、 σ とともに比例して増加することは上の式から明らかである。また、図2-4で示したように進行波と反射波の伝播モードの相異は ν/μ の符号だけである。図3-1の実線は ν/μ の符号を反転した場合の $F(X)$ であり、反射波の固有方程式の根を与えるものである。 $F(X) = 0$ の根は進行波の場合と異なっており、進行波と反射波の伝播定数が異なることが理解される。

さて、図3-1は伝播モードが一種類しかないことを示している。すなわち $F(X_0) = 0$ とすると $X > X_0$ では $F(X)$ は単調増加関数であるから根は存在しない。また、 $X < X_0$ で根が存在しないことはこのようなパラメタのときには図2-6に示すフェライト装荷導波管には X の小さい、したがって管内波長の長い高次モードが伝播しないことを示している。

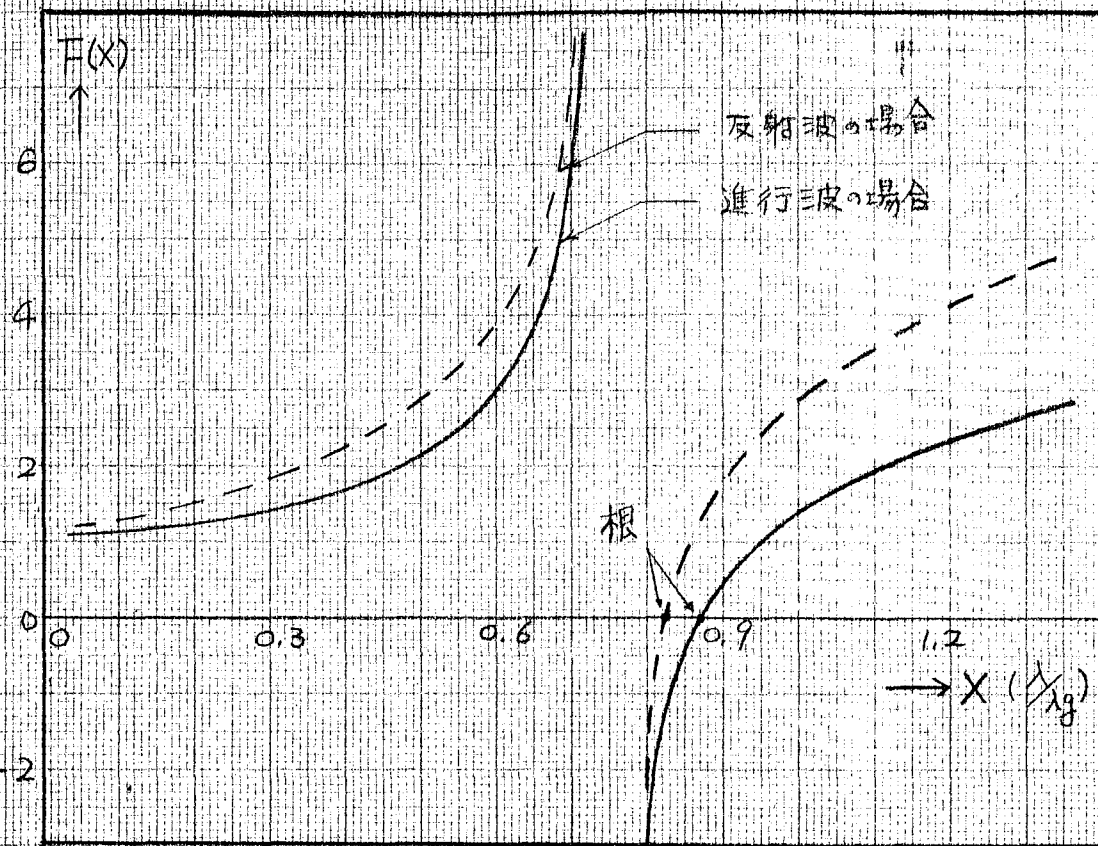


図 3.1 固有方程式の数値解法

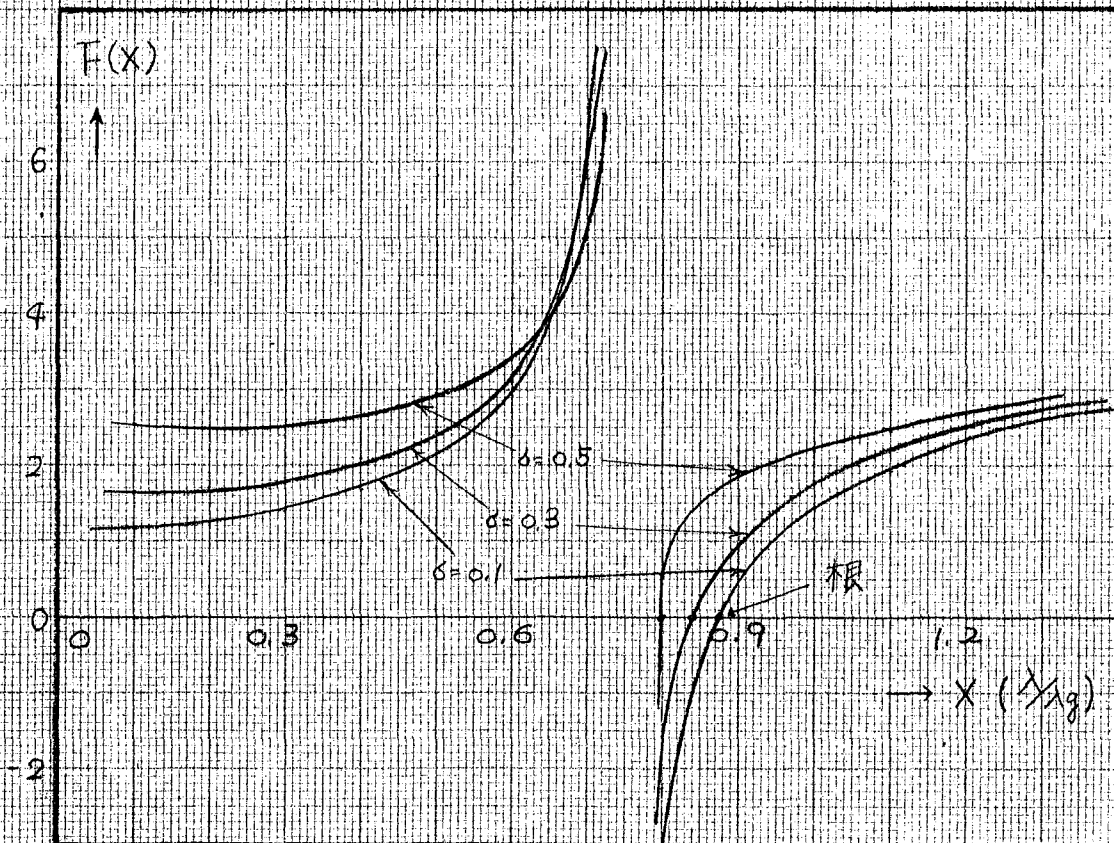


図 3.2 固有方程式の数値解法

次に印加直流磁界すなわち σ を変化し F とときの伝播定数をしらべる。 σ をパラメータにする場合は ϵ_0 R/μ を式(3.1)に代入して X に対する $F(X)$ のグラフを描きその根を求めれば印加直流磁界に対する管内波長の変化がわかる。図3.2は σ をパラメータとして X に対する $F(X)$ を示している。この図から印加直流磁界が増加すると根 X_0 の値は小さくなりしたがって管内波長は長くなることを示している。これは図2.5からわかるように、印加直流磁界の増加とともに等価透磁率 μ_e の値が小さくなるためにこのフェライト誘導波管が遮断状態に近づいてくることを示している。

さて、このようにして管内波長が求まると管内の電磁界分布は式(2.8)によって決定される。式(2.8)の k_x, k_y 等は X の関数であるから X で得られた根 X を(2.8)に代入すれば導波管断面の電界分布を求めることができる。フェライト部と中空部の電界の振幅の比は式(2-10)により得られるから導波管断面の電界は次のようにあらわすことができる。

$$E_y = \begin{cases} \sin k_f x & 0 \leq x \leq t \\ \frac{\sin k_f t}{\sin k_a d} \sin k_a (a-x) & t \leq x \leq a \end{cases} \quad (3.2)$$

印加直流磁界が小さい場合と大きい場合の電界分布を知るために、 $\sigma = 0.1$ および $\sigma = 0.5$ のときの電界を式(3.2)により数値計算した。結果を図3.3に示す。この図から電界分布は印加直流磁界によって変化し、 σ が大きくなるとフェライト内部の電界は小さくなることがわかる。定在波測定器には中空導波管を用いるが、管軸方向のスリットの位置は図3.4に示すように $H_x = 0$ の位置に切る。導波管の壁面電流は壁面上の磁界と直交しているから $H_x = 0$ ならば電流はスリットを切らない。図3.5は図3.3と同

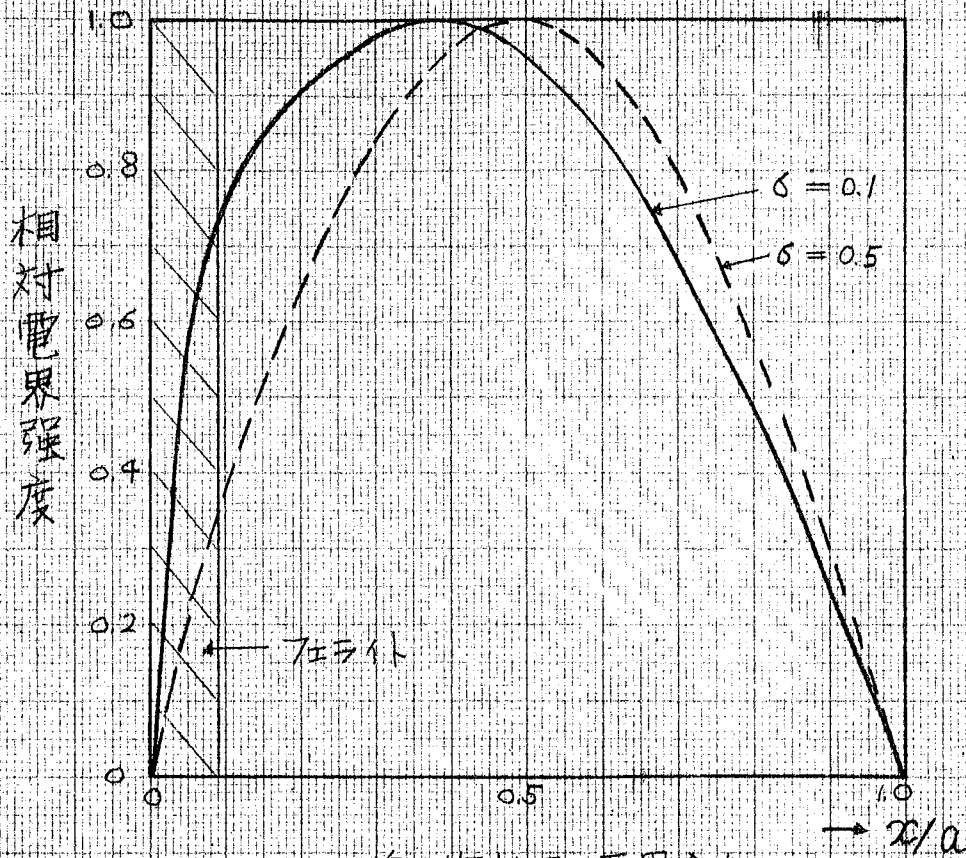


図 3.3 導波管断面の電界分布

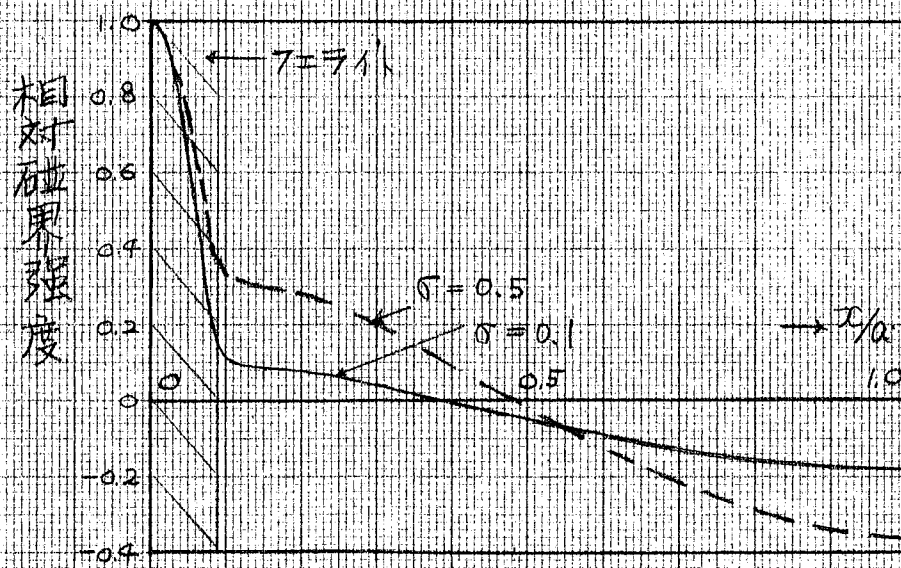


図 3.5 導波管断面の磁界分布

ビパラメタの場合に磁界の管軸方向の成分 H_z を式 (2.8) より数値計算した結果である。 $H_z = 0$ の位置は印加直流磁界によっておづか変化するが、スリットから電波を放射させないために、この磁界とともにスリットを移動させることは実際上不可能であり、また、前にも述べたように進行波と反射波の管内波長が異なる場合もあるから定在波測定によって管内波長を測定することはできない。

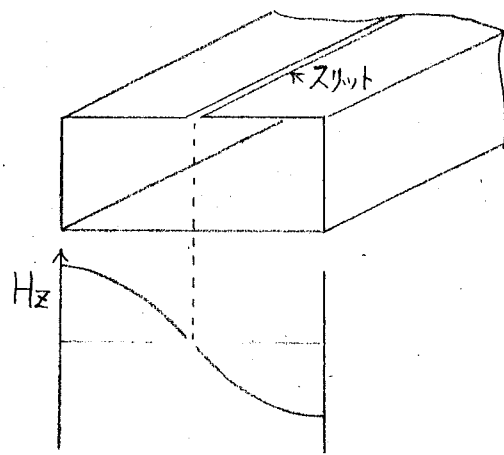


図3.4 管壁電流とスリット

3.2 位相測定による管内波長の測定

前節で述べたようにフェライト誘導波管の印加直流磁界を変化しても放射の起らないようにスリットを切ることは不可能であるが、小さい穴だけならば放射は起らず、また導波管内部の電磁界をみだすことも少ない。そこで、フェライト誘導波管の片面に特定の間隔で4個の小さい穴をあけ、その位置の電界をピックアップして相互間の位置を比較することによって管内波長を知る方法を述べる⁽¹⁰⁾

図3.6は測定原理を説明するための図である。この導波管は管

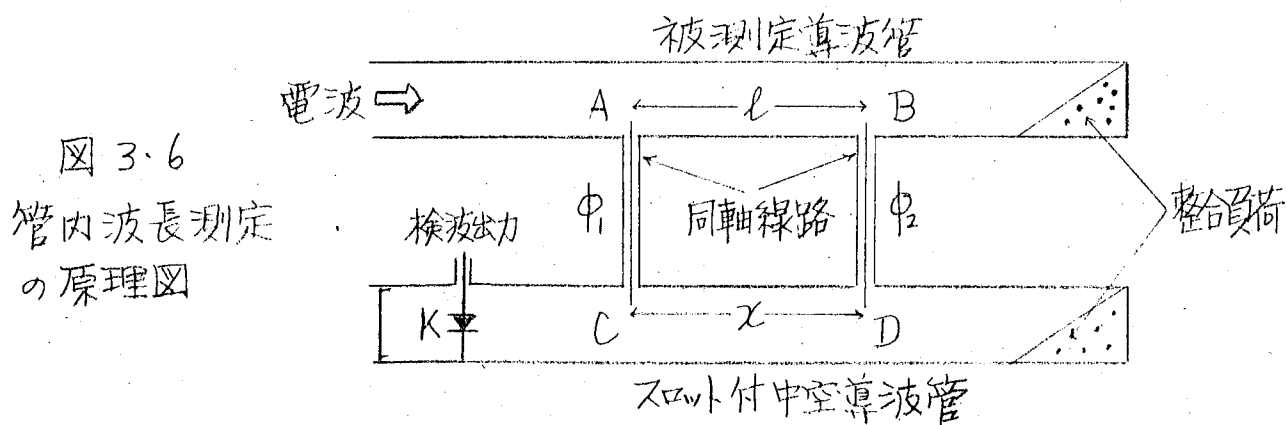


図3.6
管内波長測定
の原理図

内波長を測定しようとする導波管で片面の管壁のA点とB点に小さい穴があげられている。下の導波管はスロット付中空導波管でC, D点のいずれか一方は固定し、他方はスロットに従って移動できるようにになっている。AB間はあらかじめきめられた特定の間隔でこれを l_n とする。同軸線路でマイクロ波電力を誘導して下の導波管を励振する。CD間の距離は任意に変えられるが、検波出力が最小になるCD間の距離を λ_n とする。上の導波管からマイクロ波電力が入ってきて検波器Kまで達するにはA→C→KおよびA→B→D→C→Kの二通りの経路がある。ここで、

λ_g : 測定しようとする管内波長

E : A点の電界強度

ϕ_1 : 同軸線路1の遅延位相角

ϕ_2 : 同軸線路2の遅延位相角

λ_{g0} : スロット付中空導波管の管内波長

とする。同軸線路はA, B点でそれぞれその点の電界強度に比例した電界をピックアップし、C, D点ではそれぞれの電界に比例した電界を再びスロット付中空導波管に励振するが、ここでは振幅の比例定数を無視して考えると次のようにあらわすことができる。

$$\text{B点の電界} \quad E e^{-j \frac{2\pi l_n}{\lambda_g}}$$

$$\text{D点の電界} \quad E e^{-j \left(\frac{2\pi l_n}{\lambda_g} + \phi_2 \right)}$$

$$\text{A} \rightarrow \text{B} \rightarrow \text{D} \rightarrow \text{C} \quad E e^{-j \left(\frac{2\pi l_n}{\lambda_g} + \phi_2 + \frac{2\pi \lambda_n}{\lambda_{g0}} \right)}$$

の経路を経た電界

$$\text{A} \rightarrow \text{C} \quad E e^{-j \phi_1}$$

の経路を経た電界

C点から検波器Kの方向に進行する電波は2種の経路を経た電波の和であるからその電界を E_K とすると次のようになる。

$$E_K = E \left\{ e^{-j \left(\frac{2\pi l_n}{\lambda_g} + \phi_2 + \frac{2\pi \lambda_n}{\lambda_{g0}} \right)} + e^{-j \phi_1} \right\}$$

C, D 突で励振する電界がともに均しい場合は検波出力は零になるから次の式が成立する。

$$\frac{2\pi l_n}{\lambda_g} + \frac{2\pi x_n}{\lambda_{g0}} + \phi_2 - \phi_1 = (2m_n + 1)\pi, \quad m_n: \text{任意の整数} \quad (3.3)$$

管内波長を測定しようとする導波管に4個穴をあけて、3個の l_n に対して同様に l_n と x_n の関係を求めると $n = 1, 2, 3$ として同様の式が3個成立する。ここで、同軸線路の長さの差によって生ずる位相差の項である $\phi_2 - \phi_1$ を消去すると次の式が成立する。

$$\frac{l_3 - l_1}{\lambda_g} + \frac{x_3 - x_1}{\lambda_{g0}} = p \quad (3.4)$$

$$\frac{l_2 - l_1}{\lambda_g} + \frac{x_2 - x_1}{\lambda_{g0}} = q \quad (3.5)$$

ここで、 p, q は $p = m_3 - m_1, q = m_2 - m_1$ であり任意の整数をあらわしている。 l_1, l_2, l_3 はあらかじめ与える数値であり、 λ_{g0} は実験周波数とスロット付中空導波管の管幅によってきまる。 x_1, x_2, x_3 を実験によって求めると式(3.4), (3.5)における未知数は λ_g, p, q である。ここで、式(3.4)で p は任意の整数を代入すると p に対応する λ_g の値がディスプレイに決定される。同様にして式(3.5)でも整数 q に対応する λ_g の値がディスプレイにきまる。これらの λ_g の2組のグループのうちで値の一致する λ_g が真の λ_g であり、実験により一意的に求めることができる。また、両式で得られる λ_g のグループが一致するものがない場合は実験の誤りであることを示しており、一致する度合は実験の精度を示すことになる。

さて、この測定法によるとプロローブのさし変えを3度やらなければならずかなりめんどうであるが、印加直流電界がある値のとき管内波長を測定し、印加直流電界の変化に対する管内波長の

変化を測定する場合には非常に簡単である。ある印加直流磁界のときに l_1, x_1 で検波出力が零になっていたとすると管内波長 λ_g は式(3.3)を満足している(ただし $n=1$ とする)。次に印加直流磁界が少し変化したために $\lambda_g \rightarrow \lambda_g + \Delta\lambda_g$ となり、検波出力を零にする x_1 の値も $x_1 \rightarrow x_1 + \Delta x$ になったとする。管内波長の変化はあづかであるから図3.6のAB間に存在する波の数は変化しない。したがって式(3.3)で m_1 は変化しないから、印加直流磁界を変化する前と後でそれぞれ式(3.3)に対応する式が成立するがこれらの差をとると次の式が成立する。

$$\lambda_g' = \lambda_g + \Delta\lambda_g = \frac{1}{\frac{1}{\lambda_g} - \frac{\Delta x}{l_1 \lambda_{g0}}} \quad (3.6)$$

このように、検波出力を零にする x_n の変化 Δx だけを測定すれば管内波長の変化 λ_g' は簡単に測定することが出来る。後で述べるように、本論文の場合には印加直流磁界に対する管内波長の変化が重要な意味をもつのでここに述べた測定法は適している。また次節に述べるように l_1, l_2, l_3 を適当に選ぶことにより実験の精度をあげる事が出来る。

3.3 誤差の検討

前節で述べた測定法の大きな欠点はプローブをさしかえることにある。スロットを切ることなく管内波長の測定が可能である理由は前節の諸式からわかるように、被測定導波管の3個の異なった距離(l_1, l_2, l_3)の位相を測定することによって未知数である同軸線路の遅延位相角と被測定導波管のプローブ間(AB間)に存在する波の数を消去することにある。したがってプローブのさしかえはこの測定法では本質的なものであるが、このさしかえによって式(3.3)における $\phi_2 - \phi_1$ を一定に保つことは困難である。

プローブの間隔を l_1 として測定した後、プローブを移動させ、その間隔を l_2, l_3 にして測定するが、プローブの移動にともなう同軸線路の位相角にそれぞれ $\Delta\phi_2, \Delta\phi_3$ だけの誤差が生じたとする。式 (3.4), (3.5) に相当する式は次のようになる。

$$\frac{l_3 - l_1}{\lambda_{g1}} + \frac{x_3 - x_1}{\lambda_{g0}} + \frac{\Delta\phi_3}{2\pi} + \frac{\Delta x_3}{\lambda_{g0}} = p$$

$$\frac{l_2 - l_1}{\lambda_{g2}} + \frac{x_2 - x_1}{\lambda_{g0}} + \frac{\Delta\phi_2}{2\pi} - \frac{\Delta x_2}{\lambda_{g0}} = q$$

ここで、 $\lambda_{g1}, \lambda_{g2}$ は誤差を含んだ管内波長である。 $\Delta x_3, \Delta x_2$ は検波出力を零にする x_3 等の読みとり誤差であるが、これは定在波測定による管内波長の測定の場合と同程度の誤差である。これらの誤差は小さいとして上の式を変形すると次の式が得られる。

$$\lambda_{g1} = \lambda_g \left\{ 1 + \frac{\lambda_g}{l_3 - l_1} \left(\frac{\Delta\phi_3}{2\pi} + \frac{\Delta x_3}{\lambda_{g0}} \right) \right\} \quad (3.7)$$

$$\lambda_{g2} = \lambda_g \left\{ 1 + \frac{\lambda_g}{l_2 - l_1} \left(\frac{\Delta\phi_2}{2\pi} + \frac{\Delta x_2}{\lambda_{g0}} \right) \right\} \quad (3.8)$$

ここで、 λ_g は真の値であり、 $\lambda_{g1}, \lambda_{g2}$ は測定値である。かつ二内の λ_g の2項は相対誤差をあらわしている。 λ_{g0} は中空導波管の管内波長であるから実験周波数と導波管幅によってきまるが、実験周波数の安定度の関係で管幅のせまい導波管を用いて λ_{g0} を大きくすれば読みとり誤差 Δx もそれだけ増加する。すなわち $\Delta x / \lambda_{g0}$ は測定条件によって変らないと考えられる。 $\Delta\phi$ はプローブのさしかえによって必然的に発生するものであるが、実験の際にはできるだけ前の状態と同じであるようにさしかえるのはもちろんである。ここで問題になるのは $\lambda_g / (l_3 - l_1), \lambda_g / (l_2 - l_1)$ の大きさである。これらの値を小さくすることは必然的に発生する

誤差を小さくすることが出来る。 λ_g は測定すべき管内波長であるからこれを変えることは出来ない、したがって $l_3 - l_1$, $l_2 - l_1$ をできるだけ大きくすればよい。ここで、相対誤差の概算をしとみる。実験周波数を 7000 Mc とし、7000 Mc 用導波管を用いると λ_g は約 52 mm である。この場合の読みとり誤差 Δx は測定器の精度で 0.1 mm 以下にすることが出来る。 $\Delta \phi$ は同軸線路の長さが自由空間の波長(約 43 mm)で等価的に 0.5 mm だけ変化したとすると次のようになる。

$$\frac{\Delta \phi}{2\pi} + \frac{\Delta x_3}{\lambda_g} = 0.012 + 0.002$$

次にたとえば $\lambda_g = 60 \text{ mm}$ とすると、

$l_1 = 50 \text{ mm}$, $l_2 = 80 \text{ mm}$, $l_3 = 80 \text{ mm}$ の場合には

$$\text{相対誤差} = 0.8 \% (\lambda_{g1}), \quad 1.2 \% (\lambda_{g2})$$

$l_1 = 40 \text{ mm}$, $l_2 = 80 \text{ mm}$, $l_3 = 210 \text{ mm}$ の場合には

$$\text{相対誤差} = 0.6 \% (\lambda_{g1}), \quad 0.7 \% (\lambda_{g2})$$

となり、被測定導波管から電力をとり出す穴の位置の選定が重要であることがわかる。

3.4 テンソル透磁率測定への応用

従来のテンソル透磁率の測定法は測定すべきフェライトの小さいサンプルを空洞共振器の中の特定の位置に挿入し、共振周波数の変化を測定するいわゆる摂動法による方法があもなものである。後の章で述べるように導波管のいろいろな位置にフェライト板を挿入し、テンソル透磁率を用いて導波管内部の電磁界を解析する場合に実際には用いる大きさのフェライト板のテンソル透磁率が理論で示される図 2.2 や図 2.5 のような変化をするかどうかを知る

ことは重要である。本節ではこのまでに述べた管内波長の測定法によるテンソル透磁率の測定およびその結果を述べる。

図2.6に示すように導波管の片方の管壁にフェライト板を挿入した場合の伝播定数を求める式は式(2.9)で与えられることはすでに述べた。式(2.9)にはフェライトのテンソル透磁率の要素によってきまる量として κ/μ および μ_e の2個が含まれている。印加直流磁界 H_0 に対して μ は偶関数であり、 κ は奇関数であることは式(2.2)から理解されるが、このより H_0 に対して μ_e は偶関数であり、 κ/μ は奇関数であることがわかる。すなわち印加直流磁界を反転した場合は μ_e の値はそのまま、 κ/μ は大きさはそのまま、符号だけを変えたこととなる。式(2.9)で印加直流磁界を反転した記号として ' を用いる次の式が成立する。

$$g(\theta t) = \frac{\kappa}{\mu} \beta_0 t X - \frac{t}{d} \mu_e g(\theta d) \quad (3.9)$$

$$g(\theta' t) = -\frac{\kappa}{\mu} \beta_0 t X' - \frac{t}{d} \mu_e g(\theta' d)$$

この両辺から κ/μ を消去すると次の式が得られる。

$$\frac{1}{\mu_e} \left\{ \frac{g(\theta t)}{X} + \frac{g(\theta' t)}{X'} \right\} = -\frac{t}{d} \left\{ \frac{g(\theta d)}{X} + \frac{g(\theta' d)}{X'} \right\} \quad (3.10)$$

$$\therefore \text{ここで, } \theta t = \frac{2\pi t}{\lambda} \sqrt{\mu_e \epsilon - X^2}, \quad \theta d = \frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{1 - X^2}$$

$$\theta' t = \frac{2\pi t}{\lambda} \sqrt{\mu_e \epsilon - X'^2}, \quad \theta' d = \frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{1 - X'^2}$$

$$X = \frac{\lambda}{\lambda_g}, \quad X' = \frac{\lambda}{\lambda_g'}$$

λ_g はある印加直流磁界のときの管内波長であり、 λ_g' は印加直流磁界の大きさはそのまま、方向だけを反転したときの管内波長である。式(3.10)の右辺は管内波長の測定によってきまる量であり、

左辺は管内波長と μ_e によってきまる量である。すなわち管内波長を既知とすれば式(3.10)は μ_e に関する超越方程式になる。前節で述べた方法によって管内波長を測定し、式(3.10)からグラフによって μ_e を知るのである。この μ_e の値を式(3.9)のいずれかの式に代入すれば κ/μ が得られるから簡単な計算によってテンスル透磁率の要素 μ, κ を知る事ができる。また、実験に使用するフェライトの厚さが十分うすく、

$$\theta t, \theta t' \ll 1$$

という関係が成立する場合には $g(\theta t) \approx g(\theta t') \approx 1$ であるから式(3.10)は非常に簡単になり、 μ_e はグラフを用いることなく次の式から直接に求める事ができる。

$$\mu_e = -\frac{d}{t} \cdot \frac{X + X'}{X'g(\theta d) + Xg(\theta d')} \tag{3.11}$$

次に以上に述べた測定原理による管内波長の測定およびテンスル透磁率の測定結果を述べる。測定用波数は 7000 Mc、フェライトの飽和磁界は約 800 Gauss、大きさは $3 \times 15.6 \times 300$ (mm) である。図3.7に測定装置のブロックダイヤグラムを示す。

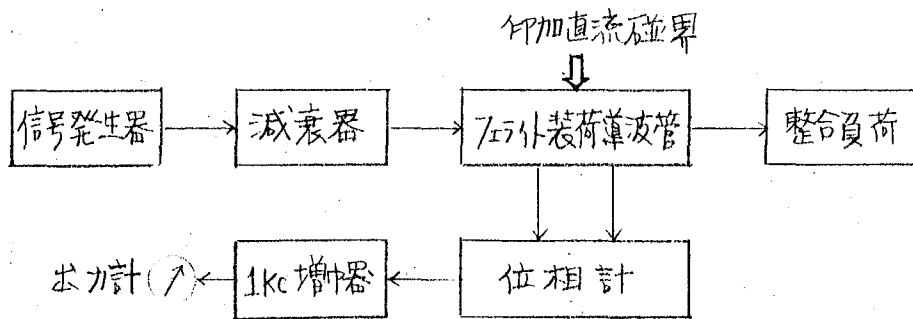


図3.7 フェライト装荷導波管の管内波長の測定

直流磁界印加装置、位相測定装置等については後で詳しく述べることにして本節では管内波長の測定結果とそれにもとづいて計算したテンスル透磁率について述べる。図3.8は直流磁界印加装置

[Gauss]

磁界

H_0 5000

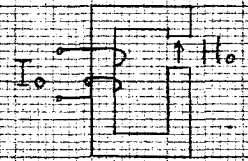
4000

3000

2000

1000

0



0 1 2 3 4

→ 励磁並電流 I_0 (A)

图 3.8 励磁並電流と印加直流磁界

の励磁電流と磁極間の磁界との関係を示したものである。磁界の測定はホール効果の原理を利用した測定器を用いた。この測定にあつては磁界印加装置の磁極間にはフェライトは挿入されていないからフェライトの形状による減磁界をこの磁界から引いたものをフェライトの印加直流磁界とすることはできない。本論文で対象とする印加直流磁界の大きさは式(2.2)で $\sigma = 0.1 \sim 0.6$ であるから、7000 Mcの場合で H_0 は1500 Gauss (周波数が小さくなるとこれに比例して小さくなる。) 以下であるが、図3.8によると励磁電流に対し約2500 Gauss まで直線的に変化するから励磁電流と印加直流磁界は比例すると考えてよい。この比例係数については後で述べる。

さて、図3.9は励磁電流に対する管内波長の測定結果である。この実験値を用いれば式(3.10)の右辺は励磁電流 I_0 の関数としてグラフに描くことができる。左辺は算出透磁率 μ_e と I_0 の関数であり、 μ_e をパラメータとして右辺のグラフと同一面上に描けば2個のグラフの交点が式(3.10)の解である。その交点の横座標である励磁電流のときの μ_e の値がそのパラメータである。図3.10は μ_e を求めるためのグラフを示している。この図から励磁電流に対する μ_e の値が得られ、これを式(3.9)に代入すれば k/μ が求まりテンソル透磁率の要素 μ_{ik} が得られる。この結果を図3.11に示す。テンソル透磁率の理論的な計算結果は図2.2, 図2.5に示したがその横軸はフェライト内部の直流磁界によって定まる σ であらわされている。しかるに図3.11の横軸は励磁電流であるから理論値と実験値を比較することはできない。励磁電流と印加直流磁界は比例するが、比例係数は理論値と実験値の算出透磁率 μ_e が零になる点と一致するとして求めた。図3.11からわかるように μ_e は $\mu_e = 0$ の付近では印加直流磁界に対して急激に変化するから、

この方法は精度がよいと考えられる。図3.12はこのようにして励磁電流と σ との関係を求めて等価透磁率の理論値と実験値を比較したものである。大きさや印加直流磁界に対する変化は大体一致していることがわかる。

[mm] 90
管内波長 ↑

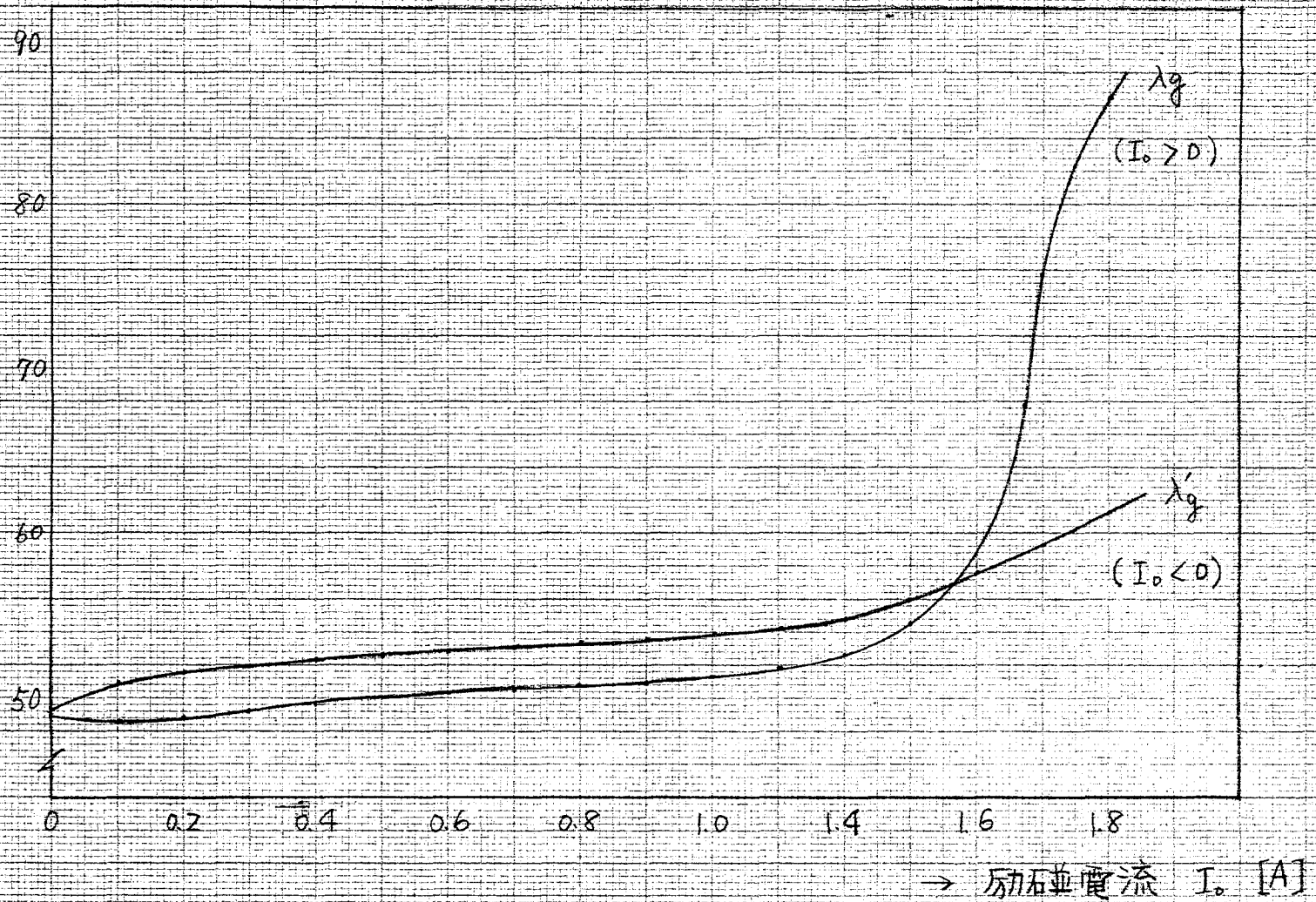


図 3.9 管内波長の実験値

式(3.10)

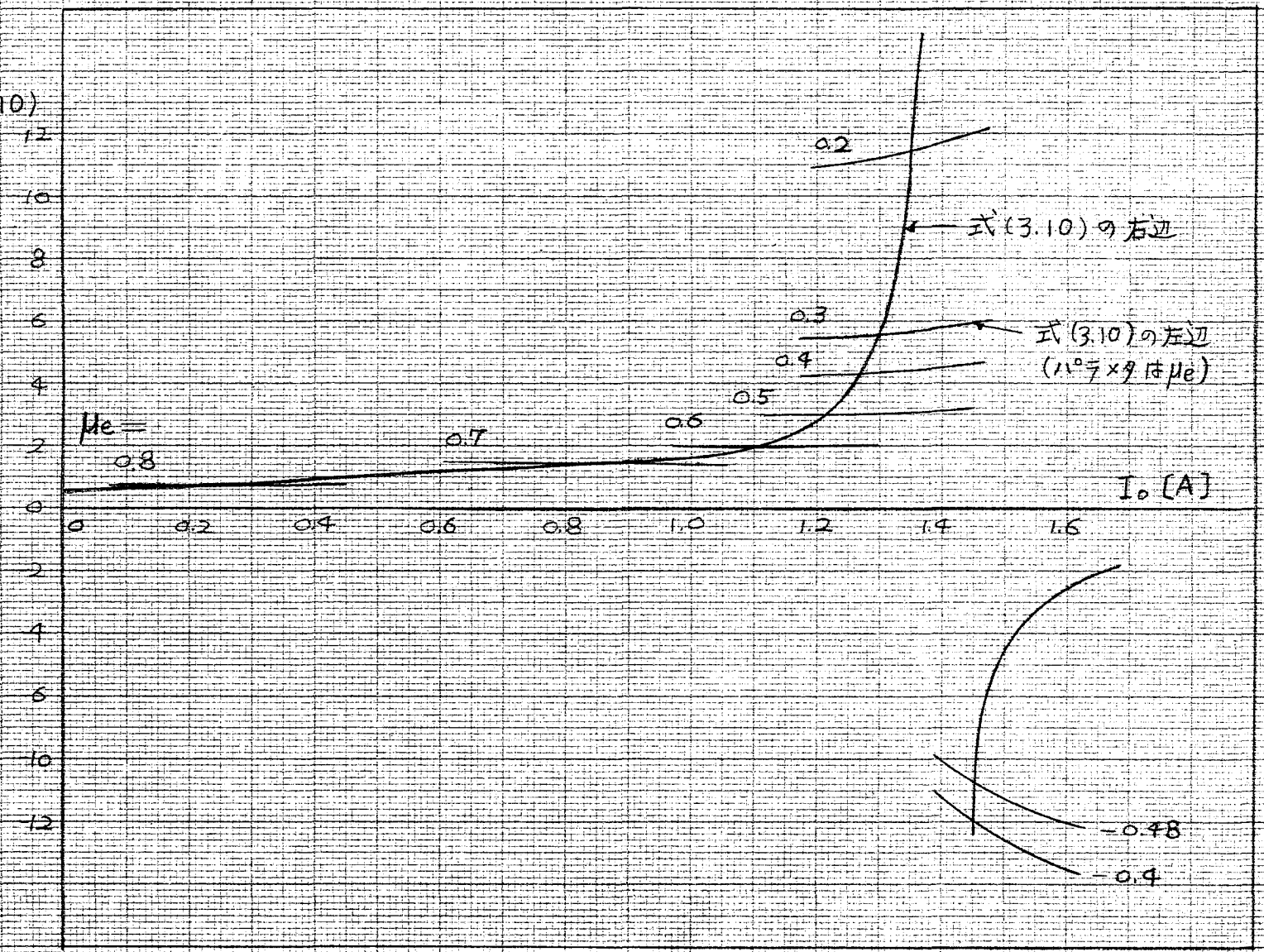


図3.10 等価透磁率 μ_0 の 11.7 による解法

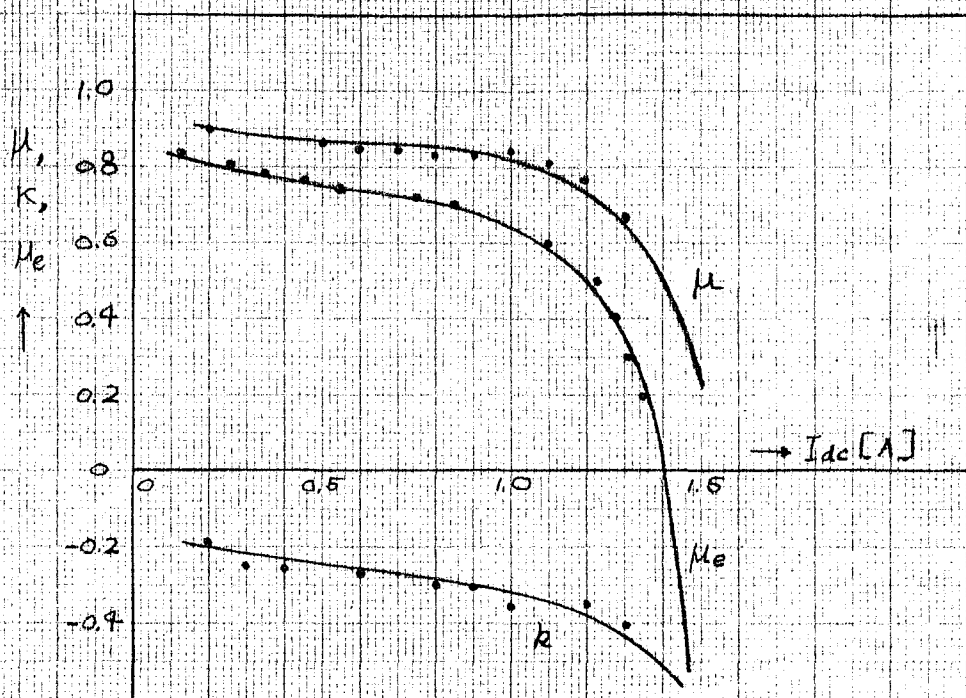


図 3.11 デンシル透磁率の実験値

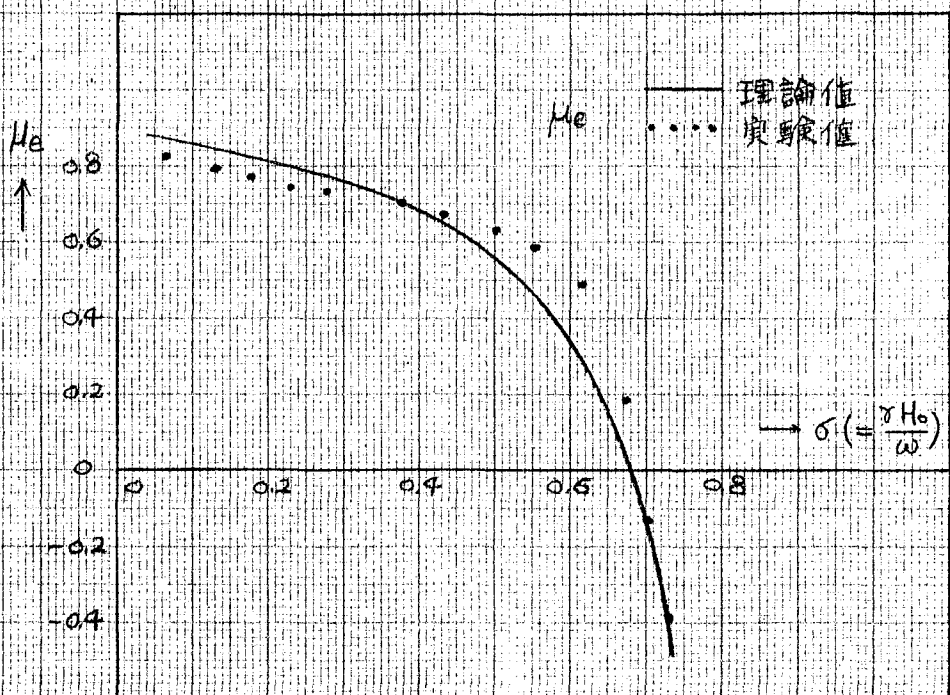


図 3.12 算価透磁率の理論値の実験値

第4章 フェライト装荷導波管内部の電磁界

矩形導波管の断面の中心線に対して対称にフェライト板を導波管の管軸に沿って挿入し、電波の進行方向と直角に直流磁界を印加すると第2章で述べたように印加直流磁界によってフェライトのテンソル透磁率が変化するため管内波長は変化する。導波管の管壁にスロットを切ればそこから電波が放射されるが、管内波長の変化によって各スロットを励振する導波管内部の電磁界に位相差が生じてスロットから放射される電波のビームの方向が変化する。このようにしてフェライトに印加する直流磁界によって放射電波のビームの方向を制御することができるといえる。

スロットから放射される電波のビームの方向は管内波長によって決まるから放射電波のビームの方向を印加直流磁界によって制御する場合には印加直流磁界と管内波長の関係は極めて重要である。本章では、まず導波管スロットアンテナの指向性と管内波長の関係について述べ、つづいてフェライトを導波管のいろいろな位置に挿入した場合に印加直流磁界と管内波長の関係を解析し、前章で述べた測定法による管内波長の実測値も示す。

管内波長がわかれば導波管内部の電磁界は求まるが、電磁界分布がどのような形をしているかはその伝送モードを励振するうえに重要である。たとえばフェライト装荷導波管の伝送モードが2次モードに近い場合は中空導波管の基本モードではその伝送モードを励振しにくいからである。また、スロットを切る管壁に流れる電流の大きさを知ることも重要である。すなわち、その管壁の電流が非常に小さい場合にはスロットから電波を放射させることは困難であり、また印加直流磁界によって管壁の電流が大きく変

化する場合にはスロットから放射される電波はビームの方向とともにその大きさも変化するからアンテナとしては好ましくない。このような理由から、また本章ではさきに得られた管内波長をもとにして各伝送モードの導波管内部の電界分布を解析し、印加直流磁界に対する管壁の電流の大きさおよびその変化も算出する。また、導波管断面の電界を測定し理論値と比較した。

4.1 放射電波の走査方式

フェライト装荷導波管に直流磁界を印加すると導波管内を伝播する電磁波の管内波長は印加直流磁界の関数となり、印加直流磁界を変化することによって管内波長を変えることができる。これは導波管の管内波長を電氣的に制御できることを意味している。図4.1に示すような導波管スロットアンテナの指向性は各スロットを励振する導波管内部の電磁界の位相、すなわち各スロット間の間隔と管内波長によってきまるから、フェライト装荷導波管を用いたスロットアンテナのビームの方向を電氣的に制御することが可能である。そこで、導波管スロットアンテナの管内波長とビームの方向との関係を調べる。

図4.2は図4.1の導波管を上から見た図である。スロットの数を $2N$ 個、スロットの間隔を d 、各スロットの θ 方向の指向性を $A(\theta)$ とする。導波管の管内波長を λ_g とすると、スロット n の等価的な磁流 M_n は M_0 を定数として次のようにあらわすことができる。

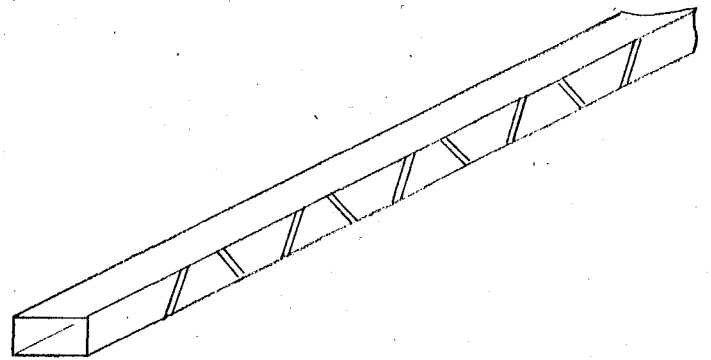


図4.1 導波管スロットアンテナ

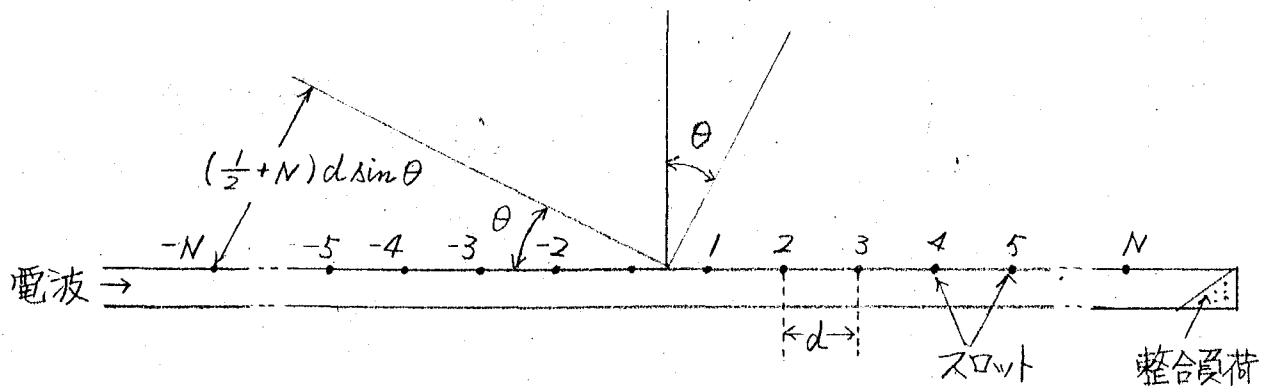


図4.2 導波管スロットアンテナと座標

$$M_n = (-1)^n M_0 e^{-j \frac{2\pi}{\lambda} (\frac{1}{2} + n) d}$$

ここで、 $(-1)^n$ という項は図4.1に示すように各スロットが互いに遠くに切つてあるために励振される磁流が隣りのスロットに対して逆になるためである。スロット n の位相を考慮した指向性は図4.2から明らかかなように

$$A(\theta) M_n e^{j \frac{2\pi}{\lambda} (\frac{1}{2} + n) d \sin \theta}$$

であるからスロット n と $-n$ の指向性 $E_n(\theta)$ は次のようになる。

$$E_n(\theta) = j 2 M_0 A(\theta) \sin \left\{ (2n+1) \frac{d}{2} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta - \frac{2\pi}{\lambda g} \right) \right\}$$

よって、全体の指向性 $E(\theta)$ は次のようになる。

$$E(\theta) = \sum_{n=1}^N E_n(\theta)$$

$$= j M_0 A(\theta) \frac{\sin \left\{ \frac{2N\pi d}{\lambda} \left(\sin \theta - \frac{\lambda}{\lambda g} + \frac{\lambda}{2d} \right) \right\}}{\sin \left\{ \frac{\pi d}{\lambda} \left(\sin \theta - \frac{\lambda}{\lambda g} + \frac{\lambda}{2d} \right) \right\}} \quad (4.1)$$

ひとつのスロットの指向性 $A(\theta)$ は θ に対して大体一樣であるから、⁽ⁱⁱⁱ⁾ このアンテナのビームの方向は式(4.1)の分数項によつてきめられるとしてよい。この項が最大値をとるときは分母が零のときであるから、最大値をとる θ を θ_m とすると、

$$\sin \theta_m = \frac{\lambda}{\lambda g} - \frac{\lambda}{2d} + \frac{m\lambda}{d} \quad (4.2)$$

スロットの間隔を管内波長の $1/2$ にしたときは図4.2の各スロットは同位相で励振されるから $\theta=0$ がビームの方向である。これは式(4.2)で $m=0$ の場合に相当する。スロットの間隔がある値のとき式(4.2)を満足する m 、すなわち、右辺が1より小さくなる m が2個存在する場合には2方向に大きく放射することになる。考えられる2方向は $m=0$ と $m=1$ または $m=0$ と $m=-1$ の場合に対応するもので次のようにあらわすことができる。

$$\sin \theta_0 = \frac{\lambda}{\lambda g} - \frac{\lambda}{2d}$$

$$\sin \theta_1 = \frac{\lambda}{\lambda g} + \frac{\lambda}{2d}$$

(4.3)

$$\sin \theta_{-1} = \frac{\lambda}{\lambda g} - \frac{3\lambda}{2d}$$

このようにして管内波長を変化させればビームの方向も変化させることができる。図4.3はスロットの間隔によって定まる $\lambda/2d$ をパラメータとして、 $\lambda/\lambda g \rightarrow \lambda/\lambda g + \Delta(\lambda/\lambda g)$ のように変化したとき、 $\Delta(\lambda/\lambda g)$ を横座標としてビームの方向 θ_0 のグラフである。 $\lambda/\lambda g$ の変化量が約0.4の場合にはビームの方向は約 25° 変化し、この変化量はスロットの間隔には影響されないことがわかる。

4.2 フェライトが導波管断面の中心にある場合

導波管スロットアンテナは管内波長によってビームの方向が変化し走査アンテナとして有用であることを前節で述べ、スロットの間隔および管内波長とビームの方向の関係を求めた。これによれば管内波長によってビームの方向が決定されるから導波管スロットアンテナの管内波長を知ることは重要である。本節では導波管にフェライトを装荷し、フェライトに印加する直流磁界によって管内波長がどのように変化するかを調べる。⁽¹²⁾

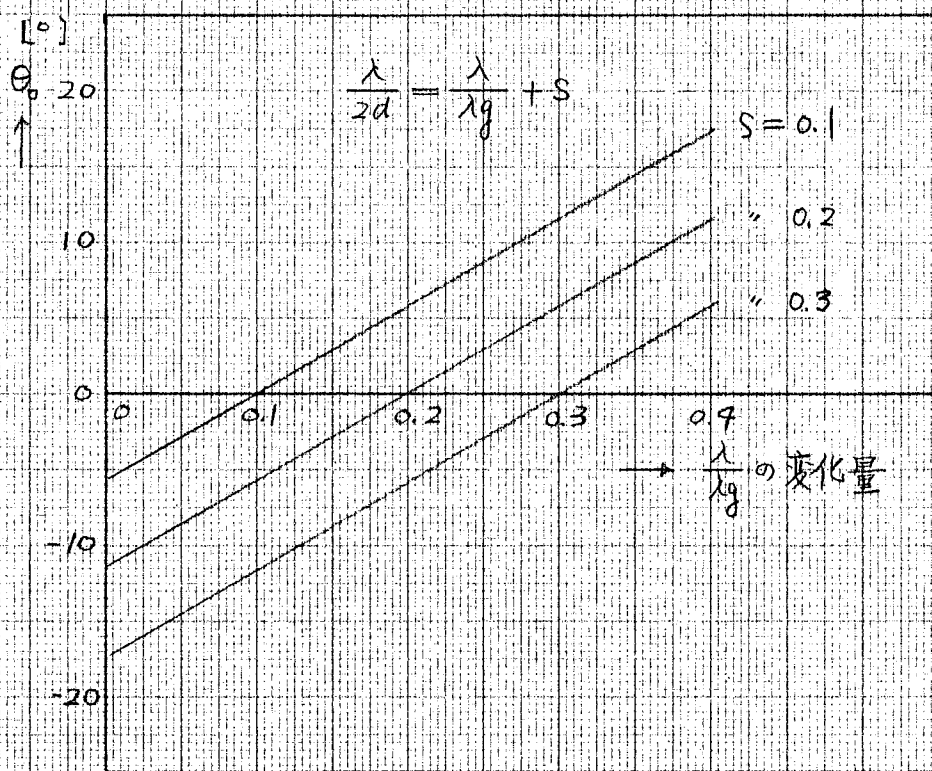


図4-3 スリットの間隔とビームの方向

さて、図4-1に示す導波管スロットアンテナにフェライトを装荷して放射ビームの走査を行う方式ではフェライト装荷導波管内の伝播モードは送信の場合には進行波であり、受信の場合には反射波である。進行波と反射波の管内波長が異なる場合にはスロットの間

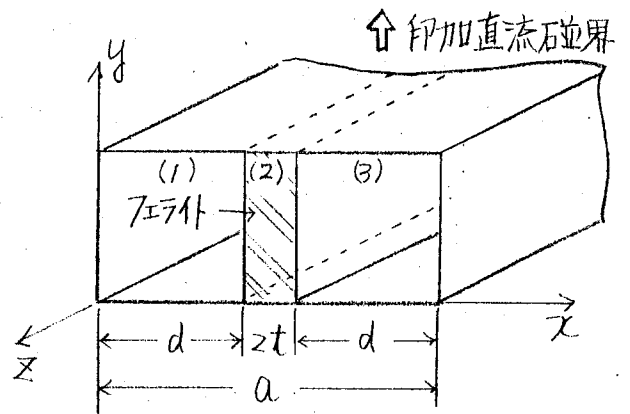


図4-4 フェライト装荷導波管と座標系

隔は一定であるから、ビームの方向が異なり、非可逆となる。そこで、図2-4からわかるように導波管の断面の中心線に対して対称にフェライト板を挿入すれば進行波と反射波の管内波長は等しくなる。本節では図4-4に示すように導波管断面の中心にフェライト板を挿入した最も簡単な場合の解析結果を述べる。

図4-4には座標系と大きさを示したが、導波管の管幅は a 、フェライトの厚さは $2t$ 、管壁からの距離は d である。この場合も節2-3で述べたように電界は y 成分のみ存在するとして解析する。式(2-6)、(2-7)から管壁の条件を考慮すると (n) 領域の電磁界 E_{yn}, H_{zn}, H_{zn} は次のようであらわすことができる。

中空領域(1)では

$$E_{y1} = E_1 \sin ka x e^{-j\beta z}$$

$$H_{x1} = -H_1 \sin ka x e^{-j\beta z}$$

$$H_{z1} = j(ka/\beta) H_1 \cos ka x e^{-j\beta z}$$

フェライト領域(2)では

$$E_{y2} = E_2 (\sin k_f x + K \cos k_f x) e^{-j\beta z}$$

$$H_{x2} = -H_2 \{ \sin k_f x - v \cos k_f x + K (\cos k_f x + v \sin k_f x) \} e^{-j\beta z}$$

$$H_{z2} = j(k_f/\beta) H_2 \{ \cos k_f x - \gamma \sin k_f x - K (\sin k_f x + \gamma \cos k_f x) \} e^{-j\beta z}$$

中空領域(3)では

(4.4)

$$E_{y3} = E_3 \sin ka(a-x) e^{-j\beta z}$$

$$H_{x3} = -H_3 \sin ka(a-x) e^{-j\beta z}$$

$$H_{z3} = -j(k_a/\beta) H_3 \cos ka(a-x) e^{-j\beta z}$$

ここで、

$$v = \frac{\kappa}{\mu} \frac{k_f}{\beta}, \quad \rho = \frac{\kappa}{\mu} \frac{\beta}{k_f}, \quad H_1 = \frac{\beta}{\omega \mu_0} E_1, \quad H_2 = \frac{\beta}{\omega \mu_0 \mu_e} E_2, \quad H_3 = \frac{\beta}{\omega \mu_0} E_3$$

E_1, E_2, E_3, κ は境界条件によってきまる積分定数であり、その他の記号は式(2.6), (2.7)に同じである。

境界条件はフェライト板の表面で両側をみたアドミタンスが等しいことから次のようにあらわすことができる。

$$\left(\frac{H_{z1}}{E_{y1}} \right)_{x=d} = \left(\frac{H_{z2}}{E_{y2}} \right)_{x=d}, \quad \left(\frac{H_{z2}}{E_{y2}} \right)_{x=a-d} = \left(\frac{H_{z3}}{E_{y3}} \right)_{x=a-d}$$

これらの条件から E_1, E_2, E_3, κ を消去すると、 β に関する次の超越方程式が得られる。

$$f(\theta_d) = \frac{t}{d} \left\{ (\beta_0 d)^2 \frac{\mu \epsilon_s - X^2}{\mu} f^2(\theta_d) - \mu_e \right\} f(2\theta_t) \quad (4.5)$$

ここで

$$f(\theta) = \frac{\tan \theta}{\theta}$$

その他の記号は式(2.9)に同じである。

式(4.5)は $X (= \beta/\beta_0)$ に関する超越方程式であるから解析的な解は得られないが、第2章で述べたように X を変数として数値計算することによりグラフから根を求めることができる。また式(4.5)には印加直流磁界の奇関数である κ/μ が含まれていないから伝播定数を満足する方程式は印加直流磁界を逆転しても同じものとなり、図2.4からわかるように進行波と反射波の管内波長は等しい。すなわち、図4.4に示すフェライト装荷導波管は送信と受信が共用できる可逆的な導波管スロットアンテナになる。

とを式(4.5)は示している。また、 $f(\theta) = \tan \theta / \theta$ 、 $g(\theta) = \theta / \tan \theta$ とした理由は $X > 1$ の場合には θ_d が虚数になるが、 $f(\theta_d)$ や $g(\theta_d)$ は実数となるため超越方程式はすべて実数で考えられるからである。式(4.5)において、 μ 、 μ_e 、 ϵ_s がそれぞれ実数であるかぎり根 X は実数である。これは媒質に損失がない場合であるから伝播定数に減衰項がないのは当然である。また逆に、 μ 、 μ_e 、 ϵ_s を複素数としてあつかって式(4.5)の複素根 X を求めればフェライト装荷導波管の減衰定数が得られる。これについては第5章で述べる。

さて、図4.5は次に示すパラメタのとき印加直流磁界に対して式(4.5)の根 X を求めることにより得られた管内波長を示したのも

周波数 17000 Mc

17000 Mc 用導波管の管幅

$$a = 34.85 \text{ mm}$$

フェライトの飽和磁界

$$4\pi M_s = 800 \text{ Gauss}$$

フェライトの比誘電率

$$\epsilon_s = 11.5$$

フェライトの厚さ

$$t = 3.0 \text{ mm}$$

管壁からの距離

$$d = 14.425 \text{ mm}$$

のである。フェライトの比誘電率が大きいために管内波長は自由空間の波長(約43 mm)より小さく、また第2章で調べたように印加直流磁界とともに管内波長は大きくなる。図4.6はこのフェライト装荷導波管の管壁にスロットを切つて電波を放射させた場合に印加直流磁界とビームの方向の関係を示した図である。

$\sigma = 0.1$ のときの管内波長の $1/2$ をスロットの間隔とした場合でこのときビームはスロット面の正面($\theta = 0$)を向いている。この図から、印加直流磁界を250 oe ($\sigma = 0.1$ に相当)から1250 oe ($\sigma = 0.5$ に相当)に変化した場合は放射ビームの方向は約 20° 方向を変えることがわかる。

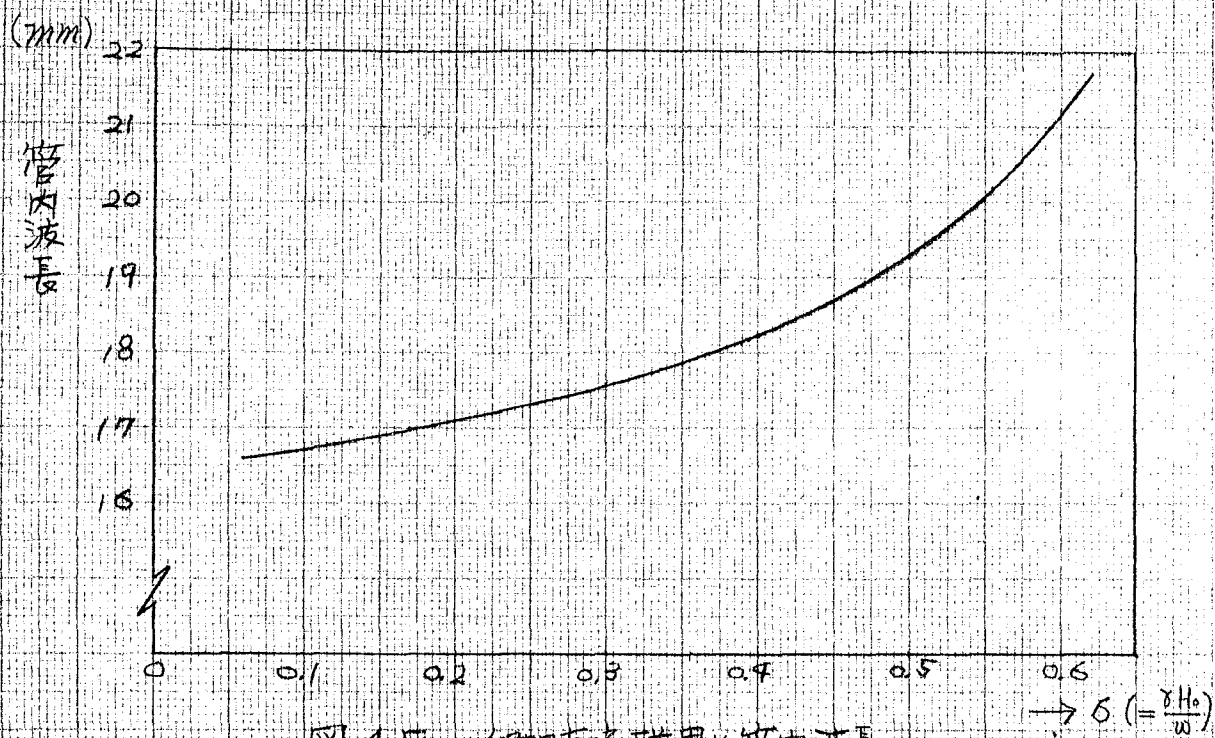


図 4.5 印加直流磁界と管内液長

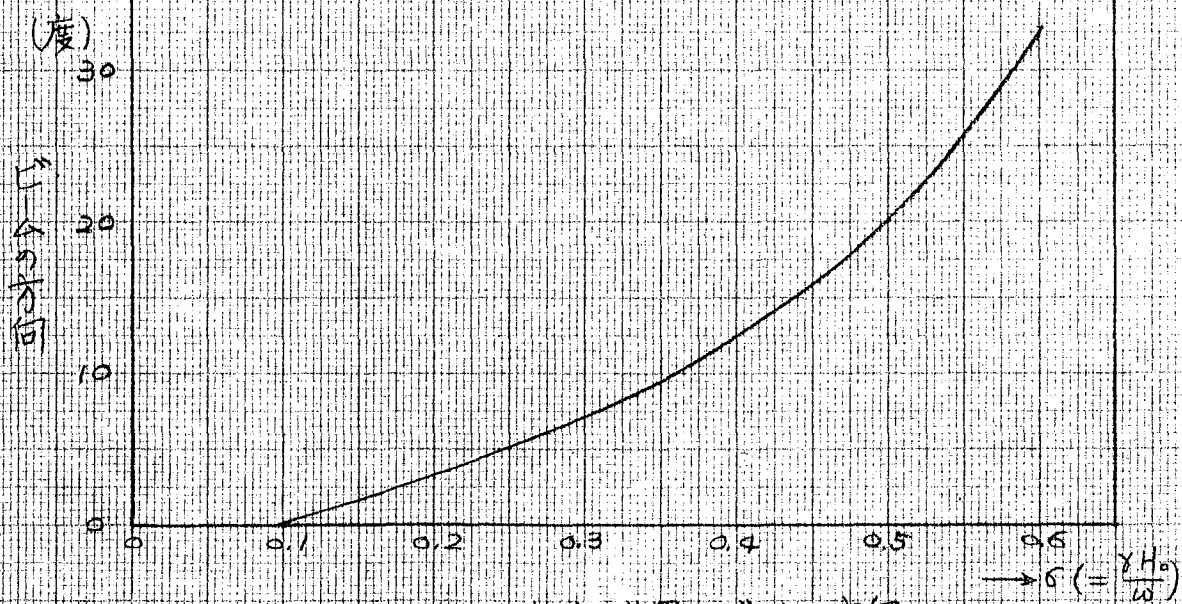


図 4.6 印加直流磁界とビームの方向

4.3 フェライトが導波管の管壁にある場合

導波管の断面の中心線に対称にフェライト板を挿入する場合の最も簡単な例として前節では導波管断面の中心にフェライト板を挿入した場合を解析した。本節

では図4.7に示すように両側の管壁に2板のフェライト板を挿入した場合について印加直流磁界と管内波長の関係について調べる。前節で述べたように電界はy成分のみで、解析方法も全く同様である。管壁の条件を考

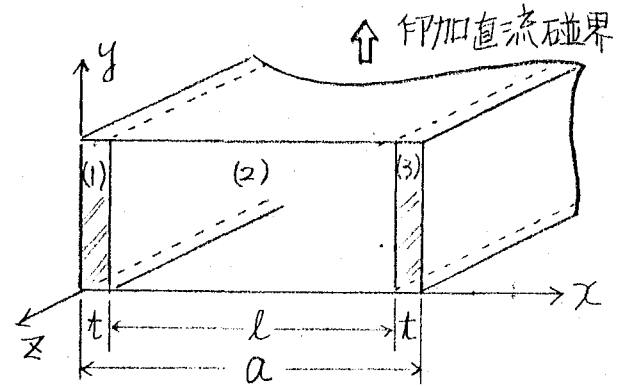


図4.7 フェライト装荷導波管と座標系

慮すると式(2.6), (2.7)から領域(n)の電磁界 E_{yn} , H_{xn} , H_{zn} は次のようにあらわすことができる。($e^{-j\beta z}$ は省略する)

フェライト領域(1)では

$$E_{y1} = E_1 \sin k_f x$$

$$H_{x1} = -H_1 (\sin k_f x - \nu \cos k_f x)$$

$$H_{z1} = j(k_f/\beta) H_1 (\cos k_f x - \rho \sin k_f x)$$

中空領域(2)では

$$E_{y2} = E_2 (\sin ka x + K \cos ka x)$$

$$H_{x2} = -H_2 (\sin ka x + K \cos ka x)$$

$$H_{z2} = j(ka/\beta) H_2 (\cos ka x - K \sin ka x)$$

(4.6)

フェライト領域(3)では

$$E_{y3} = E_3 \sin k_f (a-x)$$

$$H_{x3} = -H_3 \{ \sin k_f (a-x) + \nu \cos k_f (a-x) \}$$

$$H_{z3} = j(k_f/\beta) H_3 \{ -\cos k_f (a-x) - \rho \sin k_f (a-x) \}$$

ここで、

$$H_1 = \frac{\beta}{\omega \mu_0 \mu_e} E_1, \quad H_2 = \frac{\beta}{\omega \mu_0} E_2, \quad H_3 = \frac{\beta}{\omega \mu_0 \mu_e} E_3$$

その他の記号は式(4.4)と同じである。

前節と同様に、 $x = \tau$ および $x = \alpha - \tau$ の位置で両側をみたアドミタンスが等しいという条件を用いて E_1, E_2, E_3, K を消去すると伝播定数 β に関する次の固有方程式が得られる。

$$f(\theta_\ell) = \frac{\frac{2\ell}{\lambda} \mu_e f(\theta_\tau)}{(\beta_0 \ell)^2 \left\{ \mu_e^2 (1 - X^2) + \left(\frac{\kappa}{\mu}\right)^2 X^2 \right\} f^2(\theta_\tau) - 1} \quad (4.7)$$

$$\text{ここで, } \theta_\ell = \frac{2\pi \ell}{\lambda} \sqrt{1 - X^2}$$

その他の記号は式(4.5)と同じである。

式(4.7)も式(4.5)と同様に印加直流磁界に対しては偶関数になっているから進行波と反射波の伝播定数は等しいことがわかる。また、この2つの式を比較すると式(4.7)にはフェライトの比誘電率 ϵ_s が直接に含まれていない。これはフェライトが電界の弱い管壁の近くにあるからで、伝播定数を決定する固有方程式に誘電率が直接含まれないことはこのだけ誘電体損失は少ないと考えられるがこのについては第5章で述べる。

さて、式(4.7)の解も式(4.5)と同様にグラフによって求めた。パラメータは $\ell = 28.85 \text{ mm}$ 以外は前と全く同様である。図4.8に印加直流磁界に対する管内波長の変化を示す。この場合も印加直流磁界が増加するにしたがって管内波長は長くなり、大きさは自由空間の波長より大きく中空導波管の管内波長(約53 mm)と同程度である。図4.9はこのフェライト装荷導波管の管壁にスロットを切って電波を放射させた場合にビームの方向と印加直流磁界の関係を示したものである。導波管の中央に挿入した場合と比較するため図4.6もあわせて記した。ビームの方向の変化量は印加直流磁界を $\sigma = 0.1$ から $\sigma = 0.5$ まで変化して約 6° であり、中央に挿入した場合の 20° に比較してかなり小さい。

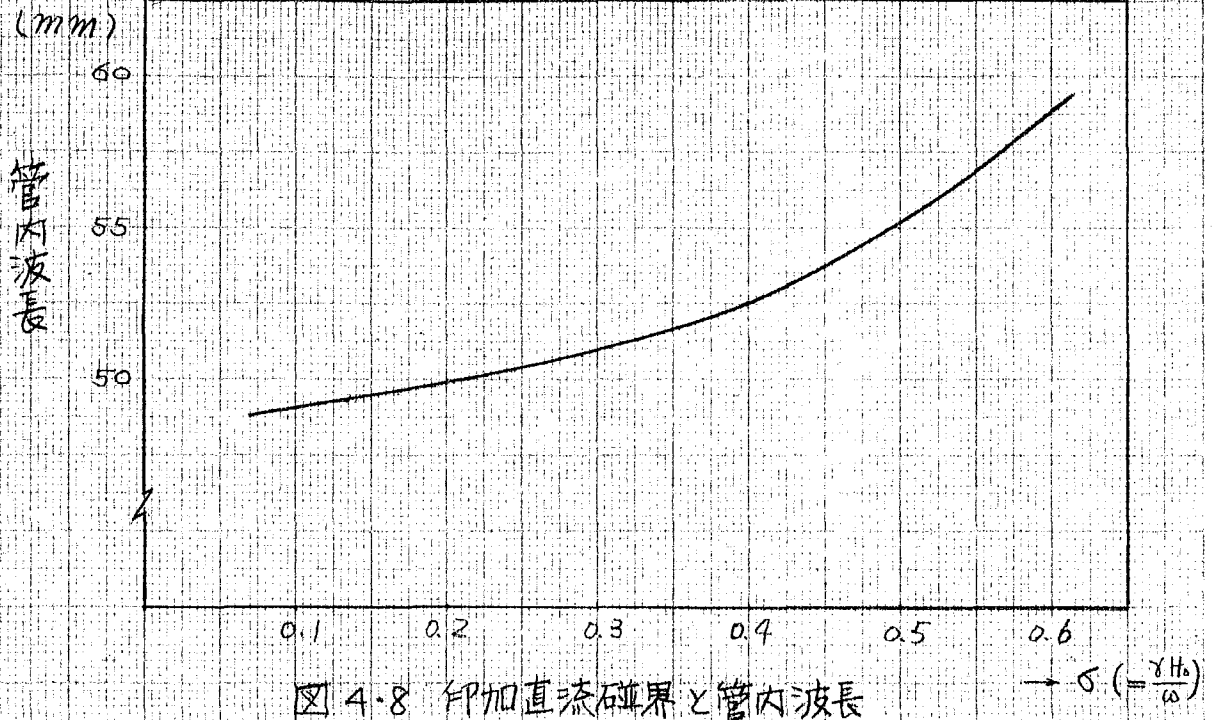


図 4.8 印加直流磁界と管内波長

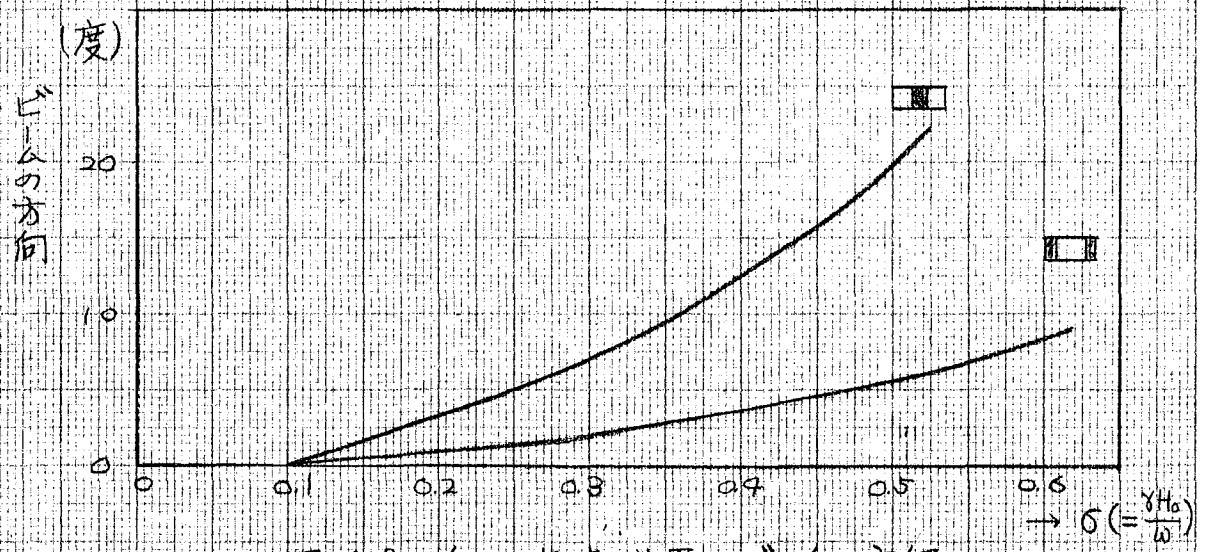


図 4.9 印加直流磁界とビームの方向

4.4 任意の位置にフェライトを挿入した場合

同じ厚さのフェライト板を導波管の中央と両端の管壁に挿入した場合の伝播モードについて解析したが、管内波長の大きさおよび印加直流磁界に対する管内波長の変化にはかなりの差が認められる。このうち両方の場合について解析したのは、いわばこの両極端の場合の伝播モードの特長を知ることによって、放射電波の走査アンテナとして最良のものを得る手がかりにするためである。図4.9によると同じ印加直流磁界の変化に対してはフェライトを導波管の中央に挿入した場合の方がビームの方向の変化量は大きい。しかし、中央に挿入した場合は前にも述べたように、フェライトの媒質が伝播モードに与える損失は両端の管壁に挿入した場合より大きいかも知れない。このようにフェライト装荷導波管スロットアンテナを放射電波の走査方式に用いる場合には印加直流磁界に対する管内波長の変化および伝送損失を考慮する必要がある。フェライトを導波管の中央に挿入した場合には印加直流磁界に対する管内波長の変化は大きいが伝送損失も大きく、これに対して、導波管の両端に挿入した場合には管内波長の変化は小さいが伝送損失も小さいということが予想されるとすれば、フェライトを任意の位置に挿入した場合にはこれらの関係がどうなるかは非常に重要である。伝送損失を解析するにあたってはまず管内波長を知らなければならぬので本節では任意の位置にフェライト板を挿入した場合には印加直流磁界と管内波長の関係を解析する⁽¹³⁾。

図4.10はフェライト板の挿入位置および座標系を示し

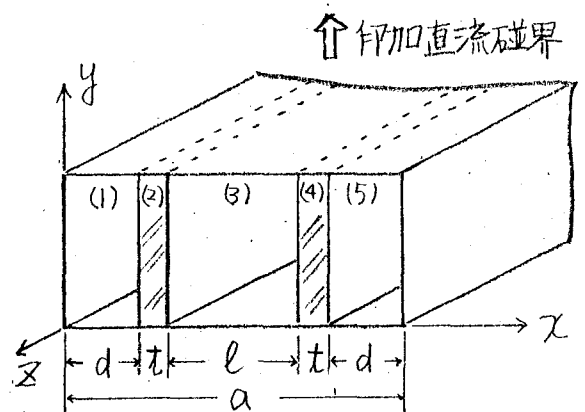


図4.10 フェライト装荷導波管と座標系

ている。フェライトの厚さを b 、管壁からの距離を a 、フェライト板間の距離を l とする。進行波と反射波の管内波長を等しくするためにフェライト板は導波管の断面の中心線に対して対称に挿入するが、この条件を満足してフェライトの挿入位置に自由度を与える最も簡単な方法は図4.10に示す挿入方式である。

さて、図4.10に示すフェライト誘導波管の伝播定数の解析はこれまで述べた方法でできる。電界は y 成分のみとし、領域 (m) の電磁界を E_{ym} , H_{xm} , H_{zm} とすると各領域の電磁界は式(2.6), (2.7) から次のようにあらわすことができる。($e^{j\beta z}$ は省略する)

中空領域(1)では

$$\begin{aligned} E_{y1} &= E_1 \sin k_a x \\ H_{x1} &= -H_1 \sin k_a x \\ H_{z1} &= j(k_a/\beta) H_1 \cos k_a x \end{aligned}$$

フェライト領域(2)では

$$\begin{aligned} E_{y2} &= E_2 (\sin k_f x + K_1 \cos k_f x) \\ H_{x2} &= -H_2 \{ \sin k_f x - v \cos k_f x + K_1 (\cos k_f x + v \sin k_f x) \} \\ H_{z2} &= j(k_f/\beta) H_2 \{ \cos k_f x - \rho \sin k_f x - K_1 (\sin k_f x + \rho \cos k_f x) \} \end{aligned}$$

中空領域(3)では

$$\begin{aligned} E_{y3} &= E_3 (\sin k_a x + K_2 \cos k_a x) \\ H_{x3} &= -H_3 (\sin k_a x + K_2 \cos k_a x) \\ H_{z3} &= j(k_a/\beta) H_3 (\cos k_a x - K_2 \sin k_a x) \end{aligned} \tag{4.8}$$

フェライト領域(4)では

$$\begin{aligned} E_{y4} &= E_4 \{ \sin k_f (a-x) + K_3 \cos k_f (a-x) \} \\ H_{x4} &= -H_4 [\sin k_f (a-x) + v \cos k_f (a-x) \\ &\quad + K_3 \{ \cos k_f (a-x) - v \sin k_f (a-x) \}] \\ H_{z4} &= j(k_f/\beta) H_4 [-\cos k_f (a-x) - \rho \sin k_f (a-x) \\ &\quad + K_3 \{ \sin k_f (a-x) - \rho \cos k_f (a-x) \}] \end{aligned}$$

中空領域(5)では

$$E_{y5} = E_5 \sin ka(a-x)$$

$$H_{x5} = -H_5 \sin ka(a-x)$$

$$H_{z5} = -j(ka/\beta) H_5 \cos ka(a-x)$$

$$\therefore \text{ここで, } (H_1, H_3, H_5) = \frac{\beta}{\omega\mu_0} (E_1, E_3, E_5)$$

$$(H_2, H_4) = \frac{\beta}{\omega\mu_0\mu_e} (E_2, E_4)$$

その他の記号は式(4.6)と同じである。

次に適用すべき境界条件を列記する。

$$\left(\frac{H_{z1}}{E_{y1}}\right)_{x=d} = \left(\frac{H_{z2}}{E_{y2}}\right)_{x=d}, \quad \left(\frac{H_{z2}}{E_{y2}}\right)_{x=d+t} = \left(\frac{H_{z3}}{E_{y3}}\right)_{x=d+t}$$

$$\left(\frac{H_{z3}}{E_{y3}}\right)_{x=a-d-t} = \left(\frac{H_{z4}}{E_{y4}}\right)_{x=a-d-t}, \quad \left(\frac{H_{z4}}{E_{y4}}\right)_{x=a-d} = \left(\frac{H_{z5}}{E_{y5}}\right)_{x=a-d} \quad (4.9)$$

これらの条件を用いて $E_1, E_2, E_3, E_4, E_5, K_1, K_2, K_3$ を消去すれば伝播定数 β だけの式になり(附録A)、 $X (= \beta/\beta_0)$ に関する次の固有方程式が得られる。

$$F(X) = \frac{1}{2} \ell f(\theta_e) - \frac{df(\theta_d) + t \left\{ \mu_e - \frac{\mu \varepsilon_s - X^2}{\mu} (\beta_0 d)^2 f^2(\theta_d) \right\}}{-1 + \theta_d^2 f^2(\theta_d) + 2\beta_0^2 dt \left\{ \frac{\mu \varepsilon_s - X^2}{\mu} + \mu_e (1 - X^2) \right\}}$$

$$xf(\theta_t) - d \theta_t^2 f(\theta_d) f^2(\theta_t)$$

$$xf(\theta_d)f(\theta_t) + (\beta_0 t)^2 \left[\mu_e^2 (1 - X^2) + \left(\frac{k}{\mu}\right)^2 X^2 - (\beta_0 d)^2 \left\{ \frac{(\mu \varepsilon_s - X^2)^2}{\mu^2} + \left(\frac{k}{\mu}\right)^2 X^2 (1 - X^2) \right\} f^2(\theta_d) \right] f(\theta_t)$$

$$= 0$$

$$(4.10)$$

ここで、記号は式(4.5), (4.7)と同じである。

式(4.10)は X に関する超越方程式であるが、これを満足する X 、すなわち管内波長の電磁波が図4.10に示すフェライト誘導管を伝播する伝播モードになる。印加直流磁界の奇関数である μ が含まれているが2乗の形であるからこの場合ももちろん進行波と反射波の管内波長は等しい。式(4.5), (4.7)は式(4.10)の特殊な場合であるが、式(4.10)で $l=0$ とすれば式(4.5)に、 $d=0$ とすれば式(4.7)になるはずである。 $l=0$ とすると、 $\theta_d = 0$, $f(\theta_d) = 1$ であるから式(4.10)の右辺が2項の分子が零になる。そこで、 $f(\theta_t) = \tan \theta_t / \theta_t$ であるから、

$$f(\theta_d) \{1 - \tan^2 \theta_t\} = \frac{t}{d} \left\{ \frac{\mu \epsilon_s - X^2}{\mu} (\beta_0 d)^2 f^2(\theta_d) - \mu_e \right\} \frac{\tan \theta_t}{\theta_t}$$

が成立し、 $\tan \theta$ の2倍角の公式から式(4.5)が得られる。また $d=0$ の場合は $\theta_d = 0$, $f(\theta_d) = 1$ であるからただちに式(4.7)が得られる。

さて、 X に関する超越方程式(4.10)の解は前節と同じように数値計算による方法、または近似計算によって式を簡単にする方法が考えられる。実際には導波管幅に対して薄いフェライトを用いるので近似計算の条件として $\theta_t \ll 1$ が考えられるが、節4.2, 4.3における計算結果によると、 $\sigma = 0.1$ のときにフェライトを導波管の中央および管壁に挿入した場合にはそれぞれ $\theta_t = 1.3$ および $\theta_t = 1.0$ となつてこの条件は満足されない。フェライトが薄くてもその比誘電率が大きいから θ_t は小さくはならない。

このような理由により式(4.10)の根を数値計算によって求めるが、独立に変化するパラメータは次の5種類がある。

1. 周波数または導波管幅 a
2. フェライトの厚さ t
3. フェライトの挿入位置 d, l
4. フェライトの飽和磁界

5. 印加直流磁界

これらのパラメタのうち4の飽和磁界は、前にも述べたように飽和磁界の小さいフェライトの印加直流磁界が大きい場合は、飽和磁界の大きいフェライトの印加直流磁界が小さい場合に定性的に相当しているから、本質的なパラメタではない。しかし、ビームの方向の制御装置として最適な条件を得るためにはこれらのパラメタを変えた場合の導波管内部の電磁界を得る必要がある。

さて、式(4.10)の根は上記のパラメタを与えて X を変数として $F(X)$ を数値計算し、 $F(X) = 0$ の条件から求める。この方法は最も原始的であるが、 $F(X)$ の形状はパラメタによって非常に変化し発散するものも存在するので、ニュートン近似算の方法を用いることができない。理論的な解析結果を実験で確かめる場合には導波管の幅は簡単に変えられないからパラメタ1. では周波数をパラメタとした。周波数が与えられて最適なものを得るには導波管幅をパラメタにすればよい。数値計算に用いた定数およびパラメタの種類と大きさは次の通りである。

定数	導波管幅	$a = 34.85 \text{ mm}$
	フェライトの比誘電率	$\epsilon_s = 11.5$
パラメタ	周波数	$f = 7000, 6000, 5000 \text{ Mc}$
	フェライトの厚さ	$t = 3.0, 2.5, 2.0 \text{ mm}$
	フェライトの挿入位置	$d = (a/2 - t) \cdot \frac{n}{10}, n = 1 \sim 10$
	フェライトの飽和磁界	$800, 1200 \text{ Gauss}$

これらのパラメタを代入して X に対する $F(X)$ の数値計算の一例を図4.11に示す。これからわかるように、 $F(X)$ の形はパラメタによって非常に変化し、発散する場合としない場合がある。フェライトを導波管の中心に挿入した場合は物理的に管内波長は最も小さくなり、したがって X は最大になると考えられるが、節4.2

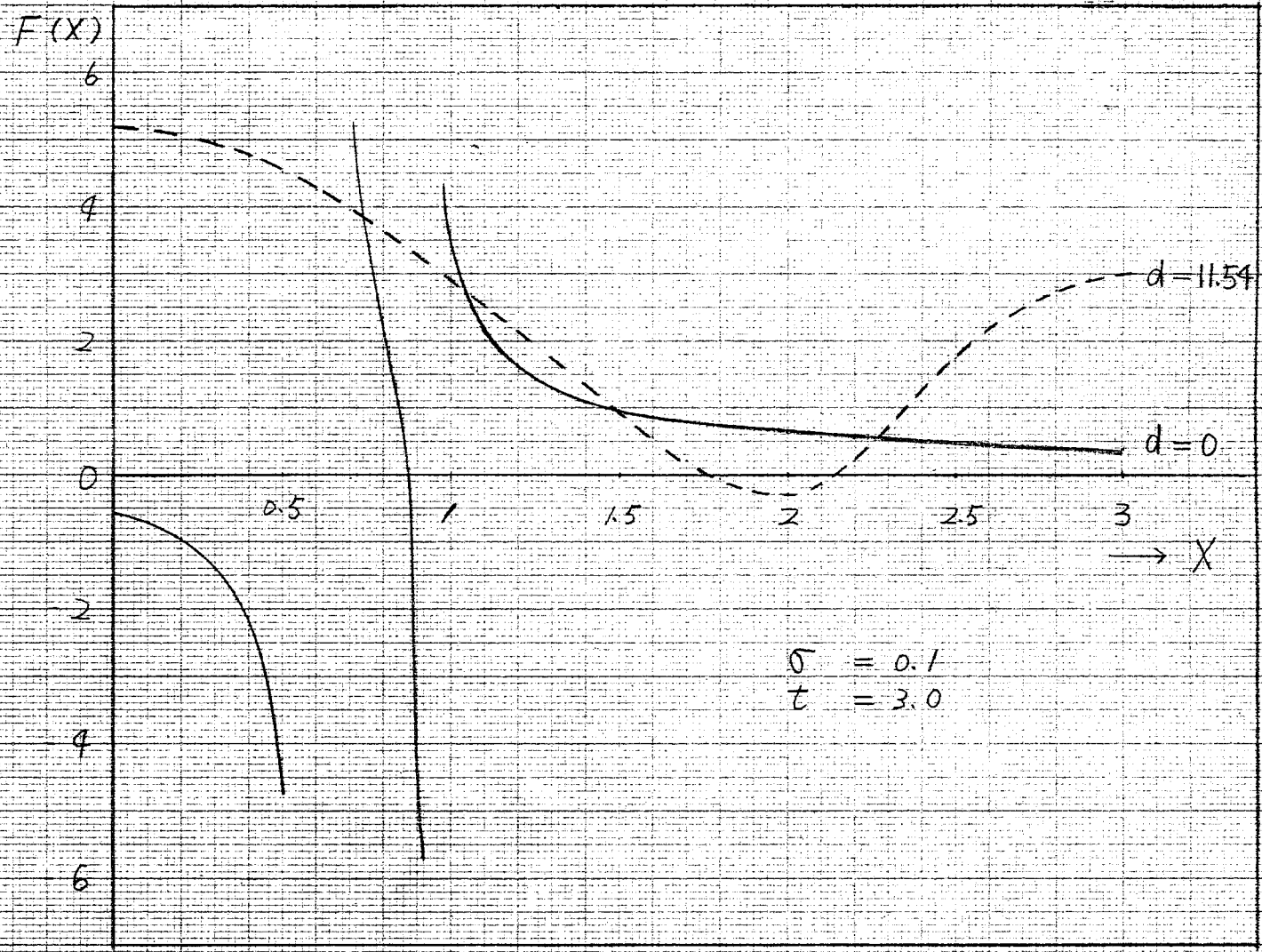


図 4.11 超越方程式のグラフ

で調べたように、このときの根 X は約2.5である。フェライトが導波管の中心から管壁に近づいてくる場合には管内波長は中心にあるときより長くなり、したがって根 X は2.5より小さくなるから $F(X)$ の計算にあたっては X の範囲を $0 < X < 3$ とした。

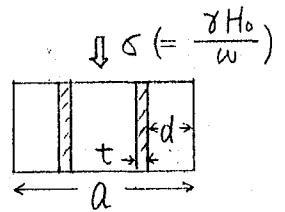
図4.12は印加直流磁界に対して式(4.10)の根 X を示す表である。こゝらを伝播定数 β でなく、そゝを自由空間の伝播定数で規格化した X で示すのは4.1で述べたように、ビームの方向の変化量が X の変化量に比例するからである。同一パラメータで式(4.10)を満足する根が2個あることは、図4.10に示すフェライト装荷導波管が多モード伝送線路であることを示している。フェライトの飽和磁界が800 Gauss, 厚さが3.0 mmの場合で、周波数が17000, 6000, 5000 Mcのときの根 X を示したがその他のパラメータの場合は附録Bに示す。この表中で空白の場所はこゝに相当するパラメータでは式(4.10)の根が存在しなく、遮断状態になっていることを示している。

こゝらの結果を見ると、17000 Mc, 6000 Mcではフェライト板が管壁から約1.4 mm離れただけですでに2種の伝送モードが存在している。こゝらはもちろん管内波長が異なるから導波管スロットアンテナに用いる場合にはいずれか一方の伝送モードを抑えなければ放射電波の指向性は乱れる。すなわち、伝送モードがひとつであれば他のモードを抑えることを考慮しなくてもよいから、他の条件が同じ場合はアンテナとして好ましくないことになる。

図4.13はこのフェライト装荷導波管をスロットアンテナとして用いた場合には印加直流磁界とビームの方向の関係を示したものである。スロットの間隔は $\sigma = 0.1$ のときの管内波長の $1/2$ としているから $\sigma = 0.1$ のときビームの方向は正面である。図4.13 aは $l = 0$, 図4.13 bは $d = 0$ のときに周波数をパラメータとして示

图 4.12 a 规格化传播定数

$a = 34.85 \text{ mm}$
 $t = 3.0 \text{ mm}$
 $4\pi M_s = 8000 \text{ Gauss}$
 17000 Mc



$X (= \beta / \beta_0)$

σ d mm	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6
0.0	0.8747	0.8589	0.8400	0.8155	0.9815	0.7283
1.4425	1.2467	1.2050	1.1506	1.0757	0.9596	0.8658
	1.5244	1.5023	1.4780	1.4478	1.4070	1.3426
2.8850	1.7047	1.6903	1.6262	1.5655	1.4742	1.3181
	1.8322	1.8081	1.7799	1.7442	1.6950	1.6184
4.3275	1.8814	1.8509	1.8124	1.7607	1.6844	1.5575
	1.9356	1.9100	1.8790	1.8390	1.7829	1.6953
5.7700	1.9485	1.9196	1.8841	1.8368	1.7677	1.6549
	1.9794	1.9356	1.9214	1.8797	1.8208	1.7271
7.2125	1.9662	1.9384	1.9043	1.8589	1.7940	1.6880
	2.0080	1.9817	1.9502	1.9081	1.8483	1.7523
8.6550	1.9545	1.9265	1.8926	1.8480	1.7834	1.6802
	2.0358	2.0101	1.9786	1.9367	1.8766	1.7790
10.0975	1.9053	1.8770	1.8428	1.7977	1.7331	1.6299
	2.0756	2.0496	2.0177	1.9755	1.9144	1.8142
11.5400	1.7693	1.7404	1.7052	1.6587	1.5915	1.4815
	2.1453	2.1180	2.0839	2.0386	1.9726	1.8630
12.9825	1.3662	1.3313	1.2867	1.2244	1.1259	0.9315
	2.2796	2.2466	2.2053	2.1499	2.0685	1.9332
14.4250	2.5633	2.5078	2.4390	2.3483	2.2195	2.0208

图 4.12 b 规格化传播定数

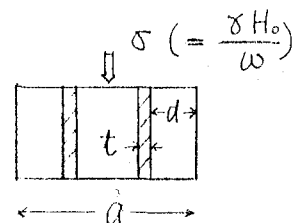
$a = 34.85$

$t = 3.0$

$4\pi Ms = 800 \text{ Gauss}$

6000 Mc

$X (= \beta / \beta_0)$



d \ sigma	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6
0.0	0.7456	0.7274	0.7039	0.6707	0.6183	0.5188
1.4425	0.7934	0.7399	0.6647	0.5439	0.2602	
	1.1752	1.1507	1.1020	1.0928	1.0379	0.9192
2.8850	1.3588	1.3227	1.2743	1.2049	1.0972	0.9006
	1.5695	1.5493	1.5264	1.4973	1.4575	1.3942
4.3275	1.6126	1.5810	1.5401	1.4833	1.3966	1.2437
	1.7271	1.7043	1.6771	1.6418	1.5920	1.5110
5.7700	1.7190	1.6899	1.6532	1.6033	1.5781	1.3990
	1.8047	1.7805	1.7509	1.7118	1.6555	1.5636
7.2125	1.7493	1.7214	1.6867	1.6402	1.5913	1.4563
	1.8578	1.8331	1.8025	1.7615	1.7017	1.6022
8.6550	1.7291	1.7017	1.6675	1.6220	1.5559	1.4460
	1.9055	1.8806	1.8495	1.8077	1.7459	1.6414
10.0975	1.6475	1.6200	1.5855	1.5397	1.4727	1.3611
	1.9665	1.9358	1.9035	1.8598	1.7946	1.6822
11.5400	1.4363	1.4067	1.3694	1.3183	1.2402	1.0974
	2.0429	2.0145	1.9784	1.9296	1.8565	1.7298
12.9825	0.8413	0.7868	0.7095	0.5823	0.2750	
	2.1762	2.1403	2.0950	2.0331	1.9408	1.7849
14.4250	2.4180	2.3592	2.2859	2.1890	2.0513	1.8400

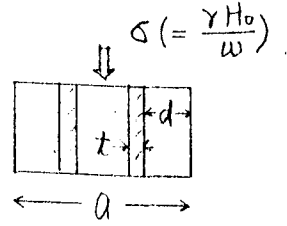
图 4.12c 规格化传播定数

$a = 34.85 \text{ mm}$

$t = 3.0 \text{ mm}$

$4\pi Ms = 800 \text{ Gauss}$

5000 Mc



$d \backslash \sigma$	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6
0.0	0.5061	0.4678	0.4412	0.3107		2.6211
1.4425	0.8304	0.7731	0.7486	0.6752	0.5145	
2.8850	0.76	0.7112	0.6410	0.5502	0.3101	
	1.2320	1.2141	1.1926	1.1584	1.1171	1.0303
4.3275	1.1703	1.1358	1.0877	1.0227	0.9128	0.6732
	1.4628	1.4433	1.4201	1.3891	1.3446	1.2675
5.7700	1.3412	1.3114	1.2726	1.2177	1.1310	0.7677
	1.5918	1.5675	1.5420	1.5050	1.4497	1.3525
7.2125	1.3927	1.3651	1.3296	1.2806	1.2056	1.0711
	1.6798	1.6561	1.6262	1.5848	1.5214	1.4052
8.6550	1.3564	1.3290	1.2945	1.2471	1.1732	1.0424
	1.7535	1.7286	1.6966	1.6523	1.5821	1.4549
10.0975	1.2079	1.1788	1.1417	1.0876	1.0077	0.8424
	1.8280	1.7665	1.7665	1.7182	1.6424	1.5014
11.5400	0.8047	0.7589	0.6948	0.5912	0.3675	
	1.9181	1.8371	1.8473	1.7715	1.7044	1.5011
12.9825						
	2.0486	2.0036	1.9526	1.8817	1.7734	1.5211
14.4250	2.2358	2.1744	2.0974	1.9946	1.8472	1.6177

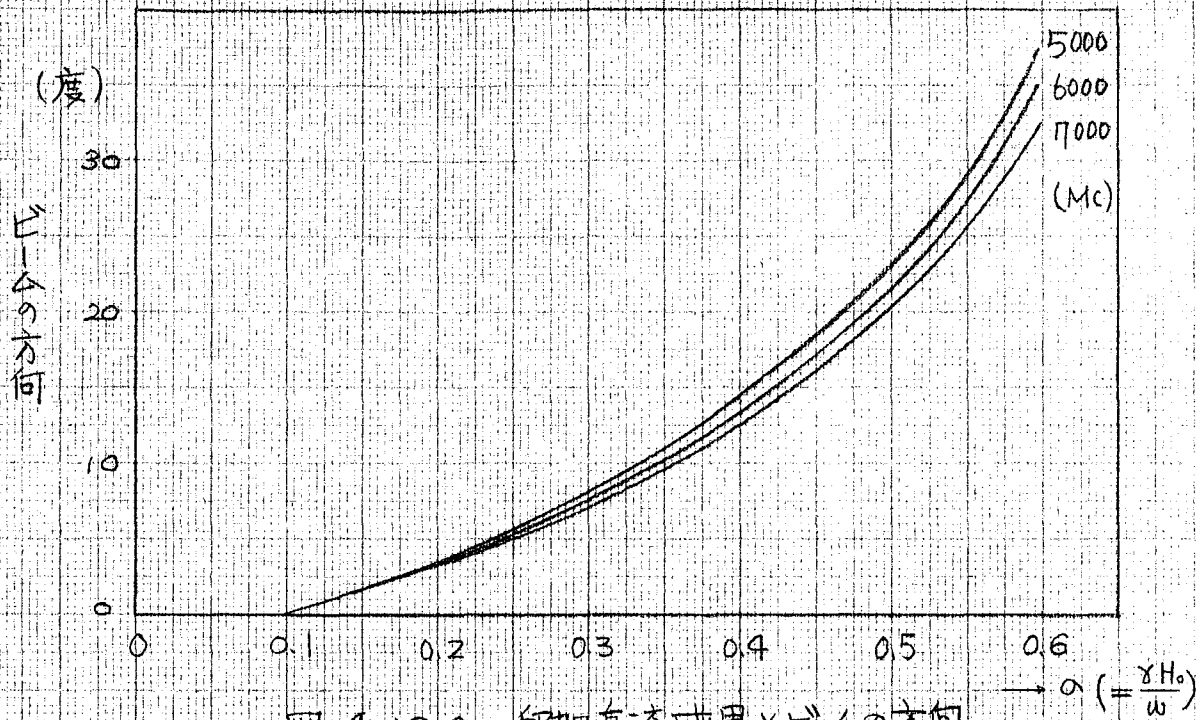


図 4.13 a 印加直流磁界とビームの方向

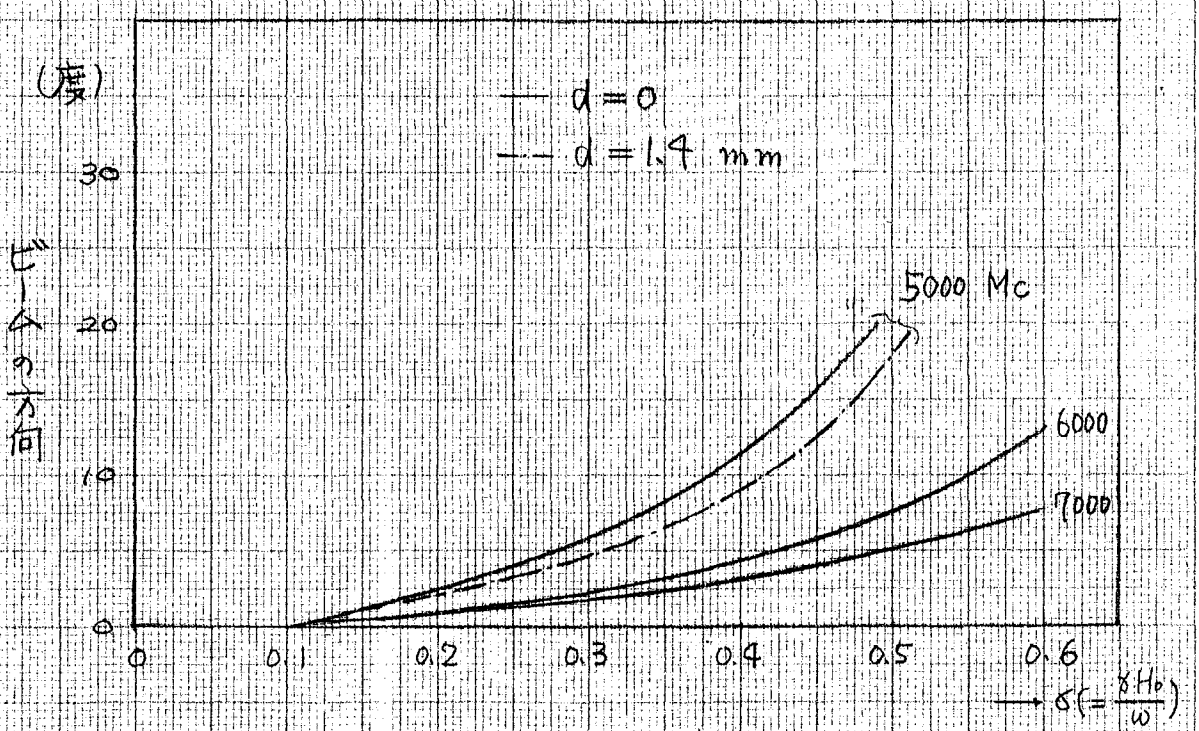


図 4.13 b 印加直流磁界とビームの方向

した。この図からフェライト導波管の中央にある場合には周波数によってビームの方向の変化は少ないが、管壁にある場合には周波数によって大きく変化することがわかる。図4.13bの実線はフェライトが管壁から約1.4 mm離れた場合であるが、印加直流磁界に対するビームの方向の変化量は管壁にある場合より小さい。このように、ビームの方向はフェライトの挿入位置および周波数によって非常に異なることがわかる。たとえば、 $\sigma = 0.1$ から $\sigma = 0.5$ まで変化したときのビームの方向の変化量は 5° から 25° のみらきがある。図4.13 からフェライト装荷導波管をスロットアンテナとして用いてビームの方向を制御する場合にはフェライトの挿入位置と使用周波数の関係が重要であることがわかる。管内波長の変化のほかに各伝送モードの伝送損失が問題になるが、これについては第5章で述べる。

4.5 フェライト装荷導波管の管内波長の測定

前節では導波管のいろいろな位置にフェライト板を挿入した場合に印加直流磁界に対する管内波長を計算した。本節では管内波長がこのように変化していることを実験により確かめた結果を述べる。管内波長の測定法は第3章で述べた方法によるが、直流磁界印加装置、位相測定装置等について第3章では具体的にはふれなかったのでもっと詳しく述べる。

実験装置のブロックダイヤグラムは図3.7と同じである。測定装置のうち、マイクロ波信号発生器、減衰器、整合負荷、検波器、1KC増幅器等は一般的なもので特に記す必要はない。直流磁界印加装置はこの実験のために製作したもので、断面図を図4.14に示す。磁極の縦方向の長さは30 cmであるが、これは実験装置全体の大きさや重量および予算を考慮してきめたもので、これ以

上に長ければ後で述べるように管内波長の測定は正確になり、スロットを切って電波を放射する場合は開口面が大きくなるから放射ビームはシャープになる。励磁コイルは少ない面積に巻く巻線

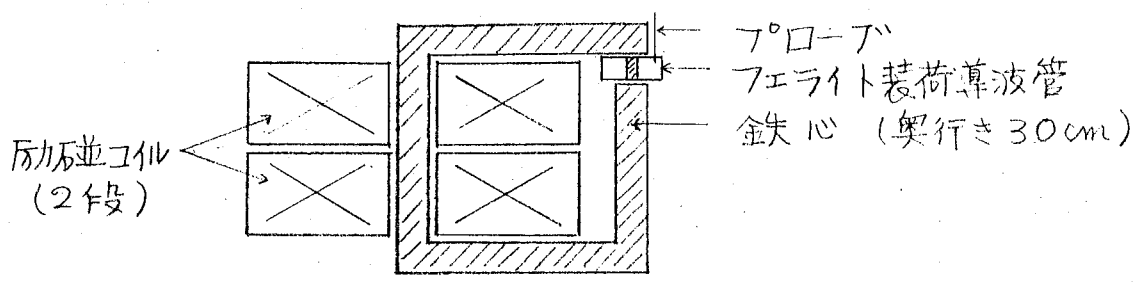


図 4.14 直流磁界印加装置の断面図

の回数を多くするために $1 \times 2 \text{ mm}$ の角型エナメル線を用いた。1段で 2400 回、全体では 4800 回巻いてある。鉄心は電磁石用の純鉄である。励磁電流と磁極間の磁界との関係は図 3.8 に示したが、約 1.4 A 、 2500 Gauss までは直線的関係にあり、 5000 Gauss までは励磁可能である。管内波長測定用フェライト装荷導波管は

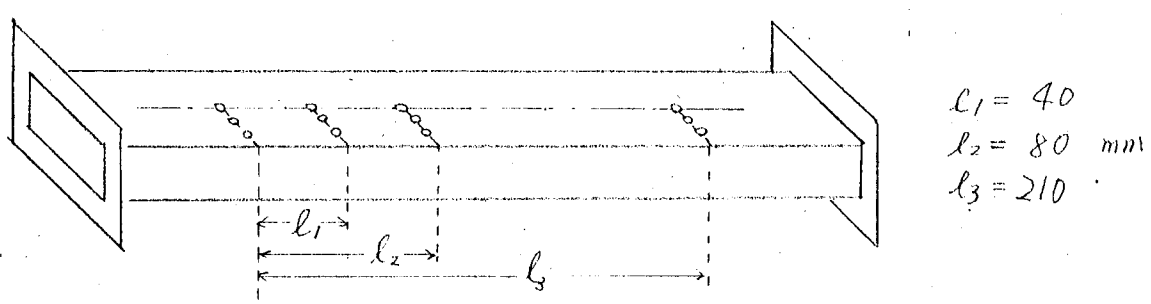


図 4.15 管内波長測定用導波管

図 4.15 に示すものでフェライトの挿入位置によって位相測定用プローブをさし込む位置を変えなければならないので、図に示すようにあのおの3個の穴 (2 mm 径) をあける。3.2 で述べたように管内波長に比較して $l_3 - l_1$ 、 $l_3 - l_2$ が大きい程、誤差は少ないので図に示すように、 $l_3 - l_1 = 170 \text{ mm}$ 、 $l_3 - l_2 = 130 \text{ mm}$ とした。高周波電力をとり出すプローブは図 4.16 に示すものである。誘電体と開口面との距離 h によってボカ電力は非常に変化

するが、これを一定にして位相計の方で同調をとった。位相計の2個の高周波入力(標準と被測定用の)装置は定在波測定器を改良したもので図4-17でA奥に入っていたクリスタルを取り除いて直接高周波電力を給電する。短絡板Bによって同調をとることができ、から実験周波数を変えても大体同程度のレベルに保つことができる。また、フェライトが導波管の中央付近にある場合は図4-14に示すように管壁の近くにプローブをさし込み、フェライトが導波管の管壁近くにある場合には図4-18に示すように直流磁界印加装置を2個用いて、プローブは導波管の中央にさし込む。

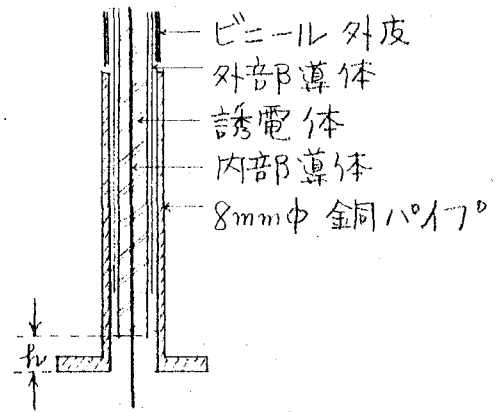


図4-16 プローブの断面図

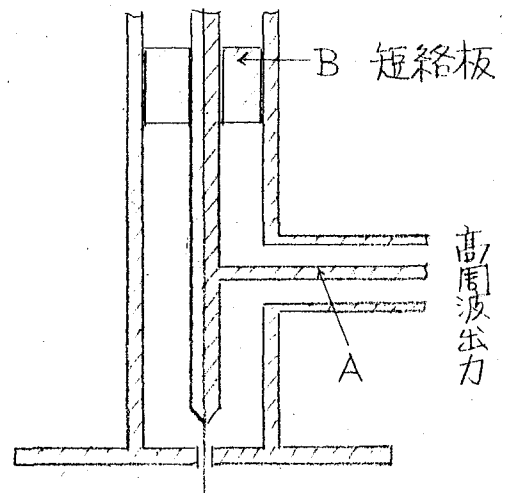


図4-17 位相計の入力プローブ

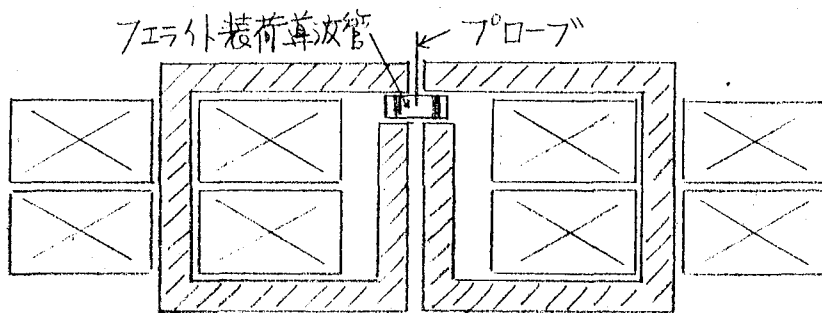


図4-18
直流磁界印加装置
とフェライト装荷導波管

さて、測定原理は3章で述べたが、ここで、具体的な測定例によって誤差について検討する。フェライト装荷導波管の管内波長に比較して $l_3 - l_1$, $l_3 - l_2$ が、大きければ測定誤差は少なく、小さければ多い。ここではこれら両方の極端な場合、すなわち、

$l_3 - l_1$, $l_3 - l_2$ は一定であるから管内波長の大きい場合と小さい場合について測定結果を比較してみる。フェライトの厚さ 3 mm、飽和磁界 800 Gauss の場合に図 3.17 に示す実験装置による管内波長の測定条件および結果を次に記す。

周波数		7000	6000	Mc
フェライトの挿入位置		管壁 ($d=0$)	中心 ($l=0$)	
位相計の管内波長	λ_0	54.30	117.60	mm
位相計の読み	$\left\{ \begin{array}{l} \lambda_1 \\ \lambda_2 \\ \lambda_3 \end{array} \right.$	168.95	211.65	"
		166.35	168.65	"
		179.15	151.50	"

これらの測定結果から式 (3.4), (3.5) を用いて管内波長を計算すると次のようになる。(単位 mm)

7000 Mc				6000 Mc			
P	λ_g	g	λ_g	P	λ_g	g	λ_g
10	17.33	8	16.74	2	67.69	2	60.58
9	19.29	7	19.22	1	112.48	1	113.45
8	21.76	6	22.55	0	332.37	0	891.45

このように管内波長は式 (3.4), (3.5) の任意の整数 P, g によって離散的な値になるが、 P, g の 2 個のグループで明らかに一致する組が得られる。7000 Mc の場合には (19.29, 19.22) でお互いの不一致による誤差は 0.37% である。6000 Mc の場合には (112.48, 113.45) でこの誤差は 0.9% である。このように導波管にスロットを切らなくても比較的正確に管内波長を測定することができる。 P, g は被測定導波管の 2 個のプロースの間に存在する波数を示しているが、プロース間の距離が大きければ、すなわち P, g の値が大きければ位相測定 of 誤差はその間に存在している波の数が割られることになるから、結果として得られる管内波長の誤差が小さいのは当然といえる。また、この測定条件と同じパラ

×タの場合の理論計算では図4.12に示すように 18.99 mm, 131.32 mm と値が得られている。フェライトを中央に挿入した場合は実験値は 19.26 mm であるから誤差は 0.27 mm で大体一致しているが、管壁に挿入した場合の実験値は 113.0 mm であり、理論値との差は 18.3 mm となってかなり大きい。これはフェライトの挿入位置によるものと考えられるので後で検討する。

印加直流磁界を変化したときの管内波長の変化の測定は式(3.6)からわかるようにフローブのさしかえは必要としないからかなり正確であると考えられる。理論的な解析では前にも述べたように管内波長 λ_g ではなく、 $X (= \lambda/\lambda_g)$ を求めたのでこの値で理論値と実験値の比較を行う。また、励磁電流と印加直流磁界との関係は3章で述べたように算価透磁率 μ_e の実測値と理論値が零になる處から求めた。図4.19 は印加直流磁界を変数として X の理論値と実験値を比較したものである。図4.19a はフェライトを導波管の中央に挿入した場合で理論値と実験値は大体一致しているが全体として実験値が理論値より小さい(管内波長が大きい)のは、フェライトが導波管の中央にある場合はフェライトの比誘電率が依播定数に大きい影響をおよぼすが理論計算で用いた比誘電率 $\epsilon_s = 11.5$ よりも実際の値が小さいためと考えられる。図4.19b はフェライトを導波管の管壁に、図4.19c は管壁から約 1.5 mm の位置に挿入した場合である。図4.19c では理論値と実験値はよく一致しており、前節の解析結果の正しいことを示している。しかし図4.19b は実験値は理論値より大きく(管内波長は短かく)なっている。これは図4.20 に示すように導波管の内壁の曲りのためにフェライトが管壁に密着しないためと考えられる。これについては後で検討する。

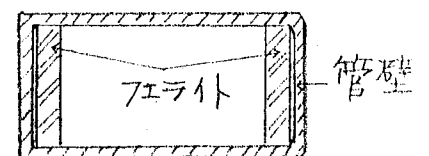


図4.20 導波管断面

$X (= \beta/\beta_0)$

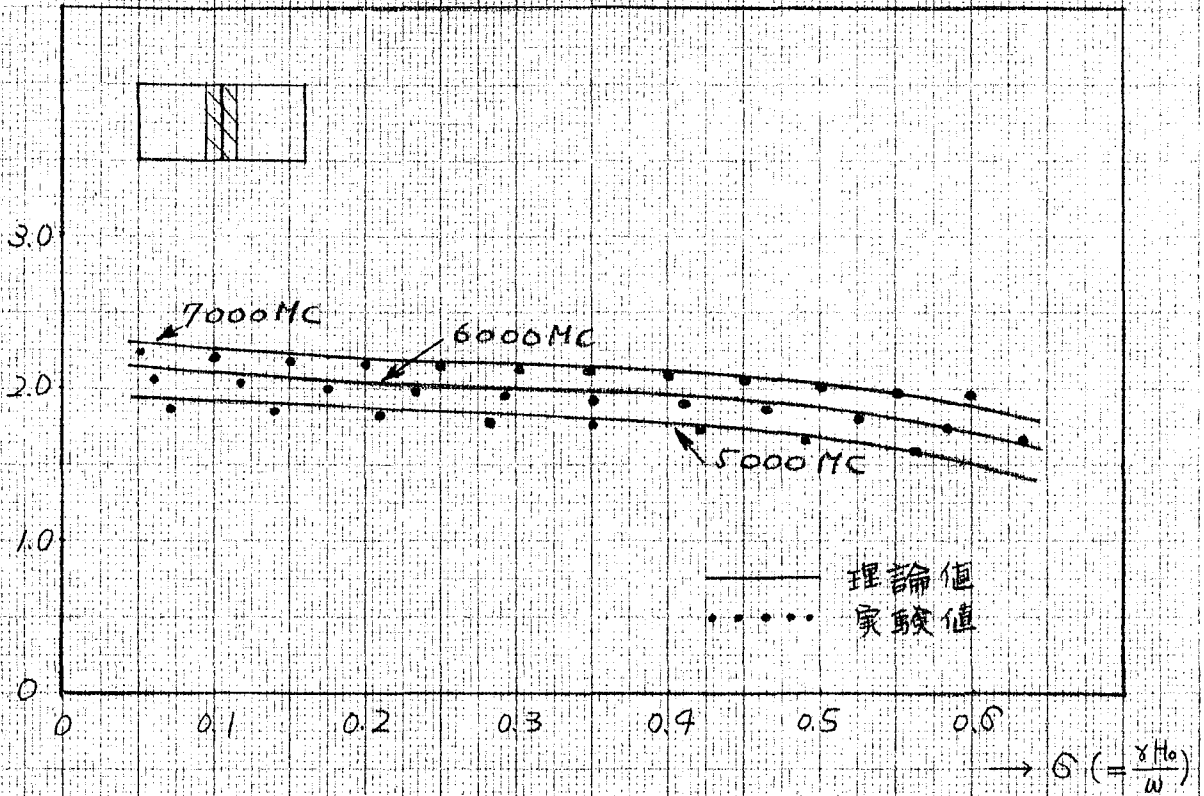
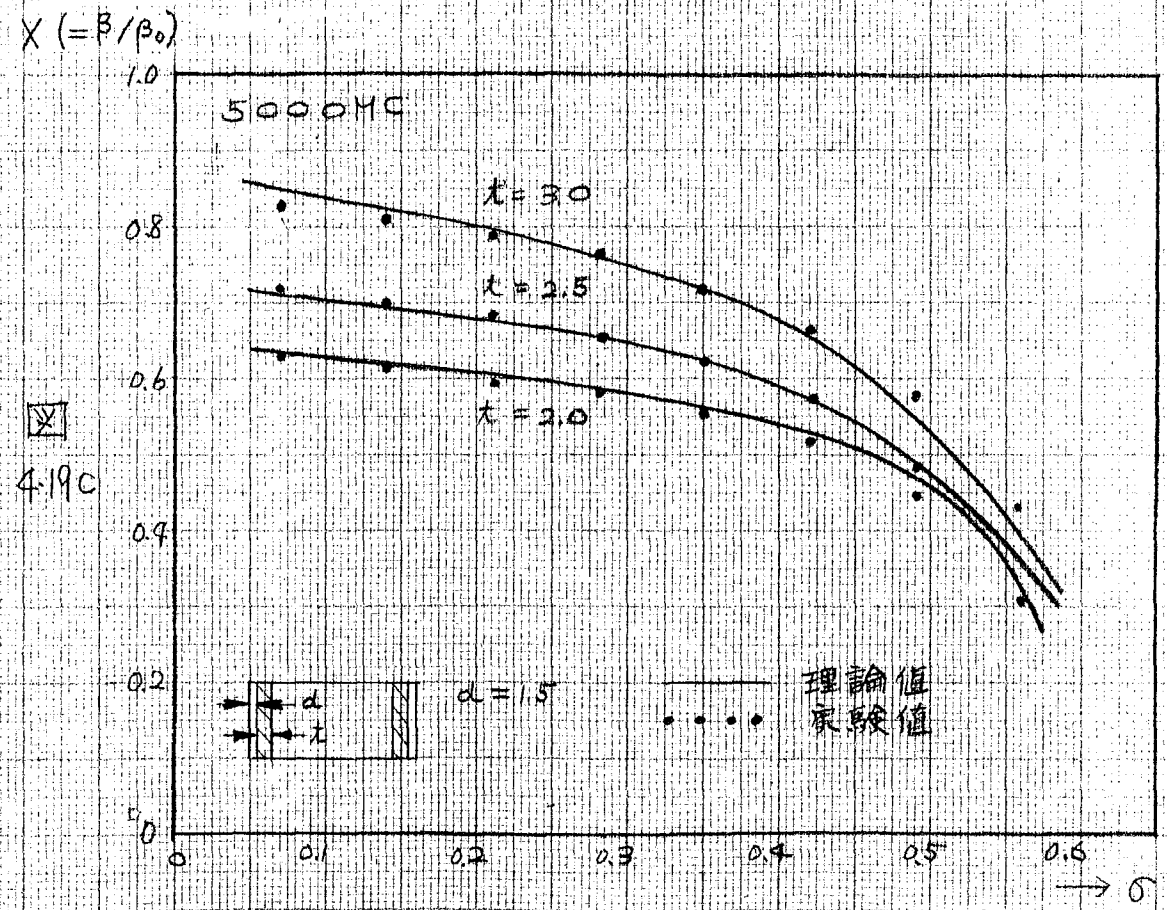
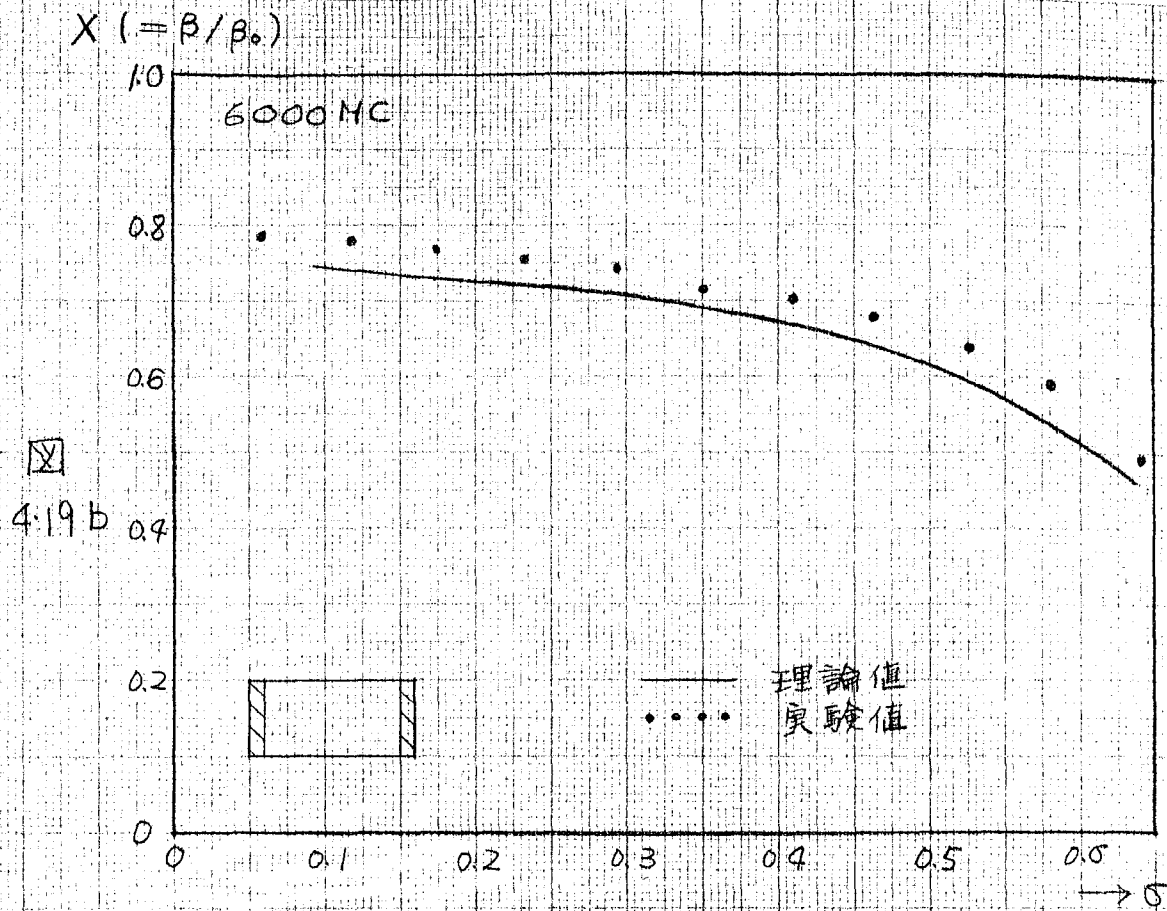


図 4.19 a 印加直流磁界と伝播定数

(図 4.19 b, 図 4.19 c も同じ)



4. 6 導波管断面の電界分布

図4.10 に示すように導波管断面の任意の位置にフェライト板を挿入した場合の各領域における電磁界は式(4.8)で与えられる。周波数やフェライトの定数およびフェライト板の管壁からの距離等はあらかじめ与えられるから式(4.10)における未知数は伝播定数 β および $E_1 \sim E_5$, $K_1 \sim K_3$ である。伝播定数が式(4.10)で与えられることはすでに述べたが、 $E_1 \sim E_5$, $K_1 \sim K_3$ はこの β によって次のようにあらわすことができる(附録A)

$$K_1 = \frac{1}{k_f} \cdot \frac{\frac{\tan k_a d}{k_a} - \frac{\tan k_f d}{k_f} (\mu_e + \beta \frac{R}{\mu} \frac{\tan k_a d}{k_a})}{\frac{\tan k_a d}{k_a} \cdot \frac{\tan k_f d}{k_f} + \frac{1}{k_f^2} (\mu_e + \beta \frac{R}{\mu} \frac{\tan k_a d}{k_a})}$$

$$K_2 = \frac{1}{k_a} \cdot \frac{1 - K \frac{\tan k_a (d+t)}{k_a}}{\frac{\tan k_a (d+t)}{k_a} + \frac{K}{k_a^2}} \quad (4.11)$$

$$K = \frac{k_f}{\mu_e} \cdot \frac{1 - K_1 \tan k_f (d+t)}{\tan k_f (d+t) + K_1} - \beta \cdot \frac{1}{\mu_e} \cdot \frac{R}{\mu}$$

$$K_3 = \frac{1}{k_f} \cdot \frac{\frac{\tan k_a d}{k_a} - \frac{\tan k_f d}{k_f} (\mu_e - \beta \frac{R}{\mu} \frac{\tan k_a d}{k_a})}{\frac{\tan k_a d}{k_a} \cdot \frac{\tan k_f d}{k_f} + \frac{1}{k_f^2} (\mu_e - \beta \frac{R}{\mu} \frac{\tan k_a d}{k_a})}$$

ここで、 k_f , k_a は印加直流磁界に対し偶関数であり、磁界を反転してもその値は変化しない。しかるに、式(4.11)で K_1 と K_3 を比較すると、 K_1 をあらわす式の中で、印加直流磁界の奇関数である R/μ の符号を変えると K_3 に等しい。これは印加直流磁界を反転すれば、図4.10で領域(2)と(4)の電界は互いに等しいこと

を示している。E₁ ~ E₅ も同様にして次のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{E_1}{E_2} &= \frac{\sin k_f d + K_1 \cos k_f d}{\sin k_a d} \\ \frac{E_3}{E_2} &= \frac{\sin k_f (d+t) + K_1 \cos k_f (d+t)}{\sin k_a (d+t) + K_2 \cos k_a (d+t)} \\ \frac{E_4}{E_2} &= \frac{\sin k_a (a-d-t) + K_2 \cos k_a (a-d-t)}{\sin k_f (d+t) + K_3 \cos k_f (d+t)} \cdot \frac{E_3}{E_2} \\ \frac{E_5}{E_2} &= \frac{\sin k_f d + K_3 \cos k_f d}{\sin k_a d} \cdot \frac{E_4}{E_2} \end{aligned} \quad (4.12)$$

電界の振幅は励振電力によつてきまるひとつの自由度が与えられるが、これを E₂ で規格化したのは、フェライトが管壁に密着した場合には E₁, E₅ が零になり、中央にある場合には E₃ の意味がなくなるからである。こゝろをもとにして計算すべき電界をあらわす式を式(4.8)から書きかえると次のようになる。

$$E_y(x) = \begin{cases} \frac{E_1}{E_2} \sin k_a x & 0 \leq x \leq d \\ \sin k_f x + K_1 \cos k_f x & d \leq x \leq d+t \\ \frac{E_3}{E_2} (\sin k_a x + K_2 \cos k_a x) & d+t \leq x \leq a-d-t \\ \frac{E_4}{E_2} \{ \sin k_f (a-x) + K_3 \cos k_f (a-x) \} & a-d-t \leq x \leq a-d \\ \frac{E_5}{E_2} \sin k_a (a-x) & a-d \leq x \leq a \end{cases} \quad (4.13)$$

節4.4で計算した伝播定数をもとにして式(4.11), (4.12)を計算し、その結果を用いて式(4.13)をxを変数として計算すれば、導波管断面の電界分布が得られる。周波数 7000 Mc, フェライトの飽和磁界 800 Gauss, 厚さ 3.0 mm, 印加直流磁界 $\mathcal{H} = 0.1$ (250 oe) の場合に、フェライトの挿入位置をパラメータとして計算した導波

管断面の電界分布を図4.21に示す。この図からフェライトの挿入位置によって伝送モードは非常に変化することがわかる。フェライトが管壁についている場合には中空導波管の基本モードと大体同じ形をしているが、管壁から約1.4 mm離れた場合には2次モードも伝送され、基本モードの形も大きく変化している。これはフェライトの誘電率が大きいためで($\epsilon_s = 11.5$)、フェライトが導波管の中央部に移るにしたがって電界は誘電界に集中する表面波のようになってくる。このパラメタの場合にはフェライトが導波管の中央と管壁にあるとき以外は、このフェライト装荷導波管は多モード伝送線路になっている。

図4.21は印加直流磁界が一定の場合であるが、これを变化した場合の電界分布を図4.22に示す。この図から、電界分布は印加直流磁界によってはあまり変化しないが、磁界が強くなるとフェライトの算価透磁率が小さくなるためにフェライト内部から中空部に電界を「おし出す」ような傾向にあることがわかる。

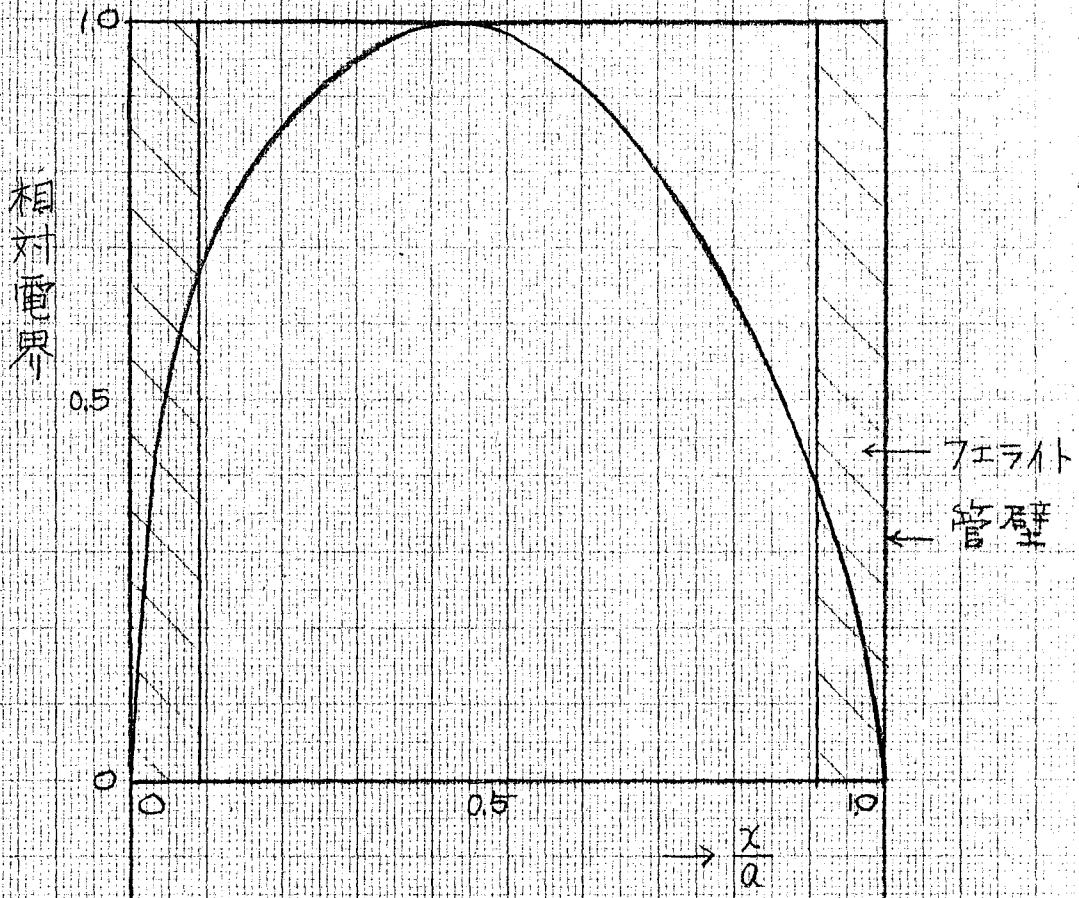


図4.21 a. 導波管断面の電界

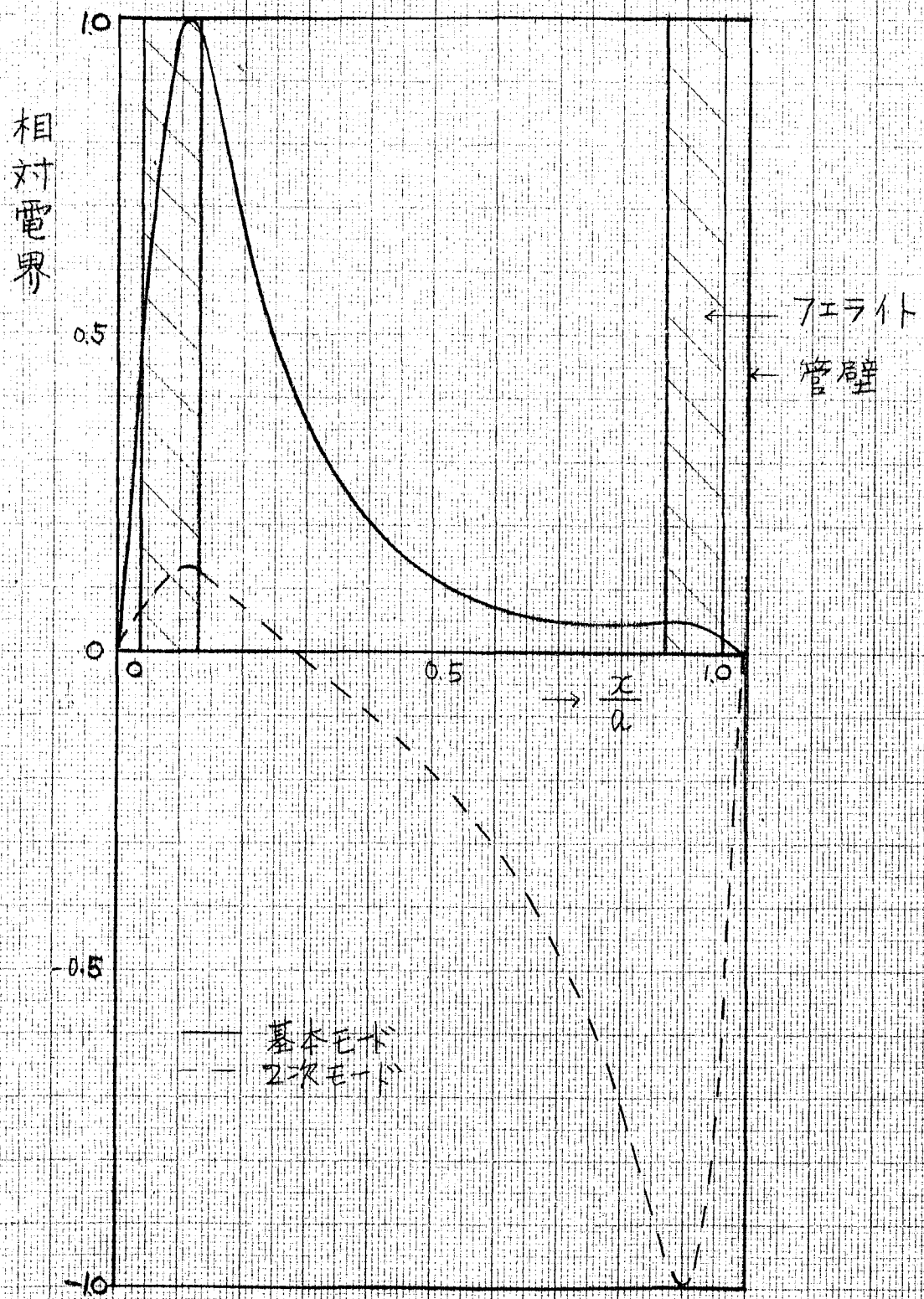


図 4.21b 導波管断面の電界

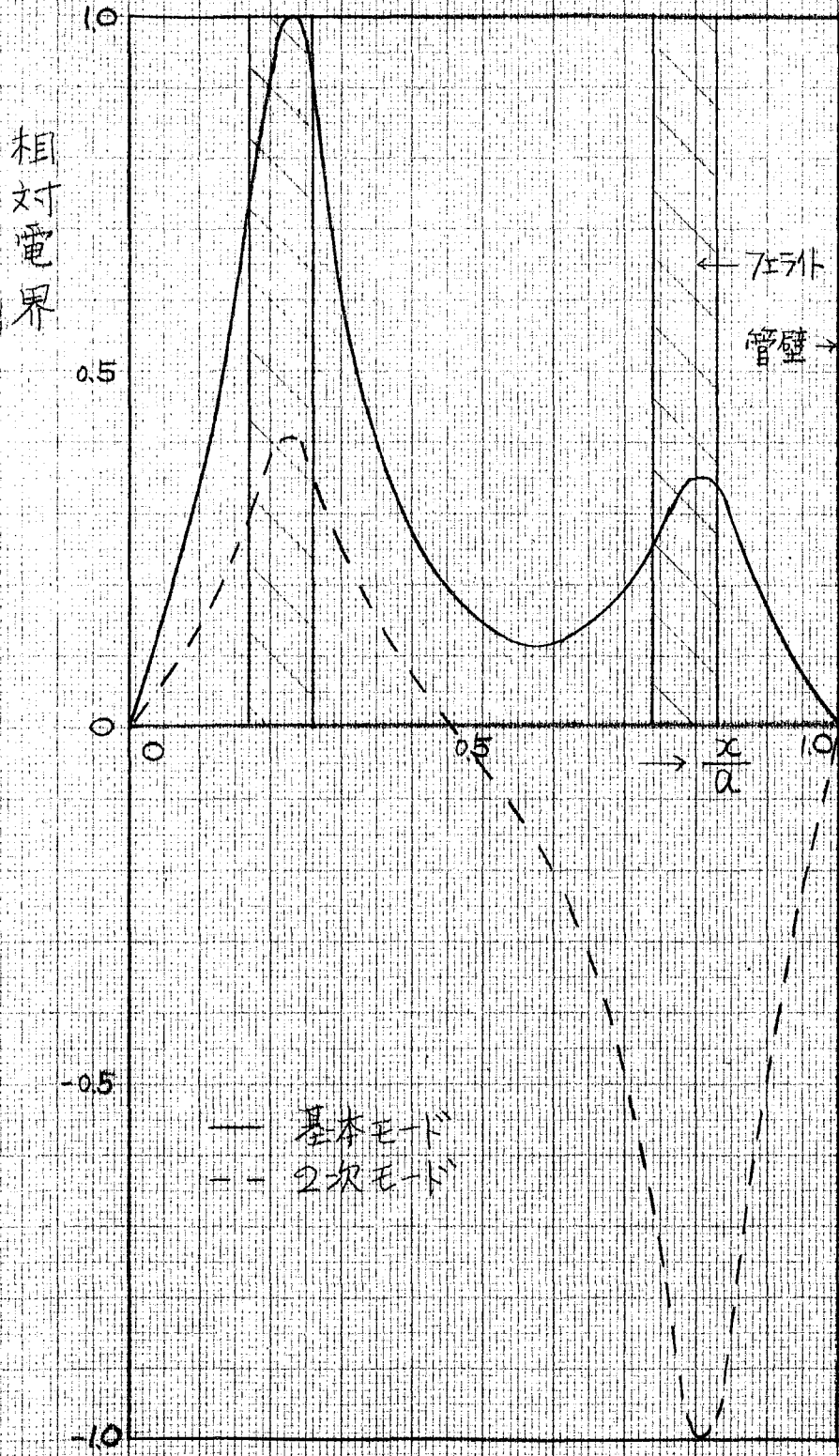


図 4-21 C 導波管断面の電界

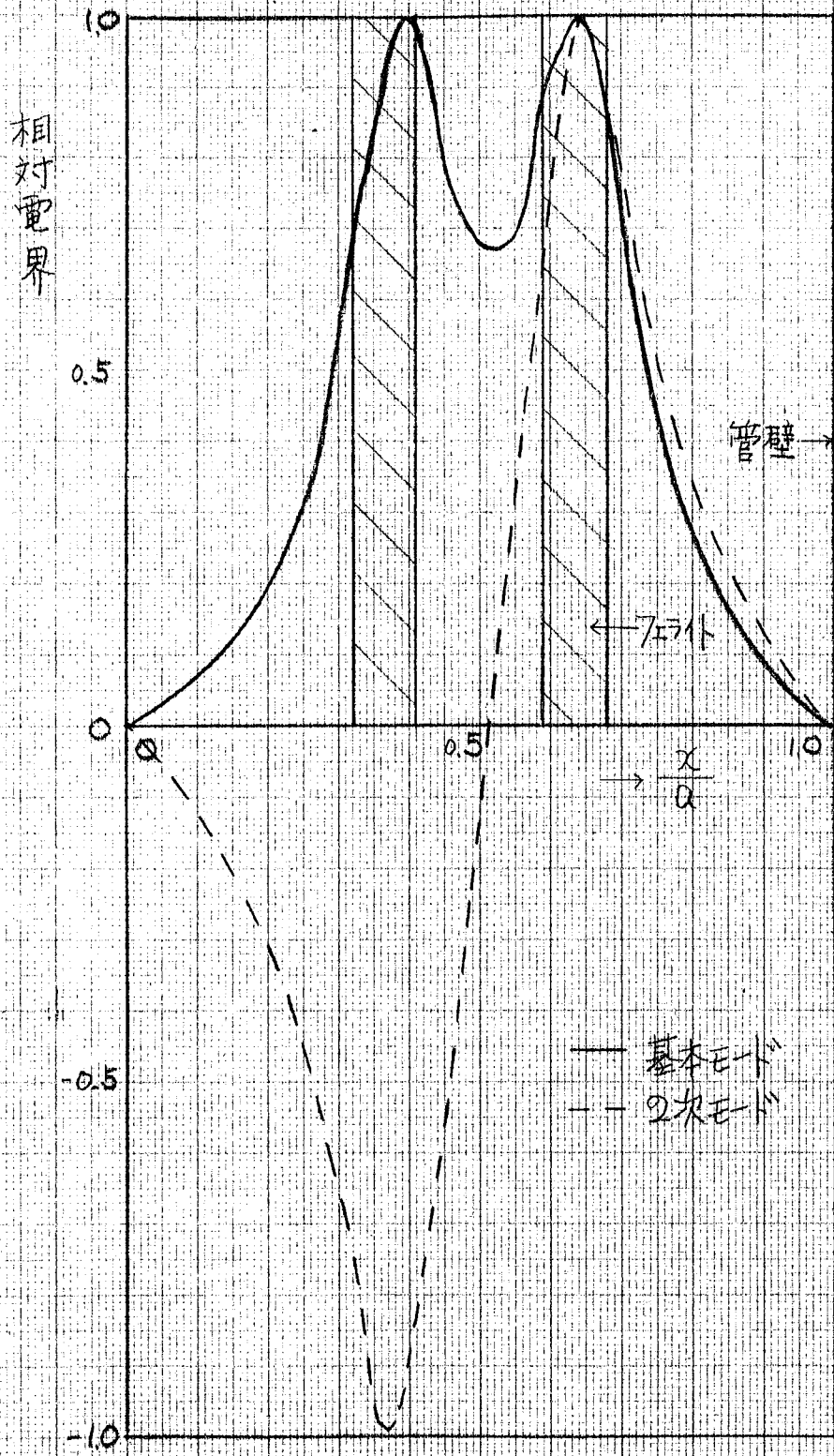


図 4-21 d 真波管断面の電界

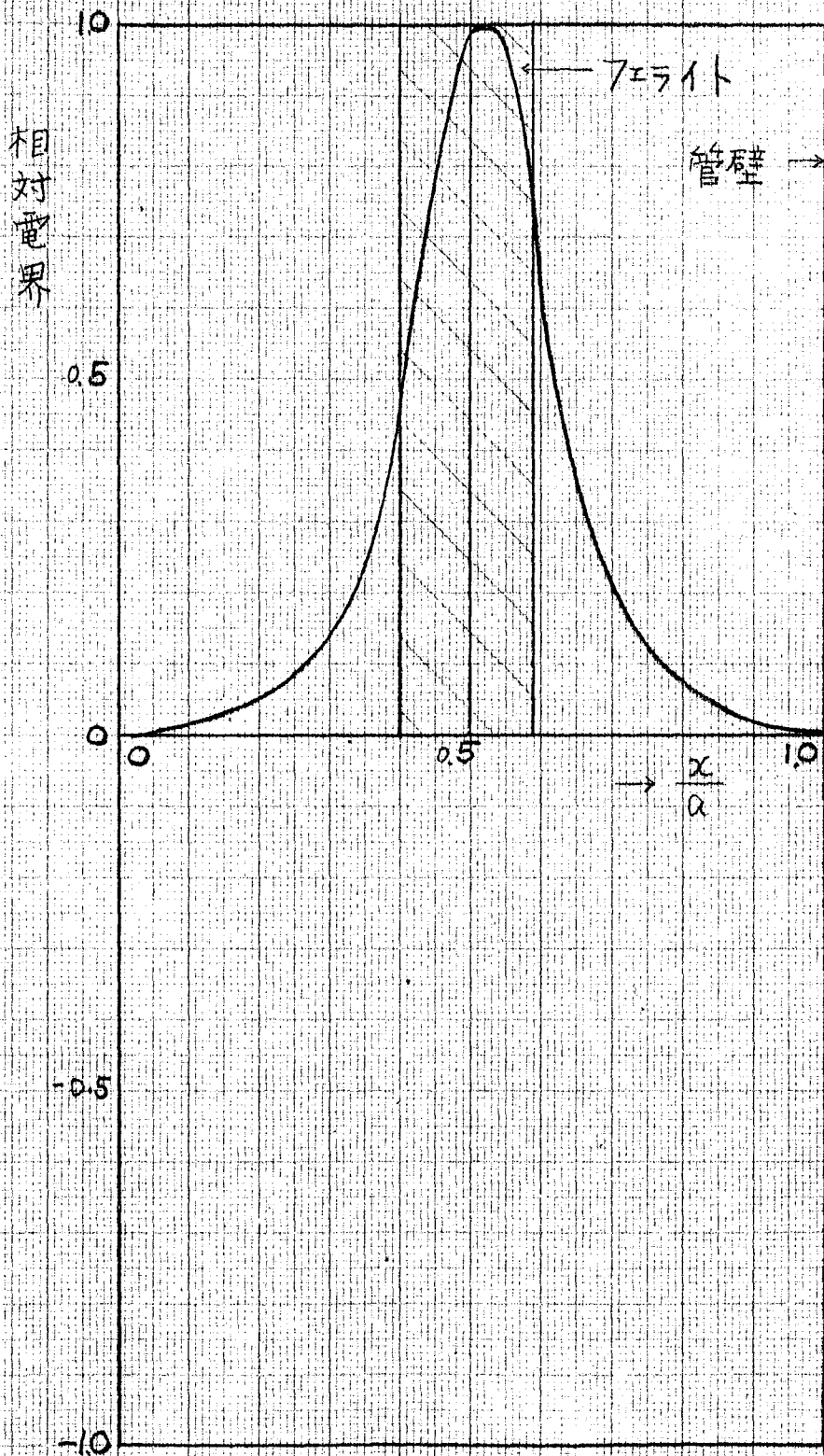


図 4.21 e 導波管断面の電界

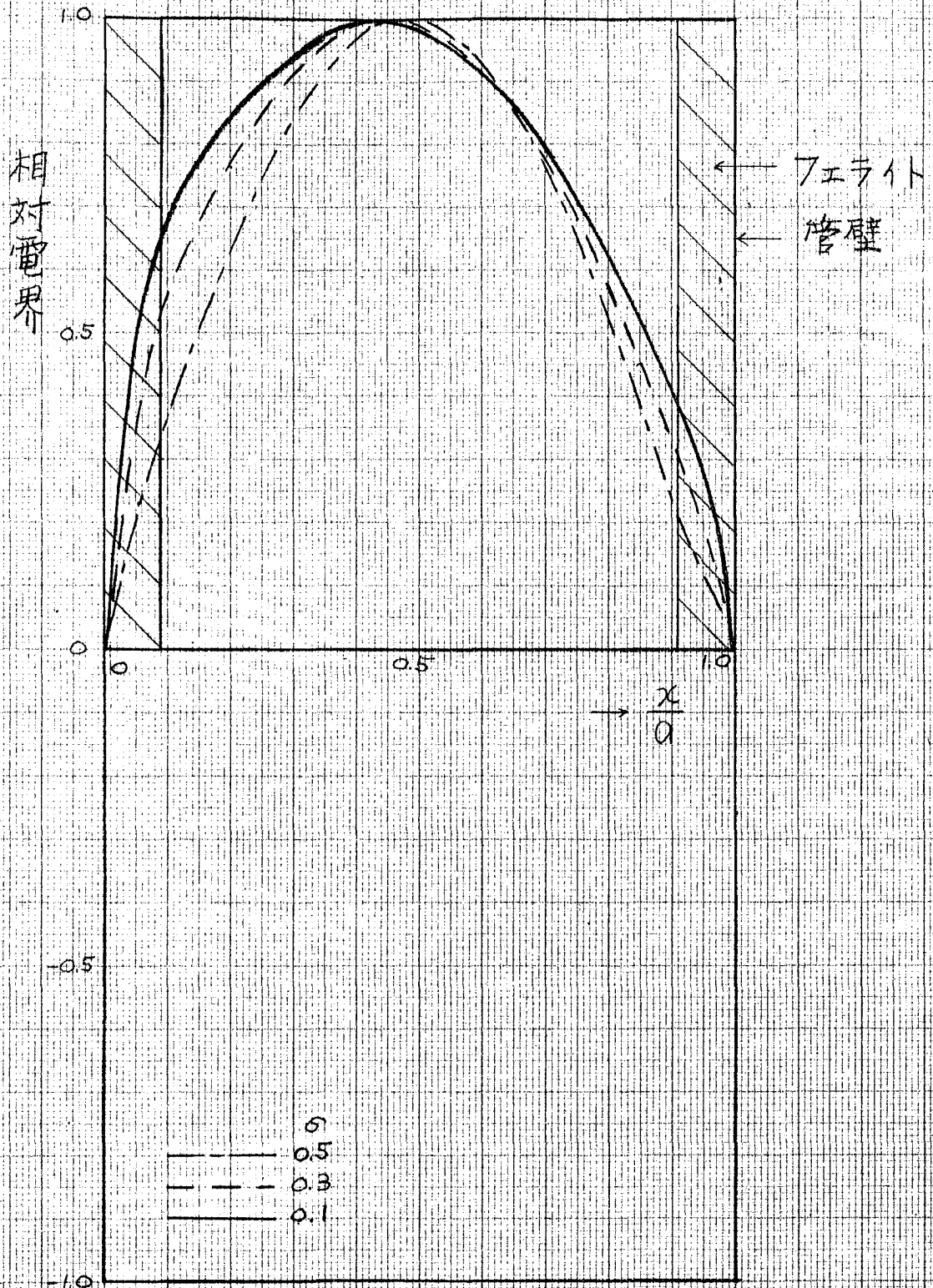


図 4.22 直波管断面の電界

さて、図4-21aはフェライトが導波管の管壁に密着した場合であり、図4-21bは管幅34.85mmに対し管から約1.4mm離れただけであるが電界分布は α に比較して非常に異なっており、二次モードも伝送可能である。そこで、フェライト板が管壁からどの程度離れた場合に二次モードが伝送されるか、また基本モードの伝播定数はどうなるか算について検討する。フェライトを導波管の任意の位置に挿入した場合の伝播定数 β は式(4.10)で与えられるから、管壁からの距離 d をパラメータとして式(4.10)を計算すればよい。図4-23はフェライトと管壁間の距離 d に対する伝播定数の変化を示した図である。フェライトの飽和磁界は800 Gauss、印加直流磁界は $H = 0.1$ の場合であるが、図4-23aはフェライトの厚さ t は3.0mm、図4-23bは2.5mmの場合である。フェライトの厚さが3.0mmの場合には、周波数17000 Mcで管幅34.85mmの17000 Mc用導波管を用いるとフェライトと管壁間の距離が0.06mmですぐに二次モードが伝送される。フェライトを十分に管壁に密着させたとしても、0.06mmの間隔を作らないことは困難であるから、このような挿入方法でフェライト装荷導波管を用いる場合には二次モードの伝送に注意しなければならない。周波数6000 Mcの場合には管壁からの距離は0.8mmで二次モードが伝送されるが、間隔を0.8mm以下にフェライトを挿入することは困難ではない。また、基本モードの伝播定数はいずれの場合も同じように変化し、フェライトが管壁から離れるにしたがって管内波長は短くなる。図4-23bはフェライトの厚さ t が2.5mmの場合であるが、周波数17000 Mcのときは二次モードが伝送される管壁間の距離は0.5mmとなり、フェライトがうすくなるとこの距離は増加する。しかし、フェライトがうすくなると印加直流磁界に対する管内波長の変化は小さくなる。

$$X (= \beta / \beta_0)$$

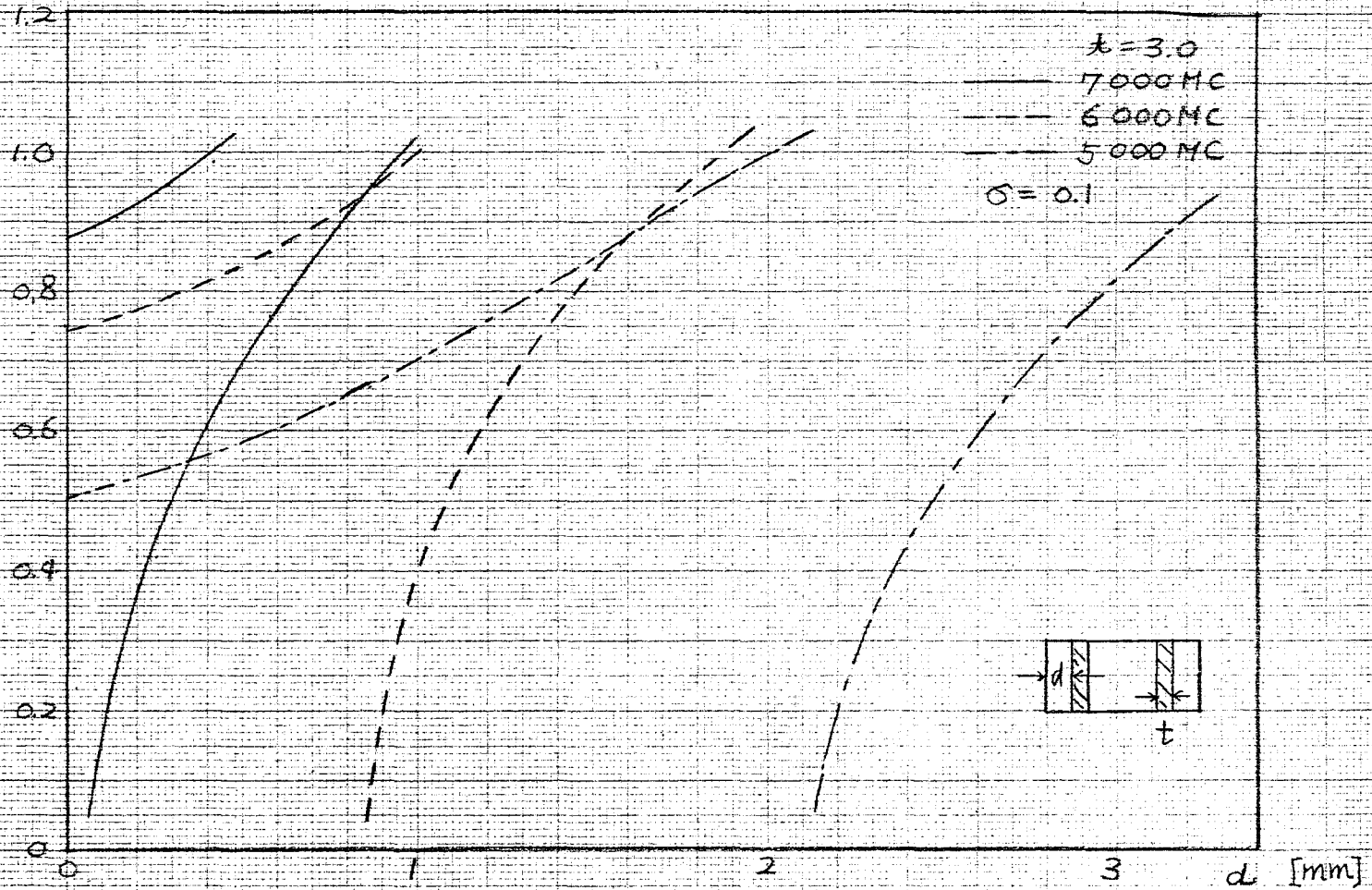


図 4.23 a エライトの挿入位置と依播定数

$$X (= \beta / \beta_0)$$

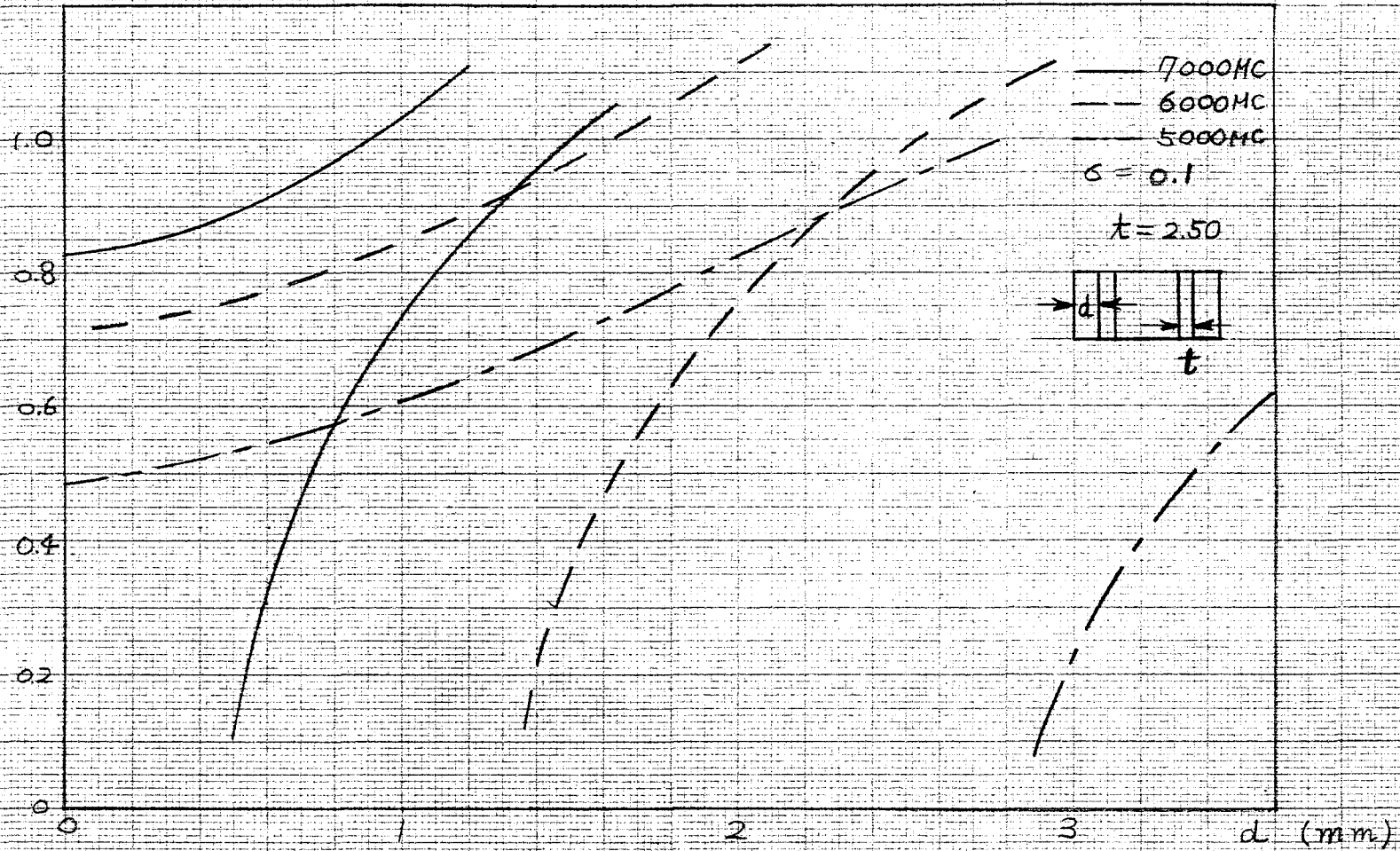


図 4.23 b フェライトの挿入位置と伝播定数

次に、ここで得られた伝播定数をもとにして2次モードの電界分布を調べる。図4.24はフェライトの飽和磁界800 Gauss、厚さ3.0 mm、周波数7000 Mc、フェライトと管壁との距離 d が0.865 mmの場合に基本モードと2次モードの電界分布である。この図から、2次モードは中空導波管の2次モードに似た形をしており、また、基本モードはフェライトが管壁に密着したときの電界分布を示す図4.21 aとほとんど同じであることがわかる。

さて、4.5で述べた管内波長の測定ではフェライトを導波管の管壁に挿入した場合には理論値と実験値にわずかの相異があった。その原因は図4.20に示すようにフェライトと管壁の間にはわずかの間隔の存在によることを指摘したが、図4.25はさきに得られた管内波長の測定値と、フェライトと管壁との間に間隔 d があるとして計算した理論値とを比較した図である。周波数6000 Mc、 $d = 0.3$ mmの場合と、周波数5000 Mc、 $d = 0.5$ mmの場合を示したが、理論値と実験値は非常によく一致している。これから逆にフェライトを管壁に挿入しても0.3~0.5 mmの間隔のあることがわかる。実際はフェライト装荷導波管の内部を見ると図4.20に示す原因でこの程度の間隔のあることがわかる。

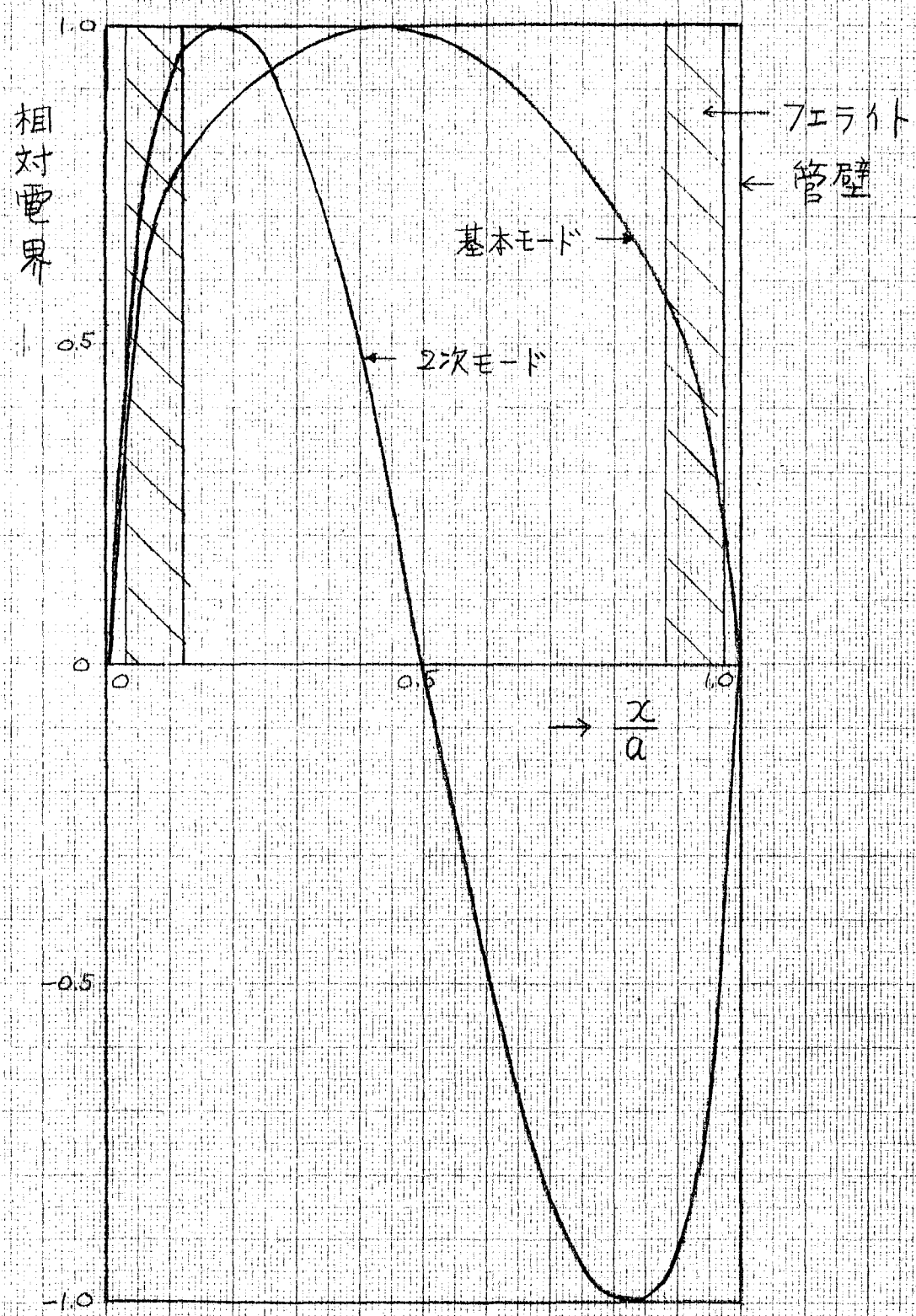


図4.24 導波管断面の電界

$X (= \beta/\beta_0)$

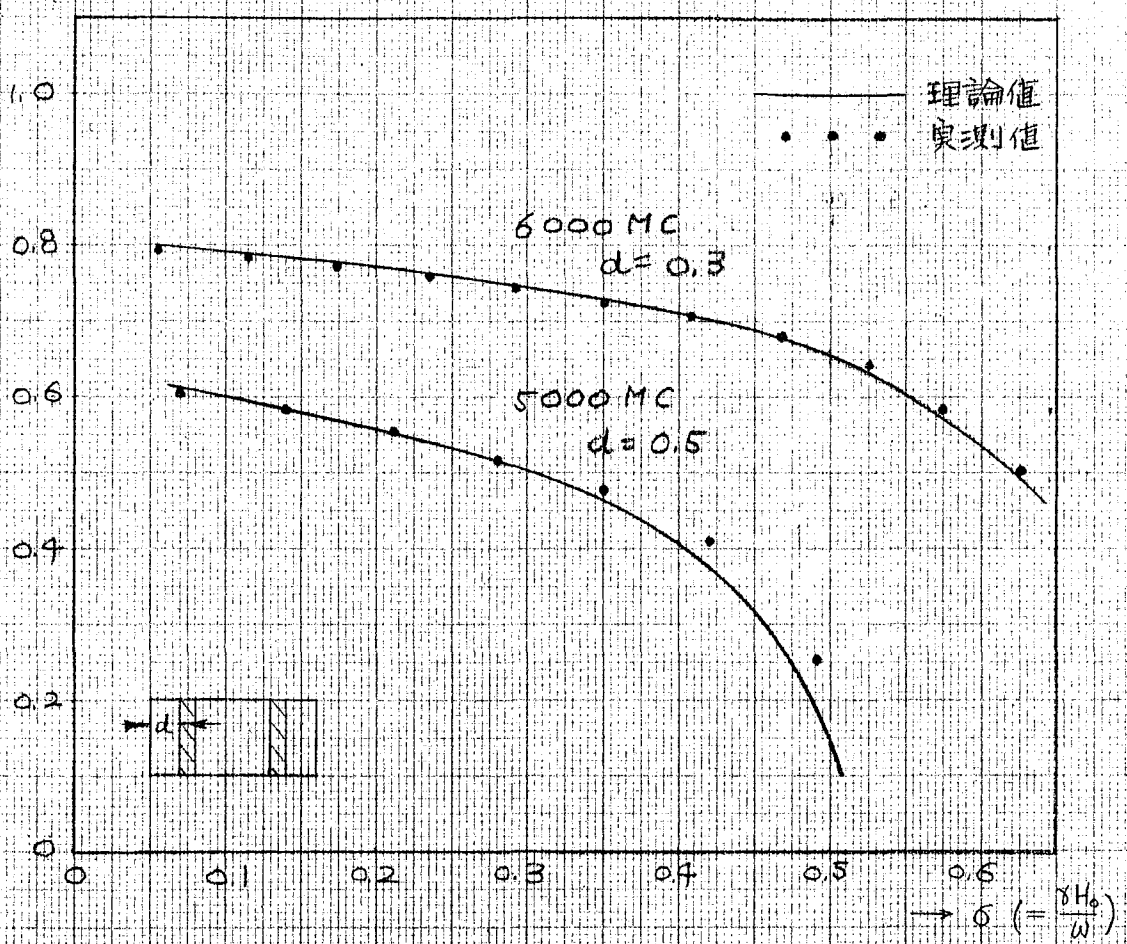


図 4.25 外加直流磁界と伝播定数

4.7 電界分布の測定

4.6で述べたようにフェライト装荷導波管にはいろいろな伝送モードが存在し、フェライトの挿入位置によって電界分布は非常に変化する。4.5では管内波長の測定によってそれまでに述べた解析の正しいことを示したが、管内波長の測定は間接測定であり、次の章で述べたように他のモードがあずかでも存在すると誤差の原因になる。2個の伝送モードが存在する場合にはひとつのモードだけを伝播させ、他のモードの伝播を完全に抑えることは困難であるために管内波長の測定は伝送モードがひとつの場合にのみ行った。そこで、本節では導波管断面の電界分布の測定結果を述べ、またそれによって2個のモードの伝送可能なことを確かめた。(20)

図4.26に示すようにフェライト装荷導波管には直流磁界を印加するための磁極が存在するために導波管断面の電界を測定することは困難である。そこで、図に示すように磁極の端にあたる導波管にスリットを切り、定在波測定器に相当するフロークを管軸に対し直角方向に移動させて導波管断面の電界を測定した。この

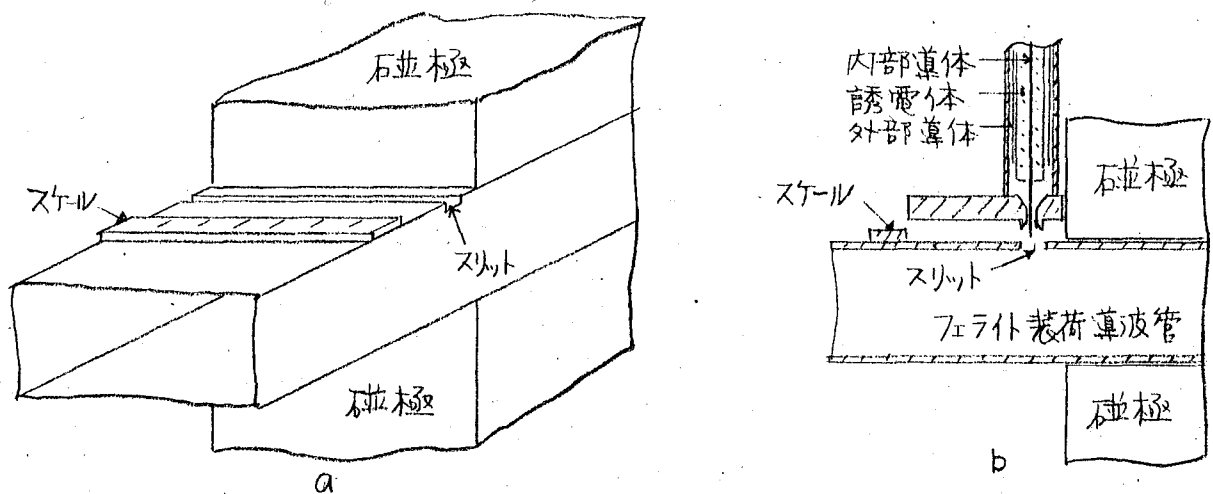


図4.26 電界分布の測定

方法ではスリットの場所には直流磁界は印加されていないから、磁極間の電界を測定していることにはならないが、磁極の端とス

リットとの距離は約2mm（管内波長の $1/10 \sim 1/20$ ）であるから、その間に電界分布が急激に変化するとは考えられない。中空導波管の断面の電界は導波管の開口面によってプローブを移動させることによって測定できることを考えると、この方法が直流電界を印加したフェライト装荷導波管の断面の近似的な電界分布の測定法として正しいことがわかる。

図4.26 b は測定用プローブ、フェライト装荷導波管、磁極算を導波管軸にそって切った断面図である。プローブは導波管のスリットにピッタリ入るが、導波管の内面にはフェライトが入っているから電力をとり出す針を導波管の内壁より下にさげることはできない。そこで図4.26bに示すように、プローブの先端に球形のくぼみをつくり、そこから約1mm外部にでている針で電力をピックアップした。

さて、図4.27 はフェライト装荷導波管をスリットの位置で、管軸に垂直に切った断面図であり、a はプローブがフェライトの上にある場合を、b は中空部の上にある場合を示す。b の場合に

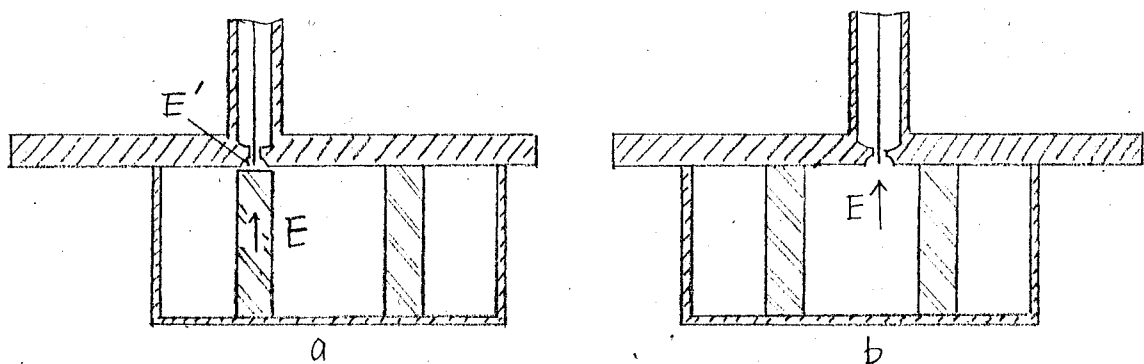


図4.27 フェライト装荷導波管の断面図

は導波管内部のたて方向（この方向の電界だけが存在している）の電界Eに比例した量をピックアップするが、a の場合にはフェライト内部の電界を測定していないことに注意しなければならない。図4.27 a で、フェライト内部の電界をE、プローブの場所

の電界を E' とすると、誘電体の表面の法線方向では電束が連続であるから次の式が成立する。

$$E' = \epsilon_s E, \quad \epsilon_s: \text{フェライトの比誘電率}$$

プローブは E' をピックアップするから、フェライト内部の電界の ϵ_s 倍された量を測定していることになる。すなわち、プローブがフェライトの上にある場合は測定値を $1/\epsilon_s$ 倍すればフェライト内部の電界になる。図4.28に実験装置の構成を示すが、フェラ

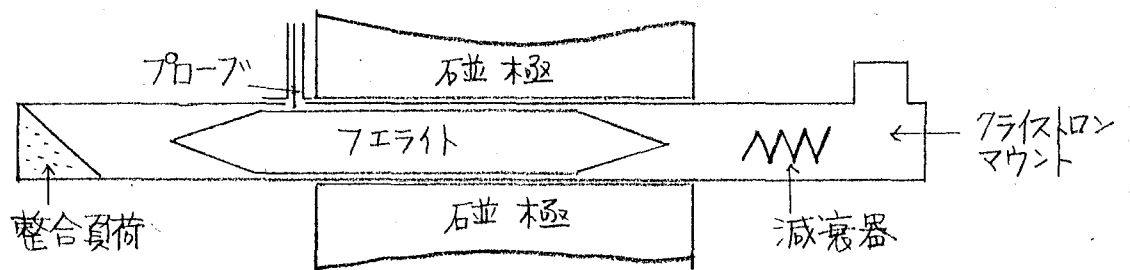


図4.28 導波管断面の電界の測定装置

イト装荷導波管の伝送モードがひとつの場合には測定点まで伝播するモードはひとつであり、高次モードは励振されたとしても途中で減衰する筈である。これに対し2個のモードが伝送可能な場合には被測定モード以外のものは測定点まで伝播しないようにしなければならない。たとえば、図4.21dに示す伝送モードの場合には、導波管断面の中心線に対し基本モード(実線)は大体対称であり、2次モード(虚線)は反対称であるから、対称なモードで励振した場合には基本モードだけが励振され、2次モードは励振されないと考えられる。また、2次モードを励振したい場合には、フェライト装荷導波管の入力端で非対称成分を発生させ、2次モードが零になる位置に吸収板を置けば基本モードは吸収され、2次モードだけが伝送される。図4.29は2次モードだけを伝送させるフェライト装荷導波管を上から見た図である。

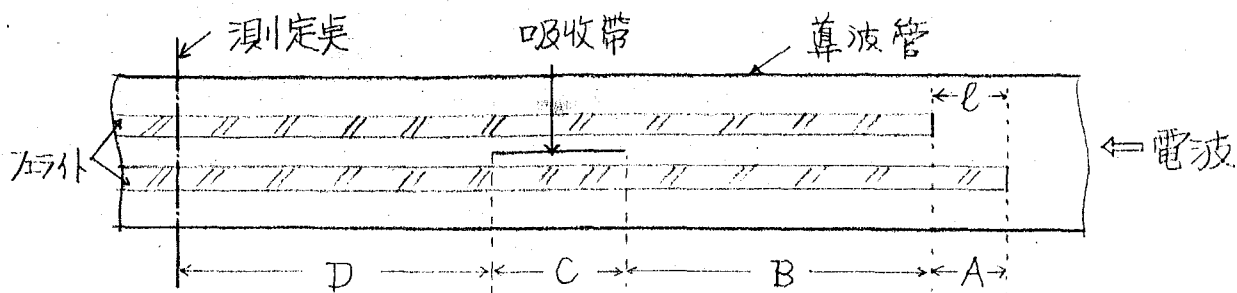


図4.29 フェライト装荷導波管

次にこの図によって二次モードだけが伝送される理由を説明する。この図の右側から入射した中空導波管の基本モードはAの区間で幾学的な非対称性から電界の非対称成分が発生する。区間Bでは二次モードと基本モードの両方が伝播する。区間Cで基本モードが吸収されるから、Dの区間は二次モードだけが伝送され、測定点では二次モードだけを測定することが出来る。測定点における電界の大きさは区間Aの距離 l によって変化するが、 $l=0$ では電界は非常に小さくなる。実験する場合には測定点の電界が最大になるように区間Aの距離 l を調整した。

図4.30にこのようにして測定した結果を示す。図4.30 aはフェライトを導波管の管壁に挿入した場合で基本モードだけが伝送される筈であるが、理論値と実験値は一致しない。これは前にも述べたように、周波数7000 Mc, フェライトの厚さ3 mmであるから、フェライトと管壁の距離が0.06 mm以上に成り二次モード伝送されているためと考えられる。これに対し図4.30 bはフェライトの厚さが2 mmの場合で、理論値と実験値はよく一致している。すなわちこの場合にはフェライトと管壁との距離が0.8 mm (二次モードが伝送される距離)以下になり、基本モードだけが伝送されると考えられる。図4.30 cはフェライトを導波管の中央に挿入した場合で、理論値と実験値は大体一致している。図4.30 d, eは基本モードと二次モードを分離して測定した結果

であり、基本モード、二次モードとも理論値と実験値はよく一致している。これによりフェライト装荷導波管に2個のモードが伝送されることを実験により確かめることができた。

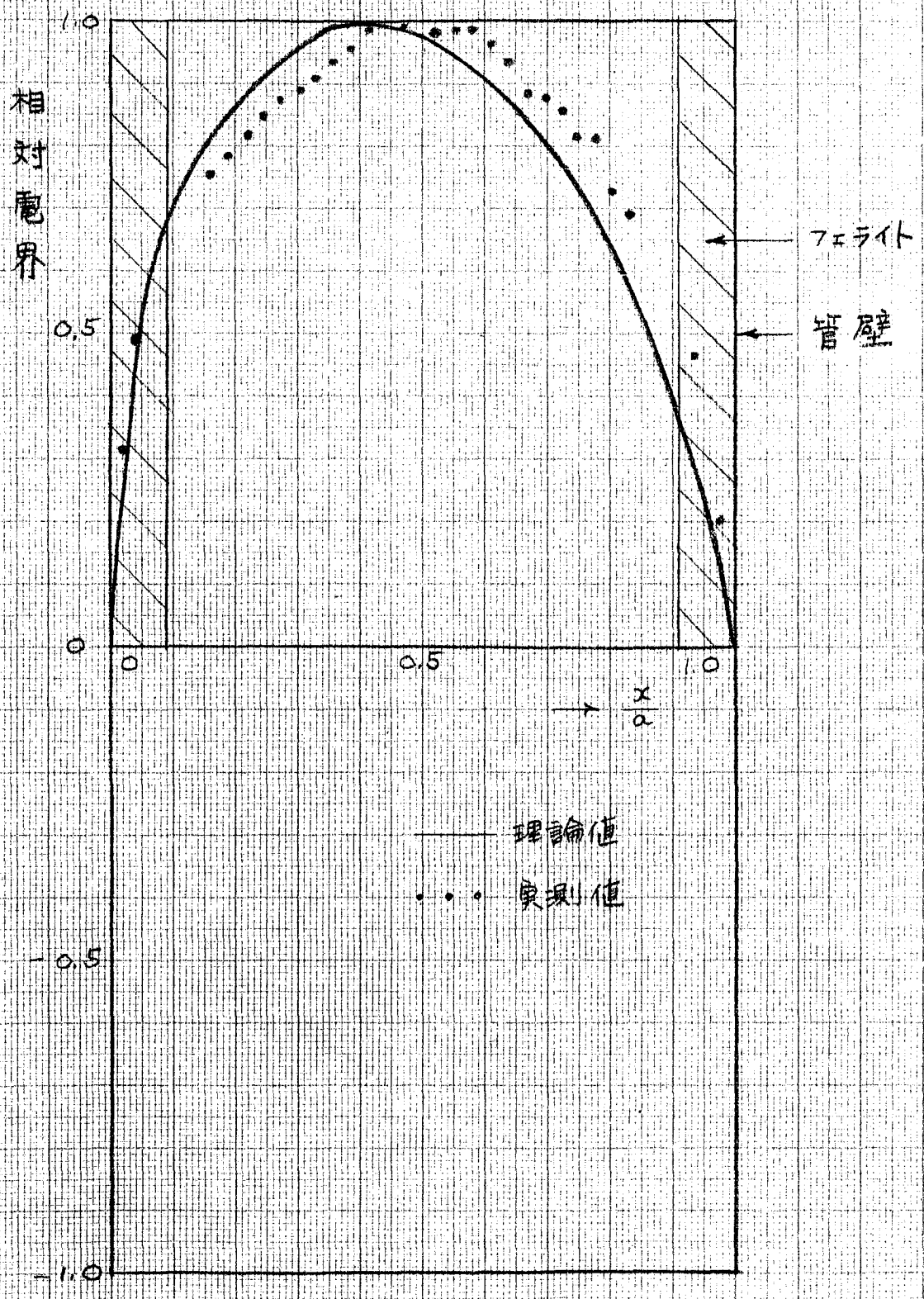


図 4.30 a 導波管断面の電界

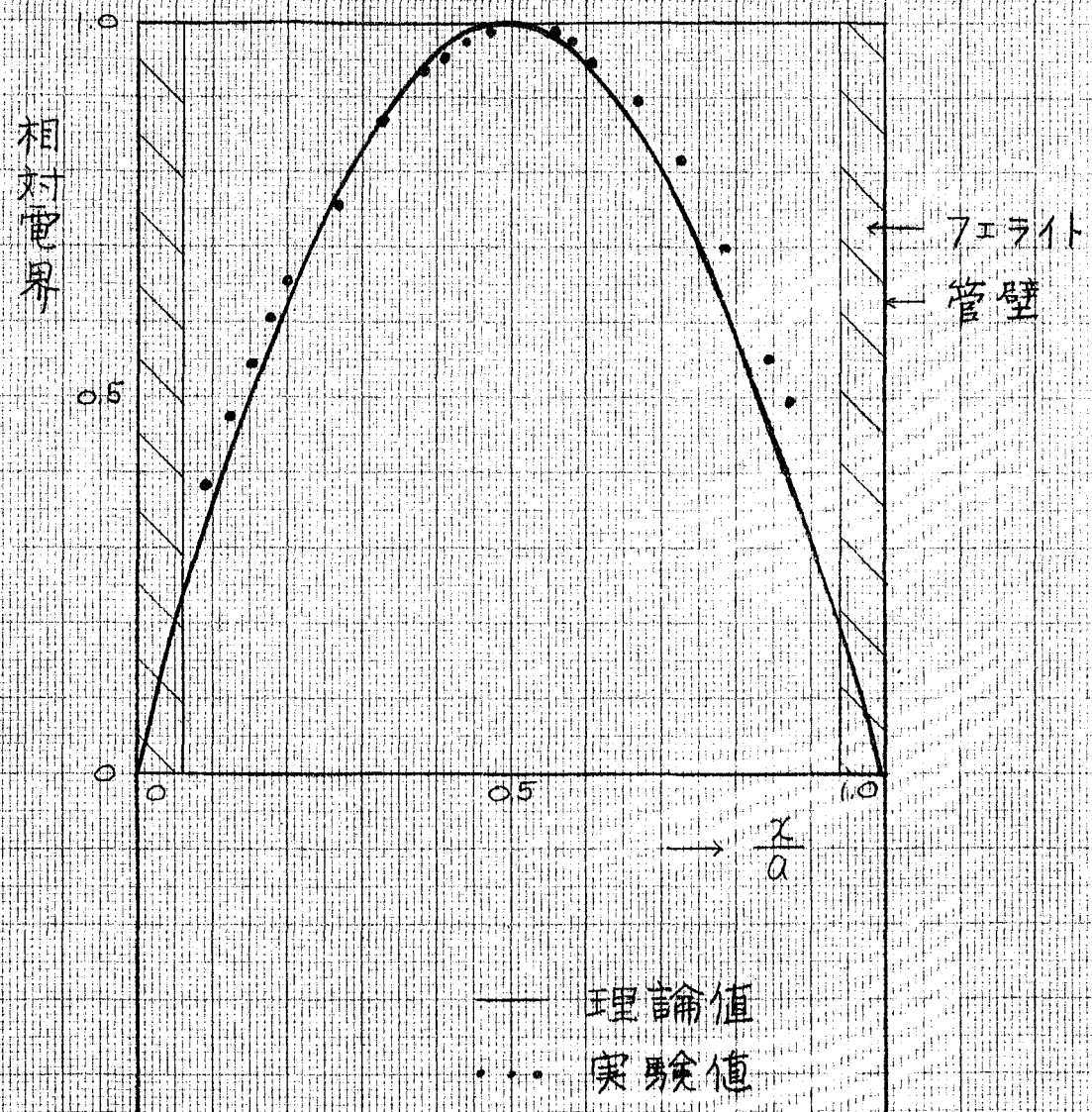


図 4.30 b 真空管断面の電界

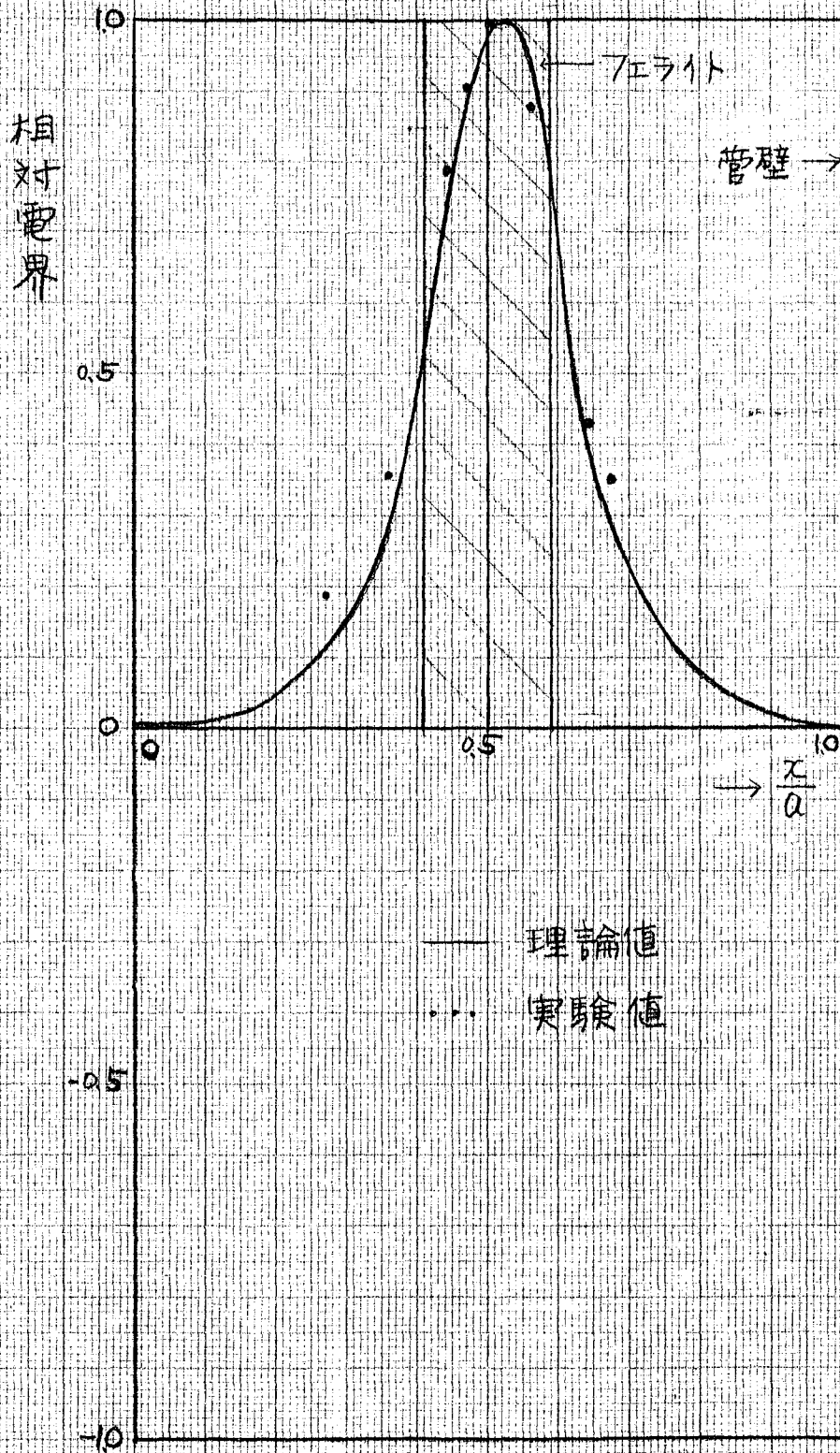


図4.30 c 導波管断面の電界

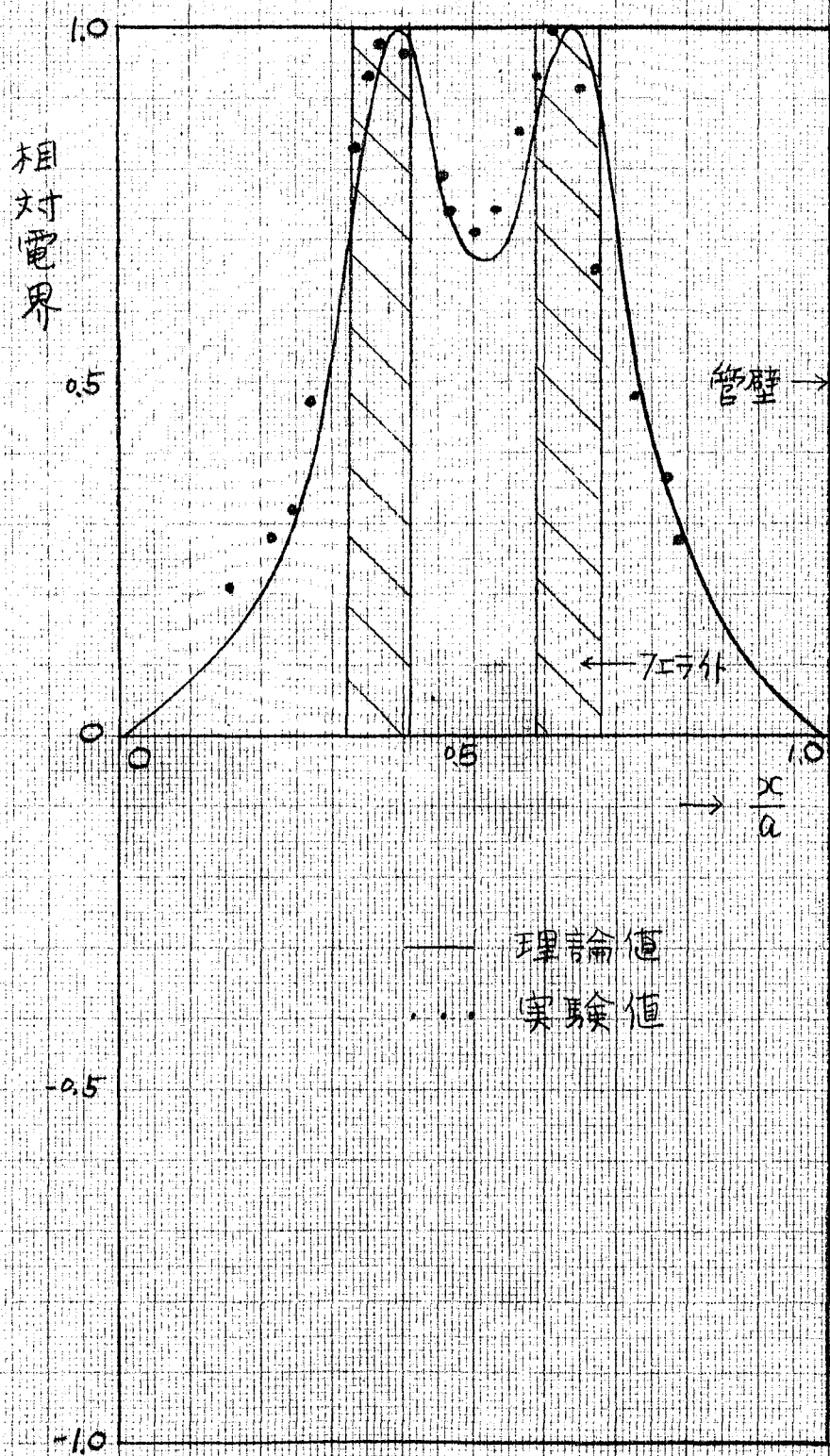


図 4-30 c 導波管断面の電界

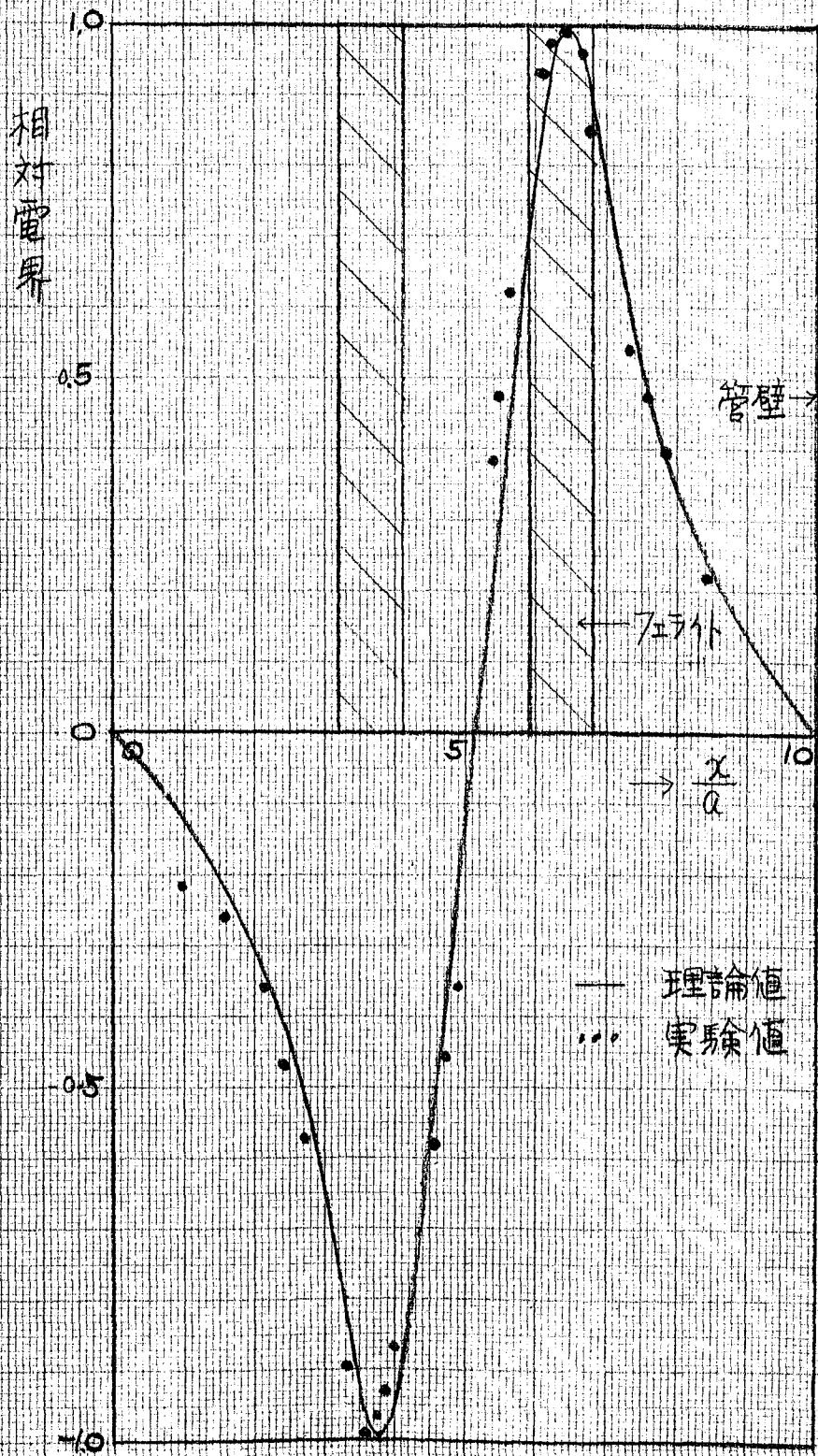


図 4-30 e 導波管断面の電界

4.8 管壁の電流

導波管スロットアンテナの放射電波の強さは図4.31に示す管壁の電流および導波管の断面とスロットのなす角度によってきまる。この角度 ψ が大きければ放射は強くなるが、それにともなってこの図からわかるように放射電波の垂直偏波成分も増加するので ψ

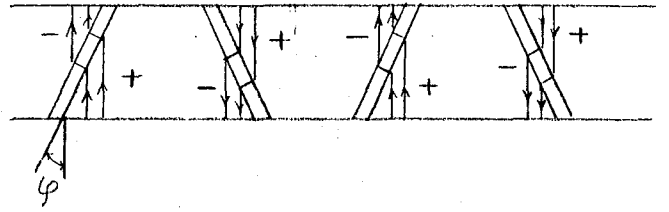


図4.31 導波管のスロットと管壁電流

の大きさには限度がある。そこで、フェライト装荷導波管の管壁の電流は中空導波管のそれに比較してどの程度の大きさであるかを知ることは重要である。また、印加直流磁界によって管壁の電流が変化する場合に放射の強さもそれにともなって変化するため、印加直流磁界と管壁の電流との関係も調べる。

管壁の電流は伝送電力によって異なるから絶対値を求めても意味がない。そこで、フェライト装荷導波管の管壁の電流 J_f の自乗を伝送電力 P_f で割り、さらに中空導波管の管壁の電流 J_a の自乗をその伝送電力 P_a で割った値で規格化する。ここで得られる値は伝送電力の等しいフェライト装荷導波管と中空導波管の管壁の電流の比をあらわしている。

さて、図4.10に示す座標系で、フェライトを挿入しない中空導波管の場合の電磁界を E_y, H_x, H_z とすると、管壁の電流 J_a は $(H_z)_{x=0}$ に等しく、伝送電力 P_a はポインティング $(-E_y H_z)$ を導波管の断面積について積分すれば得られる。この結果から次の式が成立する。

$$\frac{J_a^2}{P_a} = \frac{\pi \lambda_{g0}}{\omega \mu_0 a^3 b}, \quad \lambda_{g0}: \text{中空導波管の管内波長} \quad (4.14)$$

これは基本モードの場合で導波管断面の中心に対して対称である

から、両側すなわち $x=0$ 、および $x=a$ における管壁の電流は等しい。

図4.10 に示すフェライト装荷導波管の伝送モードは非対称であるから両側の管壁の電流は異なる。 $x=0$ における管壁の電流を J_{f1} 、 $x=a$ では J_{f5} とすると、式(4.8)から次のようにあらわすことができる。

$$J_{f1} = (H_{z1})_{x=0}, \quad J_{f5} = (H_{z5})_{x=a}$$

フェライト装荷導波管の伝送電力 P_p はオ5章で解析されており式(5.9)のようにあらわすことができる。これより次の式が得られる。

$$J = \frac{\frac{|J_{f1}|^2}{P_p}}{\frac{|J_{a1}|^2}{P_a}} = \frac{a^3 \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}}{\pi^2} \cdot \left(\frac{E_1}{E_2}\right)^2 \cdot \frac{\beta_0^2 |1 - X^2|}{X} \cdot \mu_e \cdot \frac{1}{Z}$$

$$Z = \mu_e \left\{ \left(\frac{E_1}{E_2}\right)^2 + \left(\frac{E_5}{E_2}\right)^2 \right\} \left(d - \frac{\sin \theta_d \cos \theta_d}{k_0} \right) + \left\{ K_1^2 + 1 + \left(\frac{E_4}{E_2}\right)^2 (K_3^2 + 1) \right\} l$$

$$+ \mu_e \left(\frac{E_4}{E_2}\right)^2 \left\{ (K_2^2 + 1) l + (K_2^2 - 1) \cdot \frac{\sin \theta_e \cos \theta_e}{k_0} + 2 K_2 \cdot \frac{\sin \theta_e \sin \theta_e}{k_0} \right\}$$

$$+ \left\{ K_1^2 - 2\nu K_1 - 1 + \left(\frac{E_4}{E_2}\right)^2 (K_3^2 + 2\nu K_3 - 1) \right\} \cdot \frac{\sin \theta_t \cos \theta_c}{k_f}$$

$$+ \left\{ 2K_1 + \nu (K_1^2 - 1) + \left(\frac{E_4}{E_2}\right)^2 (2K_3 - \nu (K_3^2 - 1)) \right\} \cdot \frac{\sin \theta_t \sin \theta_c}{k_f} \quad (4.15)$$

ここで、記号は式(4.11)、(4.12)、(5.9)に同じである。

4.4 で得られた伝播定数をもとにして式(4.15)を数値計算した結果を図4.32に示す。フェライトの飽和磁界は 800 Gauss、厚さは 3 mm の場合である。これらの結果から次のことがわかる。フェライトが導波管の管壁附近にある場合には、同じ電力を伝送

する中空導波管壁電流よりやや大きい電流が流れ、フェライトが導波管の中央にある場合には、前にも述べたように電磁界はフェライトに集中するため管壁電流は小さくなる。図4-32 a から周波数7000 Mcで中央に挿入した場合には管壁電流は中空導波管に比較して $1/10$ 以下になることがわかる。また、印加直流磁界が増加すると管内波長が大きくなるから、式(4.14)から予想されるように(式(4.15)では分母の X が小さくなる)、管壁の電流も大きくなる。図4-32 も大体その傾向を示しているが、周波数が7000 Mc, 6000 Mcの場合で、フェライトを導波管の管壁に挿入したときは、管壁の電流は印加直流磁界とともに小さくなる。これは図4-22 からわかるように印加直流磁界が大きくなるとフェライトの算価透磁率が小さくなり、電磁界をフェライト内部から中空部へおし出すように働くためと考えられる。しかし、周波数が5000 Mcになると、フェライト装荷導波管は遮断状態に近づくために、算価透磁率が小さくなる効果よりも管内波長の大きくなる効果が大きいために管壁の電流は印加直流磁界とともに増加すると考えられる。

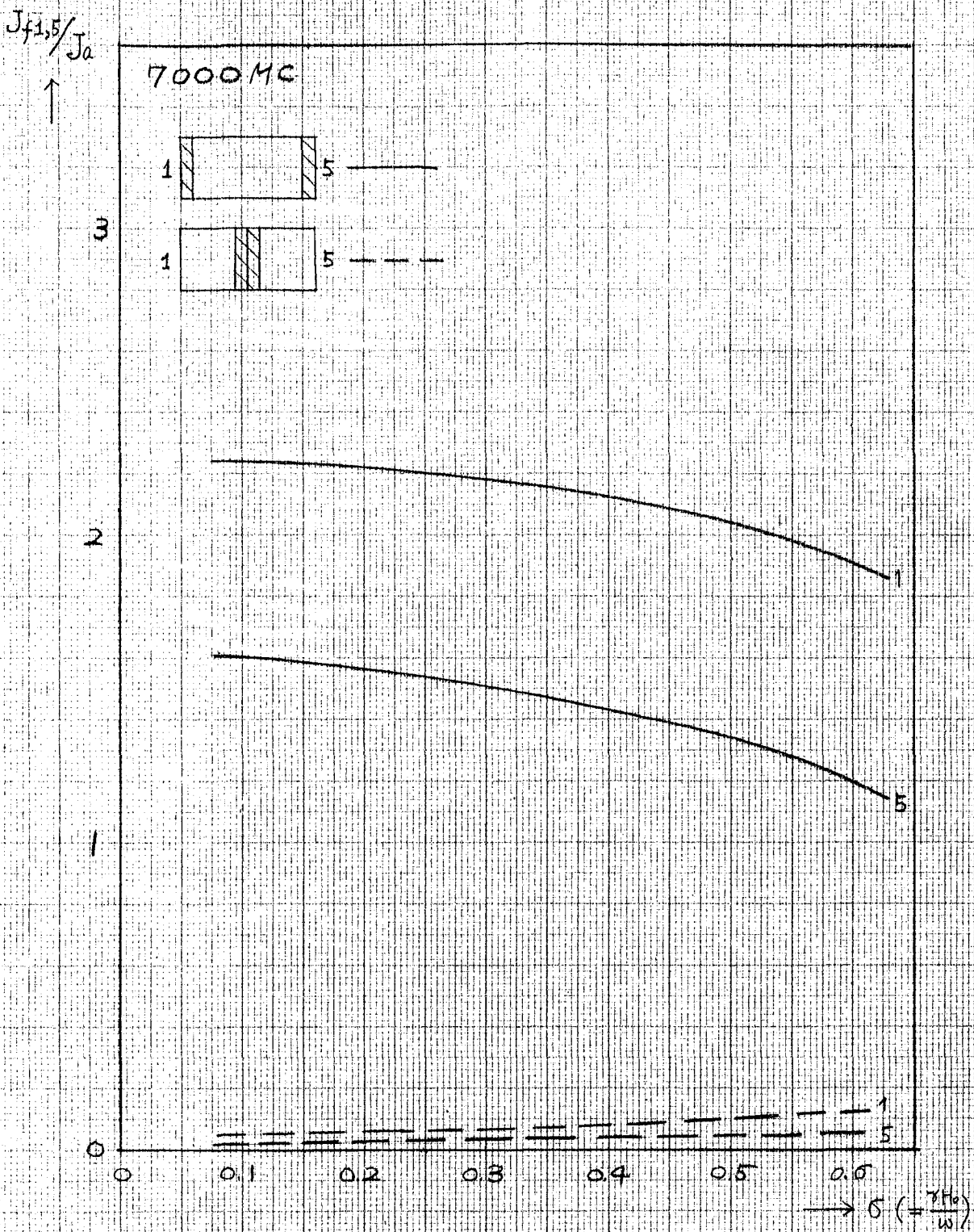


図 4.32 a 管壁の電流

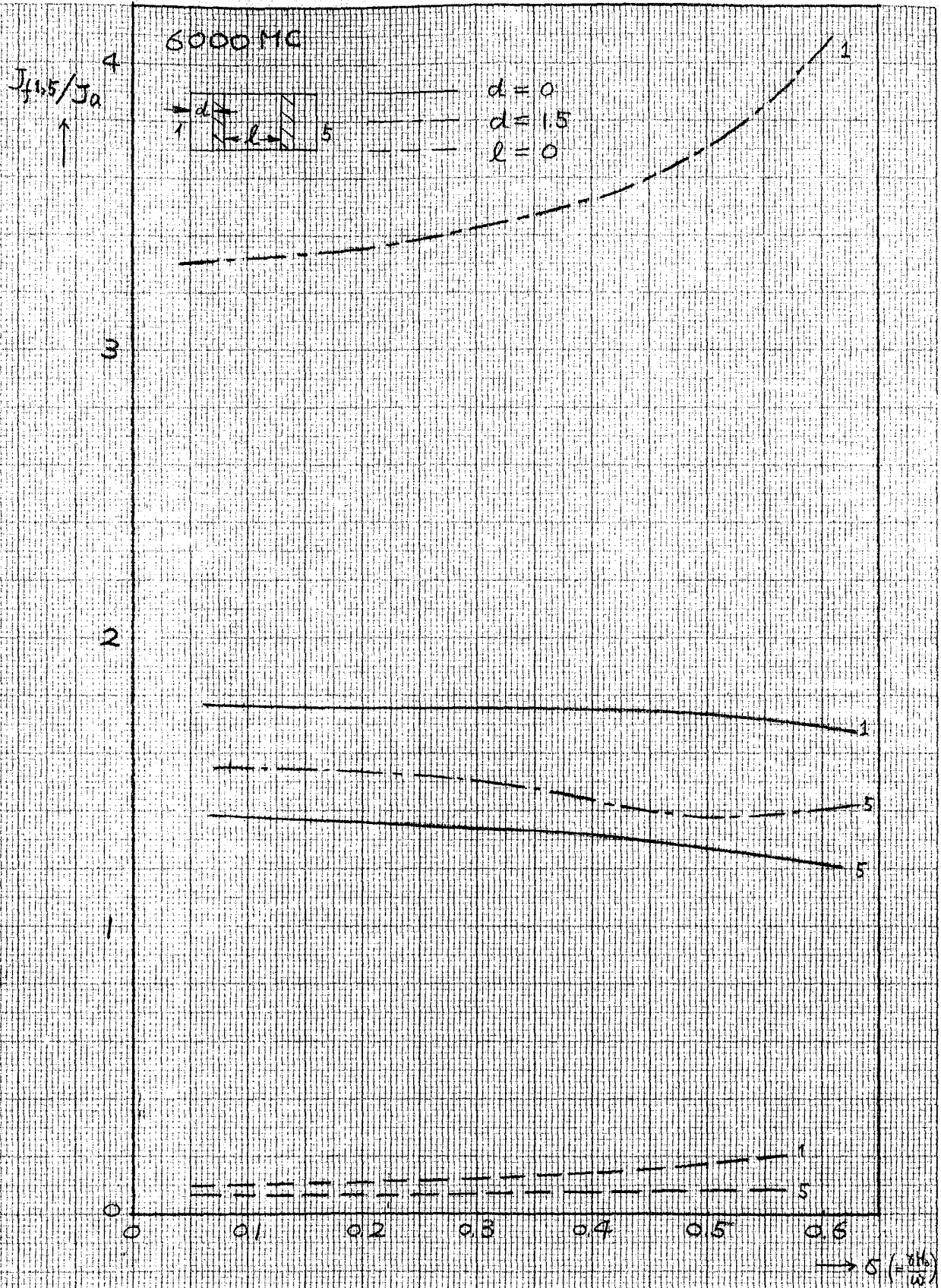


図 4-32 の 管壁の電流

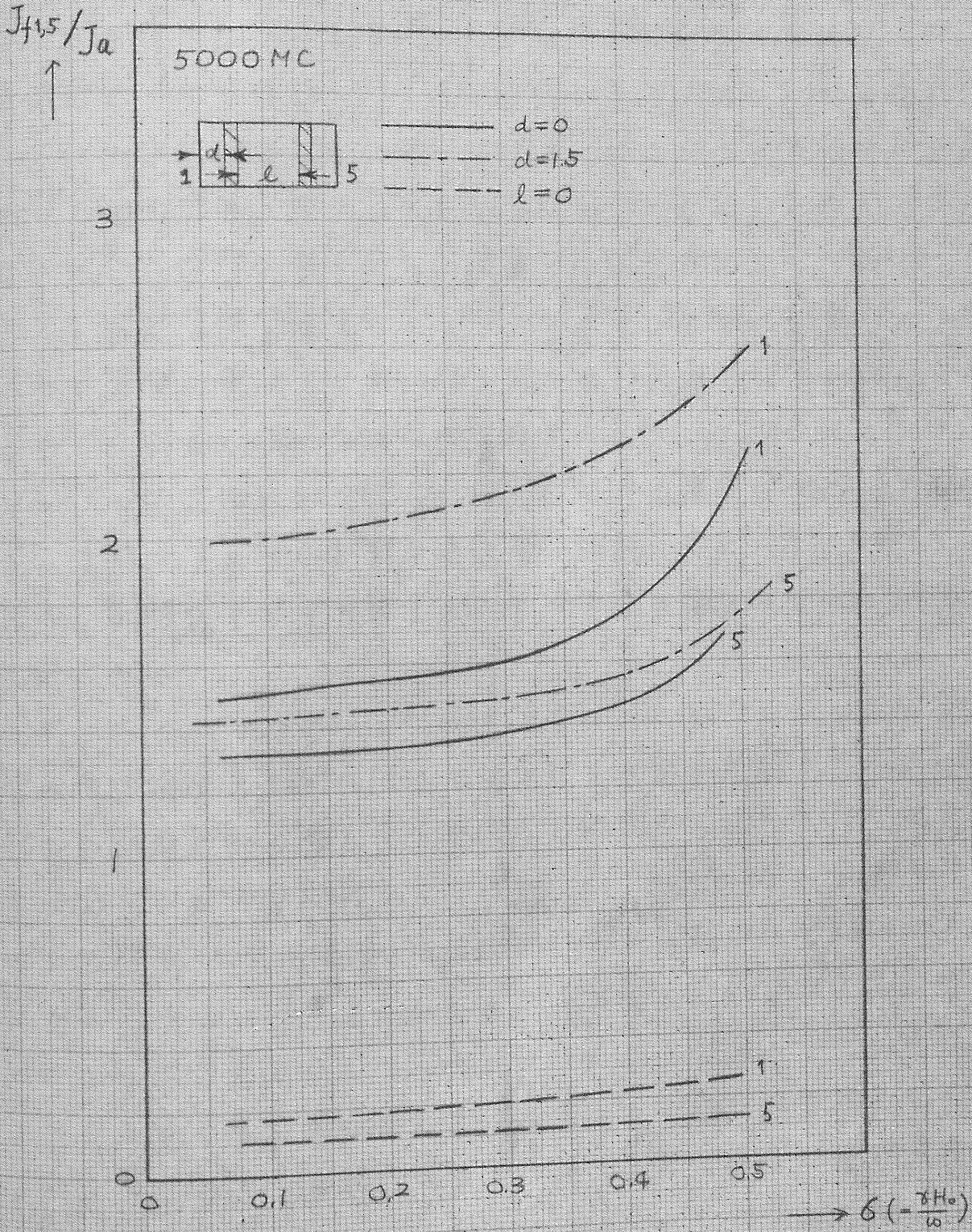


図 4.32 C 管壁の電流

第5章 フェライトの損失と伝送損失

これまで調べたように、フェライト装荷導波管にはいろいろな伝送モードが存在し、これらは印加直流磁界に対する管内波長の変化も非常に異なる。ある伝送モードは印加直流磁界の変化に対して管内波長の変化は大きいが、それとともに伝送損失も大きい場合にはアンテナとして適当とはいえない。すなわち、フェライト装荷導波管をスロットアンテナとして用いる場合には管内波長や管壁の電流とともに伝送損失をも考慮しなければならない。本章では前章で得られた伝播定数をもとにしてフェライトの複素テンソル透磁率に対するフェライト装荷導波管の伝送損失を計算し、また、フェライト装荷導波管の終端の反射係数に対する入力端の反射係数を測定することによって伝送損失を実測し理論値と比較した。

フェライトの複素テンソル透磁率に対するフェライト装荷導波管の伝送損失の解析方法は伝播定数を決定する固有方程式の実数部および虚数部が零という2個の方程式から得られる位相定数および減衰定数から求める方法が正しい。しかしこの方法はフェライトを任意の位置に挿入した場合は非常に複雑になり解析は不可能に近い。そこで、フェライト装荷導波管内部の電磁界は前章で述べたようにフェライトに損失がないとして計算し、その電磁界によるフェライトの電力損失を計算することから伝送損失を求めた。また、フェライトが特殊の位置に挿入された場合に固有方程式から伝送損失を解析し、電力損失から得られた結果と比較した。

5.1 電力損失による減衰定数の解析

フェライト装荷導波管の伝送電力を P_p とし、導波管の管軸方向における単位距離あたりのフェライトによる電力損失を P_l とする。 Δz を管軸方向の短い距離とすると減衰定数 α は次のようにあらわすことができる。

$$P_p - P_l \Delta z = P_p e^{-2\alpha \cdot \Delta z}, \quad \therefore \alpha = \frac{1}{2} \cdot \frac{P_l}{P_p} \quad (5.1)$$

このように伝送電力 P_p と単位距離あたりの電力損失 P_l が得られれば減衰定数 α を求めることができる。伝送電力は導波管の管軸方向のポインティングベクターをそのに垂直な導波管断面で面積々分することによって得られる。すなわち、

$$P_p = \operatorname{Re} \int \mathbf{E} \times \mathbf{H}^* dS \quad (5.2)$$

フェライトによる電力損失のうち、管軸方向の単位距離あたりの誘電体損失 P_E は次のようになる。

$$P_E = \int \operatorname{Re} \left(\frac{1}{2} j\omega \mathbf{D} \cdot \mathbf{E}^* \right) dS \quad (5.3)$$

同様にして磁性体による損失 P_H は次のようになる。

$$P_H = \int \operatorname{Re} \left(\frac{1}{2} j\omega \mathbf{B} \cdot \mathbf{H}^* \right) dS \quad (5.4)$$

式(5.3)、(5.4)の積分は本来はフェライトの全体積について行うが、ここでは管軸方向の単位距離の損失であるから式(5.2)と同様に導波管断面で面積々分すればよい。全体の損失はこの和であるから、 P_p 、 P_E 、 P_H を計算すれば減衰定数 α が求められる。

さて、図4.10に示すようなフェライト装荷導波管の伝送電力 P_p 、フェライトの損失 P_E 、 P_H の計算は、前に述べたようにフェライトに損失のないときの電磁界を用いる。すなわち、これらの電磁界

は式(4.8)で与えられ、位相定数 β は式(4.10)から得られる。この結果を用いて式(5.2), (5.3), (5.4)を計算する。積分の都合上、式(4.8)を次のように書き換える。($e^{-j\beta z}$ は省略する)

$$\begin{cases} E_{y1} = E_1 S_1 \\ H_{x1} = -H_1 S_1 \\ H_{z1} = j(k_a/\beta) H_1 C_1 \end{cases} \quad \begin{cases} S_1 = \sin k_a x \\ C_1 = \cos k_a x \end{cases}$$

$$\begin{cases} E_{y2} = E_2 S_2 \\ H_{x2} = -H_2 (S_2 - \nu C_2) \\ H_{z2} = j(k_f/\beta) H_2 (C_2 - \rho S_2) \end{cases} \quad \begin{cases} S_2 = \sin k_f x + K_1 \cos k_f x \\ C_2 = \cos k_f x - K_1 \sin k_f x \end{cases}$$

$$\begin{cases} E_{y3} = E_3 S_3 \\ H_{x3} = -H_3 S_3 \\ H_{z3} = j(k_a/\beta) H_3 C_3 \end{cases} \quad \begin{cases} S_3 = \sin k_a x + K_2 \cos k_a x \\ C_3 = \cos k_a x - K_2 \sin k_a x \end{cases}$$

$$\begin{cases} E_{y4} = E_4 S_4 \\ H_{x4} = -H_4 (S_4 + \nu C_4) \\ H_{z4} = j(k_f/\beta) H_4 (-C_4 - \rho S_4) \end{cases} \quad \begin{cases} S_4 = \sin k_f (a-x) + K_3 \cos k_f (a-x) \\ C_4 = \cos k_f (a-x) - K_3 \sin k_f (a-x) \end{cases}$$

$$\begin{cases} E_{y5} = E_5 S_5 \\ H_{x5} = -H_5 S_5 \\ H_{z5} = -j(k_a/\beta) H_5 C_5 \end{cases} \quad \begin{cases} S_5 = \sin k_a (a-x) \\ C_5 = \cos k_a (a-x) \end{cases} \quad (5.5)$$

さて、図4.10に示すフェライト装荷導波管の伝送電力 P_p は式(5.2)で与えられるが、電磁界は y 方向に一様であるから次のようにあらわすことができる。

$$P_p = -b \operatorname{Re} \left[\int_a^d E_{y1} H_{x1}^* dx + \int_d^{d+t} E_{y2} H_{x2}^* dx + \int_{d+t}^{a-d-t} E_{y3} H_{x3}^* dx \right. \\ \left. + \int_{a-d-t}^a E_{y4} H_{x4}^* dx + \int_{a-d}^a E_{y5} H_{x5}^* dx \right] \quad (5.6)$$

次にフェライト領域の電束 D および磁束 B は次のようにあらわすことができる。

$$D = \dot{\epsilon} E$$

$$B_x = \mu_0 (\dot{\mu} H_x + j\dot{k} H_z)$$

$$B_z = \mu_0 (-j\dot{k} H_x + \dot{\mu} H_z)$$

ここで、 $\dot{\epsilon} = \epsilon_s + j\epsilon'_s$ 、 $\dot{\mu}$ 、 \dot{k} は式 (2.4) に同じである。

よって式 (5.3)、(5.4) の被積分関数は次のようになる。

$$\operatorname{Re} \left(\frac{1}{2} j\omega D \cdot E^* \right) = -\frac{1}{2} \omega \epsilon_0 \epsilon'_s E \cdot E^*$$

$$\operatorname{Re} \left(\frac{1}{2} j\omega B \cdot H \right) = -\frac{1}{2} \omega \mu_0 \left\{ \dot{\mu}' (H_x H_x^* + H_z H_z^*) + j\dot{k}' (H_z H_x^* - H_x H_z^*) \right\} \quad (5.7)$$

式 (5.7) の右辺の右辺の項は虚数をあらわしているが式 (5.5) からわかるように、磁界の x 成分と z 成分は位相が 90° ずれているから全体では実数になる。式 (5.3)、(5.4) の積分はフェライト領域 E だけであるから、フェライトの損失 P_e は式 (5.7)、(5.5) から次のようにあらわすことができる。

$$P_e = -\frac{1}{2} \omega \epsilon_0 \epsilon'_s \left[\int_d^{d+t} E_{y2}^2 dx + \int_{a-d-t}^{a-d} E_{y4}^2 dx \right] \\ - \frac{1}{2} \omega \mu_0 \left[\int_d^{d+t} \left\{ \dot{\mu}' (H_{z2}^2 + H_{x2}^2) + j\dot{k}' (H_{z2} H_{x2}^* - H_{x2} H_{z2}^*) \right\} dx \right. \\ \left. + \int_{a-d-t}^{a-d} \left\{ \dot{\mu}' (H_{x4}^2 + H_{z4}^2) + j\dot{k}' (H_{z4} H_{x4}^* - H_{x4} H_{z4}^*) \right\} dx \right] \quad (5.8)$$

式 (5.6)、(5.8) に式 (5.5) を代入すると、伝送電力 P_t および電力

損失 P_e は次のようにあらわすことができる。

$$P_p = \frac{\beta E_2^2}{2\omega\mu_0\mu_e} \left[\left(\frac{E_1}{E_2}\right)^2 \mu_e \int_0^d S_1^2 dx + \int_d^{d+t} S_2 (S_2 - \nu C_2) dx + \left(\frac{E_3}{E_2}\right)^2 \mu_e \int_{d+t}^{a-d-t} S_3^2 dx \right. \\ \left. + \left(\frac{E_4}{E_2}\right)^2 \int_{a-d-t}^{a-d} S_4 (S_4 + \nu C_4) dx + \left(\frac{E_5}{E_2}\right)^2 \mu_e \int_{a-d}^a S_5^2 dx \right]$$

$$P_e = -\frac{1}{2} \omega \epsilon_0 \epsilon_s' \beta E_2^2 \left[\int_d^{d+t} S_2^2 dx + \left(\frac{E_4}{E_2}\right)^2 \int_{a-d-t}^{a-d} S_4^2 dx \right]$$

$$-\frac{\beta^2 E_2^2}{2\omega\mu_0\mu_e^2} \left[\int_d^{d+t} \left[\mu' \left\{ (S_2 - \nu C_2)^2 + \left(\frac{k_f}{\beta}\right)^2 (C_2 - \eta S_2)^2 \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + 2K' \left(\frac{k_f}{\beta}\right)^2 (S_2 - \nu C_2) (C_2 - \eta S_2) \right\} dx \right.$$

$$\left. + \left(\frac{E_4}{E_2}\right)^2 \int_{a-d-t}^{a-d} \left[\mu' \left\{ (S_4 + \nu C_4)^2 + \left(\frac{k_f}{\beta}\right)^2 (C_4 - \eta S_4) \right\} \right. \right. \\ \left. \left. + 2K' \left(\frac{k_f}{\beta}\right)^2 (S_4 + \nu C_4) (-C_4 - \eta S_4) \right\} dx \right]$$

こゝからわかるように伝送電力および電力損失は S_n^2 , $S_n C_n$, C_n^2 を積分すれば求まる。こゝらの積分結果(附録C)から次の式が得られる。

$$P_p = \frac{\beta E_2^2}{2\omega\mu_0\mu_e k_f} \left[\left\{ \left(\frac{E_1}{E_2}\right)^2 + \left(\frac{E_5}{E_2}\right)^2 \right\} \frac{\mu_e k_f}{k_a} (\theta_d - \sin \theta_d \cos \theta_d) \right. \\ \left. + \left(\frac{E_3}{E_2}\right)^2 \frac{\mu_e k_f}{k_a} \left\{ (K_2^2 + 1) \theta_e + (K_2^2 - 1) \sin \theta_e \cos \theta_e + 2K_2 \sin \theta_e \sin \theta_e \right\} \right. \\ \left. + \left\{ K_1^2 + 1 + \left(\frac{E_4}{E_2}\right)^2 (K_3^2 + 1) \right\} \theta_t + \left\{ K_1^2 - 1 - 2\nu K_1 + \left(\frac{E_4}{E_2}\right)^2 (K_3^2 - 1 + 2\nu K_3) \right\} \right. \\ \left. \times \sin \theta_t \cos \theta_t + \left\{ 2K_1 + \left(\frac{E_4}{E_2}\right)^2 (2K_3 - \nu K_3^2 + \nu) \right\} \sin \theta_t \sin \theta_t \right] \quad (5.9)$$

$$\begin{aligned}
P_e = & -\frac{\beta \beta^2 E_2^2}{2\omega \mu_0 \mu_e^2 R_f} \left[\mu_e' \left[\left(1 + \frac{k_f^2}{\beta^2}\right) \left\{ (K_1^2 + 1) + \left(\frac{E_4}{E_2}\right)^2 (K_3^2 + 1) \right\} \theta t \right. \right. \\
& + \left. \left(1 - \frac{k_f^2}{\beta^2}\right) \left\{ (K_1^2 - 1) + \left(\frac{E_4}{E_2}\right)^2 (K_3^2 - 1) \right\} \sin \theta t \cos \theta c \right. + \left. 2 \left(1 - \frac{k_f^2}{\beta^2}\right) \left\{ K_1 + \left(\frac{E_4}{E_2}\right)^2 K_3 \right\} \right. \\
& \times \left. \left. \sin \theta t \sin \theta c \right] + 2 \left\{ \frac{2K}{\mu} \mu' - \left(1 + \frac{K^2}{\mu^2}\right) K' \right\} \left[2 \left\{ \left(\frac{E_4}{E_2}\right)^2 K_3 - K_1 \right\} \sin \theta t \cos \theta c \right. \right. \\
& - \left. \left. \left\{ (K_3^2 - 1) \left(\frac{E_4}{E_2}\right)^2 - (K_1^2 - 1) \right\} \sin \theta t \sin \theta c \right] + \epsilon_s' \frac{\mu_e'^2}{X^2} \left[\left\{ (K_1^2 + 1) + \left(\frac{E_4}{E_2}\right)^2 \right. \right. \right. \\
& \times \left. \left. (K_3^2 + 1) \right\} \theta t + \left\{ (K_1^2 - 1) + \left(\frac{E_4}{E_2}\right)^2 (K_3^2 - 1) \right\} \sin \theta t \cos \theta c \right. \\
& \left. \left. + 2 \left\{ K_1 + \left(\frac{E_4}{E_2}\right)^2 K_3 \right\} \sin \theta t \sin \theta c \right] \right] \quad (5.10)
\end{aligned}$$

式(5.1)で伝送電力と電力損失が得られた。フェライト装荷導波管の伝播定数 $\alpha + j\beta$ のとき、前章では $\alpha = 0$ の場合にその自由空間の伝播定数 β_0 で規格化したものを X とおいたので、それに対して自由空間の伝播定数で規格化した減衰定数を Y とする。

式(5.1)に式(5.9), (5.10)を代入すると、 Y は次のようにあらわすことができる。

$$\begin{aligned}
Y = & \frac{\alpha}{\beta_0} \\
= & \frac{X}{2\mu_e} \frac{\left\{ \mu_e' \left(1 + \frac{k_f^2}{\beta^2}\right) + \mu_e' \frac{\mu_e'^2}{X^2} \right\} \left\{ K_1^2 + 1 + \left(\frac{E_4}{E_2}\right)^2 (K_3^2 + 1) \right\} t}{\mu_e \left\{ \left(\frac{E_1}{E_2}\right)^2 + \left(\frac{E_5}{E_2}\right)^2 \right\} \left(d - \frac{\sin \theta d \cos \theta d}{k_u} \right) + \left\{ K_1^2 + 1 \right.} \\
& + \left. \left\{ \mu_e' \left(1 - \frac{k_f^2}{\beta^2}\right) + \epsilon_s' \frac{\mu_e'^2}{X^2} \right\} \left[\left\{ K_1^2 - 1 + \left(\frac{E_4}{E_2}\right)^2 (K_3^2 - 1) \right\} \frac{\sin \theta t \cos \theta c}{k_f} \right. \right. \\
& \left. \left. + \left(\frac{E_4}{E_2}\right)^2 (K_3^2 + 1) \right\} t + \mu_e' \frac{\mu_e'^2}{X^2} \left\{ (K_3^2 + 1) (1 + (K_1^2 - 1)) \cdot \frac{\sin \theta t \cos \theta d}{k_0} \right. \right.
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + 2 \left\{ K_1 + \left(\frac{E_4}{E_2} \right)^2 K_3 \right\} \frac{\sin \theta_t \sin \theta_c}{k_{ef}} + \left\{ \frac{2K}{\mu} \mu' - \left(1 + \frac{K^2}{\mu^2} \right) K' \right\} \frac{2}{\beta} \\
& + 2K_2 \frac{\sin \theta_e \sin \theta_a}{k_{ea}} \left. \right\} + \left\{ (K_1^2 - 1) - 2\nu K_1 + \left(\frac{E_4}{E_2} \right)^2 (K_3^2 - 1 + 2\nu K_3) \right\} \\
& \left[2 \left\{ \left(\frac{E_4}{E_2} \right)^2 K_3 - K_1 \right\} \sin \theta_t \cos \theta_c - \left\{ (K_3^2 - 1) \left(\frac{E_4}{E_2} \right)^2 - (K_1^2 - 1) \right\} \sin \theta_t \sin \theta_c \right] \\
& \times \frac{\sin \theta_t \cos \theta_c}{k_{ef}} + \left\{ 2K_1 + \nu (K_1^2 - 1) + \left(\frac{E_4}{E_2} \right)^2 (2K_3 - \nu K_3^2 - \nu) \right\} \frac{\sin \theta_t \sin \theta_c}{k_{ef}}
\end{aligned}$$

$$\text{ここで, } \theta_c = k_f(a-l-t), \theta_l = k_a l, \theta_a = k_a a \quad (5.11)$$

その他の記号は式(4.10), (4.11), (4.12)に同じである。

ここで, k_{ea} が虚数, すなわち管内波長が自由空間の波長より短い場合には, $K_2, E_1/E_3, E_3/E_2, E_5/E_2$ は虚数になる。このときは電磁界をあらわす関数が変わるから, 減衰定数を与える式は(5.11)とは異なる。たとえば, 図4.10の中空領域(1)の電磁界は $k_a = j k'_a$ とすると次のようになる。

$$E_{y1} = E_1 \sinh k'_a x, \quad H_{z1} = -H_1 \sinh k'_a x$$

この領域の伝送電力は,

$$\int_0^d (E_{y1} \times H_{z1}^*) dx = E_1 H_1 \left(\frac{\sinh \theta'_a \cosh \theta'_a}{k'_a} - d \right)$$

となり, 式(5.11)の分母の第1項は次のように変化する。

$$\left(d - \frac{\sin \theta_a \cos \theta_a}{k_{ea}} \right) \rightarrow \left(\frac{\sinh \theta'_a \cosh \theta'_a}{k'_a} - d \right)$$

この変化は中空部を伝送される電力だけなので, k_a が虚数になった場合の減衰定数を与える式は附録Dに示す。

次に, フェライトを特殊の位置に挿入した場合には固有方程式から得られる減衰定数と比較するため, 式(5.11)からその5を誘導しておく。

(i) フェライトを導波管の中央に挿入した場合

図4.10で領域(3)と(4)がなくなったとして領域(2)の積分の範囲 $d \sim d+2t$ とすればよい。領域(1)と(5)はそのまゝでよいから結果を示すと次のようになる。

$$\begin{aligned}
 Y = & - \frac{X}{2\mu e} \cdot \frac{\left\{ \mu_e' \left(1 + \frac{k_f^2}{\beta^2}\right) + \epsilon_s' \frac{\mu_e^2}{X^2} \right\} 2(K_1^2 + 1)t + \left\{ \mu_e' \left(1 - \frac{k_f^2}{\beta^2}\right) \right.}{\left. - \mu_e \left\{ \left(\frac{E_1}{E_2}\right)^2 + \left(\frac{E_5}{E_2}\right)^2 \right\} \left(d - \frac{\sin \theta_d \cos \theta_d}{ka} \right) \right.} \\
 & + \left. \epsilon_s' \frac{\mu_e^2}{X^2} \right\} \left\{ (K_1^2 - 1) \cdot \frac{\sin \theta_t \cos \theta_c}{k_f} + 2K_1 \cdot \frac{\sin \theta_t \cos \theta_c}{k_f} \right\} \\
 & + 2(K_1^2 + 1)t + (K_1^2 - 1 - 2\nu K_1) \cdot \frac{\sin \theta_t \cos \theta_c}{k_f} \\
 & + \left\{ \frac{2k}{\mu} \mu' - \left(1 + \frac{k^2}{\mu^2}\right) K' \right\} \frac{2}{\beta} \left\{ (K_1^2 - 1) \sin \theta_t \sin \theta_c - 2K_1 \sin \theta_t \cos \theta_c \right\} \\
 & + \left\{ 2K_1 + \nu(K_1^2 - 1) \right\} \cdot \frac{\sin \theta_t \sin \theta_c}{k_f}
 \end{aligned}$$

$$\text{ここで, } \theta_t = 2k_f t, \quad \theta_c = k_f a, \quad \frac{E_5}{E_2} = \frac{\sin k_f d + K_1 \cos k_f d}{\sin k_a d}$$

その他の記号は式(5.11)に同じである。

(5.12)

(ii) フェライトを導波管の管壁に挿入した場合

図4.10で領域(1)と(5)がなくなった場合である。式(5.11)で $d=0$ とすればよい。 $d=0$ とすると $K_1 = K_3 = 0$ となるが、これは導波管の管壁で電界が零である条件から当然である。結果を示すと次のようになる。⁽¹⁹⁾

$$Y = - \frac{X}{2\mu e} \frac{\left\{ \mu_e' \left(1 + \frac{k_f^2}{\beta^2}\right) + \epsilon_s' \frac{\mu_e^2}{X^2} \right\} + \left\{ \mu_e' \left(1 - \frac{k_f^2}{\beta^2}\right) + \epsilon_s' \frac{\mu_e^2}{X^2} \right\} \frac{\sin \theta_t \cos \theta_c}{k_f}}{\left\{ 1 + \left(\frac{E_4}{E_2}\right)^2 \right\} \left(t - \frac{\sin^2 + \cos \theta_t}{k_f} \right) + \nu \left\{ \left(\frac{E_4}{E_2}\right)^2 - 1 \right\} \cdot \frac{\sin^2 \theta_t}{k_f}}$$

$$\begin{aligned}
 & + \left\{ \frac{2K}{\mu} \mu' - \left(1 + \frac{K^2}{\mu^2}\right) K' \right\} \frac{2}{\beta} \left\{ \left(\frac{E_4}{E_2}\right)^2 - 1 \right\} \sin^2 \theta t \\
 & + \mu e \left(\frac{E_3}{E_2}\right)^2 \left\{ (K_2^2 + 1) \ell + (K_2^2 - 1) \frac{\sin \theta e \cos \theta a}{ka} + 2K_2 \frac{\sin \theta e \sin \theta a}{ka} \right\}
 \end{aligned}$$

ここで、各記号は式(5.11)で $d=0$, $K_1=K_3=0$ においたものに等しい。

(5.13)

以上で導波管の任意の位置にフェライトを挿入した場合のフェライト装荷導波管の減衰定数が得られた。お4章で求めた無損失の場合の伝播定数を用いてこれらの減衰定数を計算できるが、計算結果を示す前に固有方程式から減衰定数を求める。

5.2 固有方程式による減衰定数の解析

フェライトのテンソル透磁率および誘電率が複素数になった場合にフェライト装荷導波管の減衰定数 α および位相定数 β を解析するには、これらの量を複素数としてあつかい、境界条件から得られる固有方程式の実数部および虚数部を同時に零にする2個の根 α , β を求める方法が厳密な意味では正しい。しかし、前章でも調べたようにフェライトに損失がないとしても固有方程式はかなり複雑である。そこで本節ではフェライトが特殊の位置、すなわち導波管の中央と管壁に挿入された場合にこの方法による解析を述べ、電力損失による減衰定数の計算結果と比較する。

0. フェライトを導波管の中央に挿入した場合

図4.4に示すように、損失のないフェライト板を導波管の中央に挿入した場合に伝播定数を決定する固有方程式は式(4.5)のようにならわすことができる。フェライトの誘電率およびテンソル透磁率が複素数になっても解析方法は全く同じであるが、この場合はもちろん伝播定数を $\alpha + j\beta$ とおけば固有方程式は満足

されない。フェライトの誘電率およびテンソル透磁率が複素数になった場合に式(4.5)に相当する固有方程式は次のようにあらわすことができる。

$$\dot{\mu} f(\dot{\theta}_d) - \frac{t}{d} \{d^2(\gamma^2 + \beta_0^2 \dot{\mu} \dot{\epsilon}_s) f^2(\dot{\theta}_d) - \dot{\mu} \dot{\mu}_e\} f(2\dot{\theta}_t) = 0 \quad (5.14)$$

ここで、テンソル透磁率の要素 $\dot{\mu}$ は式(2.4)に示すものであり、フェライトの誘電率 $\dot{\epsilon}_s$ 、等価透磁率 $\dot{\mu}_e$ 、伝播定数 γ 、および $\dot{\theta}_d$ 、 $\dot{\theta}_t$ は次に示すものである。

$$\dot{\mu}_e = \frac{\dot{\mu}^2 - k^2}{\dot{\mu}} = \mu_e + j\mu_e', \quad \dot{\epsilon}_s = \epsilon_s + j\epsilon_s'$$

$$\gamma = \alpha + j\beta, \quad \dot{\theta}_d = \frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{1 - \gamma^2/\beta_0^2}, \quad \dot{\theta}_t = \frac{2\pi t}{\lambda} \sqrt{\dot{\mu}_e \dot{\epsilon}_s - \gamma^2/\beta_0^2}$$

また、解析には前と同じように規格化した減衰定数 $Y (= \alpha/\beta_0)$ および位相定数 $X (= \beta/\beta_0)$ を用いる。

さて、式(5.14)の左辺を実数部と虚数部に分離するのであるがまず $\dot{\theta}_t$ と $\dot{\theta}_d$ を実部と虚部に分ける。フェライトの誘電率およびテンソル透磁率の要素の虚部は実部に比較して小さい、すなわちフェライトの損失は小さいとするから、物理的意味から次の式が成立する。

$$Y \ll X$$

この関係から $\dot{\theta}_d$ 、 $\dot{\theta}_t$ は次のように変形される。

$$\dot{\theta}_d = \theta_d + j\theta_d', \quad \dot{\theta}_t = \theta_t + j\theta_t' \quad (5.15)$$

$$\theta_d = \beta_0 d \sqrt{1 - X^2}$$

$$\theta_t = \beta_0 t \sqrt{\mu_e \epsilon_s - X^2}$$

$$\theta_d' = (\beta_0 d)^2 \frac{XY}{\theta_d}$$

$$\theta_t' = (\beta_0 t)^2 \frac{2XY + (\mu_e \epsilon_s)'}{2\theta_t}$$

$$\dot{\mu}_e \dot{\epsilon}_s = \mu_e \epsilon_s + j(\mu_e \epsilon_s)'$$

これより、 $\theta_d' \ll \theta_d$ 、 $\theta_t' \ll \theta_t$ であるから近似的に次の式が成立する。

$$\begin{aligned} f(\theta_d) &= f(\theta_d) + j \theta_d' f'(\theta_d) \\ f(2\theta_t) &= f(2\theta_t) + j 2\theta_t' f'(2\theta_t) \\ f^2(\theta_d) &= f^2(\theta_d) + j \theta_d' f^2(\theta_d) \end{aligned} \quad (5.16)$$

ここで、関数の記号 ' はその関数の変数による微分を意味している。これらの式を固有方程式(5.14)に代して実数部と虚数部を分離すると次の式が得られる。

実数部より、

$$\mu f(\theta_d) - \frac{t}{d} f(2\theta_t) \{ (\beta_{0d})^2 (\mu \epsilon_s - X^2) f^2(\theta_d) - \mu \mu_e \} = 0 \quad (5.17)$$

虚数部より、

$$\begin{aligned} \mu' f(\theta_d) + \theta_d' \mu f'(\theta_d) - \theta_t' \frac{t}{d} f'(2\theta_t) \{ (\beta_{0d})^2 (\mu \epsilon_s - X^2) f^2(\theta_d) \\ - \mu \mu_e \} - \frac{t}{d} f(2\theta_t) [(\beta_{0d})^2 \{ 2XY + (\mu \epsilon_s)' \} f^2(\theta_d) \\ + (\beta_{0d})^2 (\mu \epsilon_s - X^2) f^2(\theta_d) \theta_d' - (\mu \mu_e)'] = 0 \end{aligned} \quad (5.18)$$

$$\text{ここで、 } \dot{\mu} \epsilon_s = \mu \epsilon_s + j (\mu \epsilon_s)', \quad \dot{\mu} \mu_e = \mu \mu_e + j (\mu \mu_e)'$$

式(5.15)より、 θ_d' 、 θ_t' は Y であらねとすることができるから式(5.18)から Y を求めると次のようになる。

$$\begin{aligned} Y = \frac{1}{(\beta_{0d})^2 X} \cdot \frac{\frac{2\mu(\beta_{0t})^2 f(2\theta_t) f(\theta_d)}{\theta_t f(2\theta_t)} (\mu_e \epsilon_s)' + \frac{t}{d} f(2\theta_t)}{\frac{1}{\theta_d} \{ \mu f'(\theta_d) - \frac{t}{d} (\beta_{0d})^2 (\mu \epsilon_s - X^2) f(2\theta_t) f'(\theta_d) \}} \\ \times \frac{x \{ (\beta_{0d})^2 f^2(\theta_d) (\mu \epsilon_s)' - (\mu \mu_e)' \} - \mu' f(\theta_d)}{-\frac{2t}{d} f(2\theta_t) f^2(\theta_d) - \frac{1}{\theta_t} \cdot \frac{2t^2}{d^2} \frac{\mu f'(2\theta_t) f(\theta_d)}{f(\theta_t)}} \end{aligned} \quad (5.19)$$

固有方程式(5.14)の実数部を零とした式(5.17)はフェライトに損失がないとして計算した固有方程式(4.5)と全く同じである。式(5.17)から位相定数を求め、その結果を用いて式(5.19)から減衰定数を求める方法は、フェライトの損失のない場合の電磁界を用いて電力損失を計算することから減衰定数を求める方法と比較すると近似計算の方法としては本質的に同じである。しかしこれは固有方程式(5.14)の解法として近似計算の中1項をとったからであり、物理的意味においては本質的に異なる計算である。

b フェライトを導波管の管壁に挿入した場合

フェライトの挿入位置のもうひとつの特殊な場合として管壁に挿入した場合を解析する。これはフェライトの挿入位置が両極端の場合に、電力損失によって求めた減衰定数と比較すれば、フェライトを任意の位置に挿入したときの電力損失によって求めた減衰定数の信頼性がよくなるからである。

図4.7に示すように、損失のないフェライトを導波管の管壁に挿入した場合に伝播定数を決定する固有方程式は式(4.7)である。

フェライトの定数および伝播定数が複素数になっても同様な次の式が成立する。

$$f(\theta_e) [t^2 f(\theta_t) \{ \mu_e^2 (\gamma^2 + \beta_0^2) - \left(\frac{k}{\mu}\right)^2 \gamma^2 \} - 1] - \frac{2t}{\ell} \mu_e f(\theta_t) = 0$$

$$\text{ここで, } \theta_e = \frac{2\pi\ell}{\lambda} \sqrt{1 - \gamma^2/\beta_0^2} \quad (5.20)$$

その他の記号は式(5.14)に同じである。

前に述べた方法と全く同様にして式(5.20)を実数部と虚数部に分離すると次の式が成立する。

実数部から

$$f(\theta_e) \left[(\beta_0 t)^2 f^2(\theta_t) \left\{ \mu_e (1-X^2) + \left(\frac{\kappa}{\mu}\right)^2 X^2 \right\} - 1 \right] - \frac{2t}{l} \mu_e f(\theta_t) = 0 \quad (5.21)$$

虚数部から、

$$\begin{aligned} & \theta_e' f(\theta_e) \left[(\beta_0 t)^2 f^2(\theta_t) \left\{ \mu_e^2 (1-X^2) + \left(\frac{\kappa}{\mu}\right)^2 X^2 \right\} - 1 \right] \\ & + f(\theta_e) \left[(\beta_0 t)^2 f^2(\theta_t) \cdot 2 \left\{ \mu_e \mu_e' (1-X^2) + \left(\frac{\kappa}{\mu}\right) \left(\frac{\kappa}{\mu}\right)' X^2 + X Y \left(\mu_e^2 - \frac{\kappa^2}{\mu^2}\right) \right\} \right. \\ & \left. + (\beta_0 t)^2 \theta_t' f^2(\theta_t) \left\{ \mu_e^2 (1-X^2) + \left(\frac{\kappa}{\mu}\right)^2 X^2 \right\} \right] \\ & - \frac{2t}{l} \left\{ \mu_e \theta_t' f'(\theta_t) + \mu_e' f(\theta_t) \right\} = 0 \quad (5.22) \end{aligned}$$

よから減衰定数 Y を求めると次のようになる。

$$\begin{aligned} Y = & - \frac{1}{(\beta_0 l)^2 X} \cdot \frac{\frac{(\beta_0 t)^2}{2 \theta_t} \left[(\beta_0 t)^2 f(\theta_e) f^2(\theta_t) \left\{ \mu_e^2 (1-X^2) + \left(\frac{\kappa}{\mu}\right)^2 X^2 \right\} \right.}{\frac{2t}{l} \frac{\mu_e f'(\theta_e) f(\theta_t)}{\theta_e f(\theta_e)} + \frac{2t^2}{l^2} f(\theta_e) f^2(\theta_t) \left(\mu_e^2 - \frac{\kappa^2}{\mu^2}\right)} \\ & \left. - \frac{2t}{l} \mu_e' f'(\theta_t) \right\} (\mu_e \epsilon_s)' + 2 (\beta_0 t)^2 f(\theta_e) f^2(\theta_t) \left\{ \mu_e \mu_e' (1-X^2) \right. \\ & \left. + \frac{t^2}{l^2} \frac{1}{\theta_t} \left[(\beta_0 t)^2 f(\theta_e) f^2(\theta_t) \left\{ \mu_e^2 (1-X^2) + \left(\frac{\kappa}{\mu}\right)^2 X^2 \right\} \right. \right. \\ & \left. \left. + \left(\frac{\kappa}{\mu}\right) \left(\frac{\kappa}{\mu}\right)' X^2 \right\} - \frac{2t}{l} f(\theta_t) \mu_e' \right. \\ & \left. - \frac{2t}{l} \mu_e f'(\theta_t) \right] \quad (5.23) \end{aligned}$$

$$\therefore \frac{\kappa}{\mu} = \frac{\kappa}{\mu} + j \left(\frac{\kappa}{\mu}\right)'$$

以上でフエライトを導波管の管壁および中央に挿入した場合に固有方程式による減衰定数の解析ができた。次に具体的な数値計算について述べる。

電力損失から求めた減衰定数である式(5.12)、(5.13)はここで

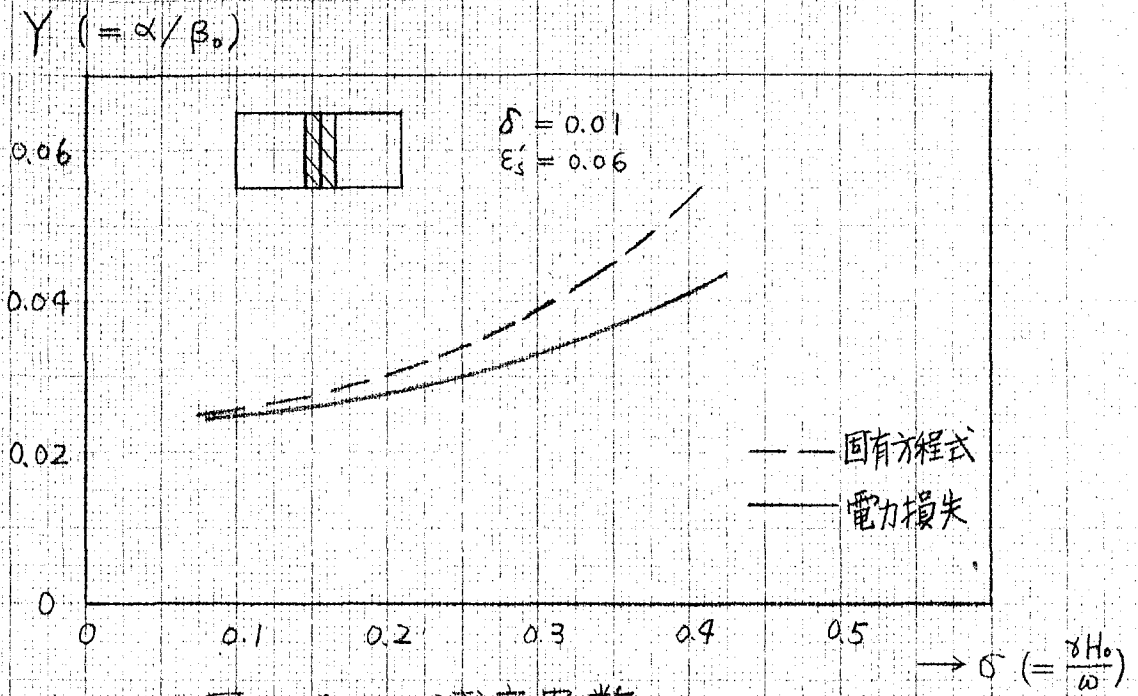


图 5.1 a 減衰定数

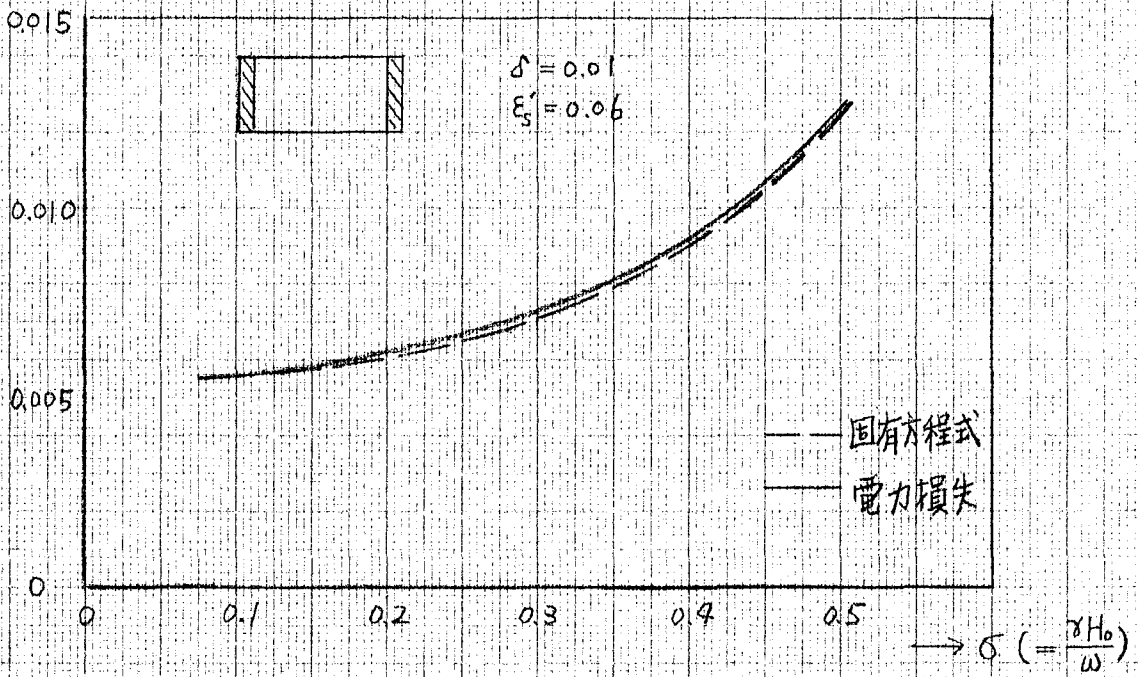


图 5.1 b 減衰定数

求めた式(5.19), (5.23)にそれぞれ相当している。周波数7000 Mc、フェライトの飽和磁界800 Gauss、厚さ3 mmの場合にこれらの式の数値計算結果を図5.1に示す。フェライトの損失を示す δ は式(2.4)に示すものであるが、 $\delta = 0.01$ とし、誘電体損失は $\epsilon_s' = 0.06$ とした。 δ と ϵ_s' の比はフェライトによってさまるが、規格減衰定数 γ はこれらの大きさに比例する。図5.1aはフェライトを導波管の中央に挿入した場合であるが、印加直流磁界が小さい範囲では電力損失によって求めた減衰定数は固有方程式による結果とよく一致しているが、印加直流磁界が大きくなるとやや差が生じる。フェライトを管壁に挿入した場合は完全に一致している。このように物理的意味の全然異なった方法による計算結果が定量的に一致することは(フェライトを導波管の中央に挿入し、印加直流磁界が大きい場合は少く差があるが)電力損失を求めることによって得たフェライト装荷導波管の減衰定数の正しいことを意味している。すなわちフェライトを任意の位置に挿入した場合の減衰定数は式(5.11)を計算すればよいことがわかる。次に第4章で得られた伝播定数を用いて式(5.11)を数値計算した結果を述べる。

図5.2はフェライトの厚さによる減衰定数の変化を示す図である。横軸はフェライトの誘電体損失 ϵ_s' であり、フェライトの厚さがパラメタである。フェライトの磁性体による損失は一定としているから($\delta = 0.01$)横軸は誘電体損と磁性体損の比によってさまる。たとえば、 $\delta = 0.005$, $\epsilon_s' = 0.01$ の場合には $\epsilon_s'/\delta = 2$ であるから、そのときの減衰定数は横軸 $\epsilon_s' = 0.02$ の値を0.5倍(δ の値が $0.005/0.01 = 0.5$ 倍されているから)すればよい。この図から、フェライトの厚さとともに減衰定数は一様に増加することがわかる。これはフェライトが厚くなれば、それだけフェ

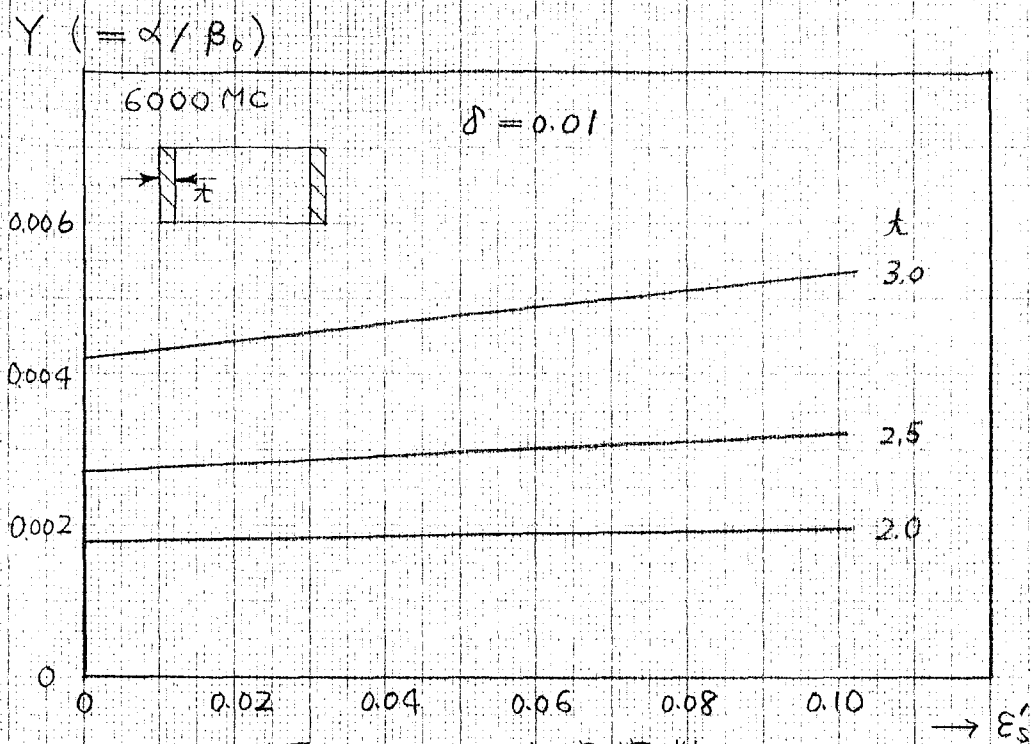


图 5.2 a 減衰定数

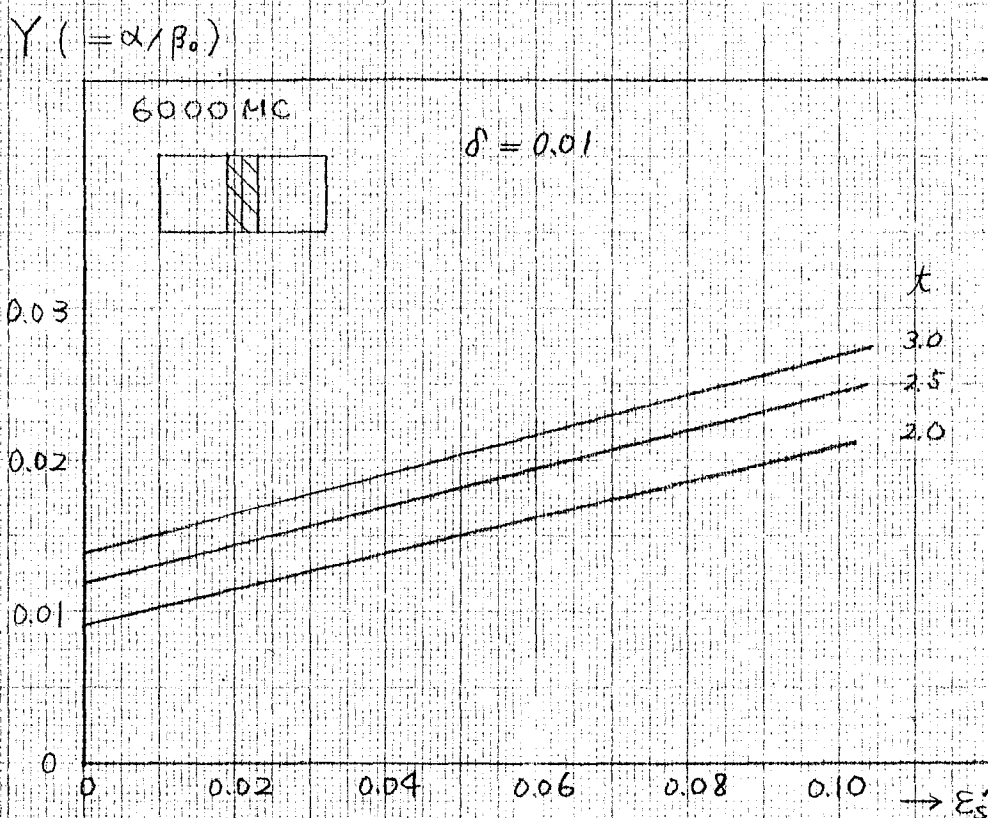


图 5.2 b 減衰定数

ライト内部に含まれる電力が増加するから当然のことといえる。すなわちフェライトの厚さを一定として減衰定数を計算すれば、厚さが変わった場合の減衰定数も厚さとともに一様に変化すると考えられる。また、図5・2からフェライトを電界の強い導波管の中央に挿入した場合は誘電損失 ϵ_s による変化の大きいことがわかる。

図5・3はフェライトの挿入位置による減衰定数の変化を示す図である。横軸はフェライトの誘電損失 ϵ_s であるが、図5・2と同様に減衰定数は δ と ϵ_s の関係によつてきまる。フェライトと導波管の管壁附近に挿入した場合は、フェライトが管壁から離れるにしたがつて減衰定数は、誘電体損失が小さいときは減少し、大きいときは増加する。フェライトが管壁から離れるは電界の強い位置に置かれるから誘電体損失の減衰定数に及ぼす影響が強くなることがわかる。実際のフェライトの損失は後で述べるように、 $\epsilon_s = 0.01 \sim 0.02$, $\delta = 0.005$ 附近にあるから、 $\epsilon_s / \delta = 2 \sim 4$ となり、減衰定数は図5・3でこの ϵ_s に対応する γ の値を0.5倍したものである。すなわちフェライトを管壁附近に挿入する場合は減衰定数はあまり変化しないことがわかる。また、フェライトを導波管の中央に挿入した場合は管壁附近に挿入したときと比較して2倍以上になることがわかる。

図5・4は印加直流磁界に対する減衰定数の変化を示す図である。フェライトが管壁から離れるにしたがつて、減衰定数の変化はゆるやかになる。図4・13で周波数5000 Mcの場合は図5・4と同じ条件であるが、ビームの方向を20度変化させるのに、フェライトを導波管の中央よりは管壁附近に挿入した方が減衰定数は約1/2に小さくなることがわかる。また、図4・13bの表で示すようにビームの方向の変化がゆるやかになれば、図5・4からわかるように減衰定数の印加直流磁界に対する変化もゆるやかになっている。

$Y (= \alpha / \beta_0)$

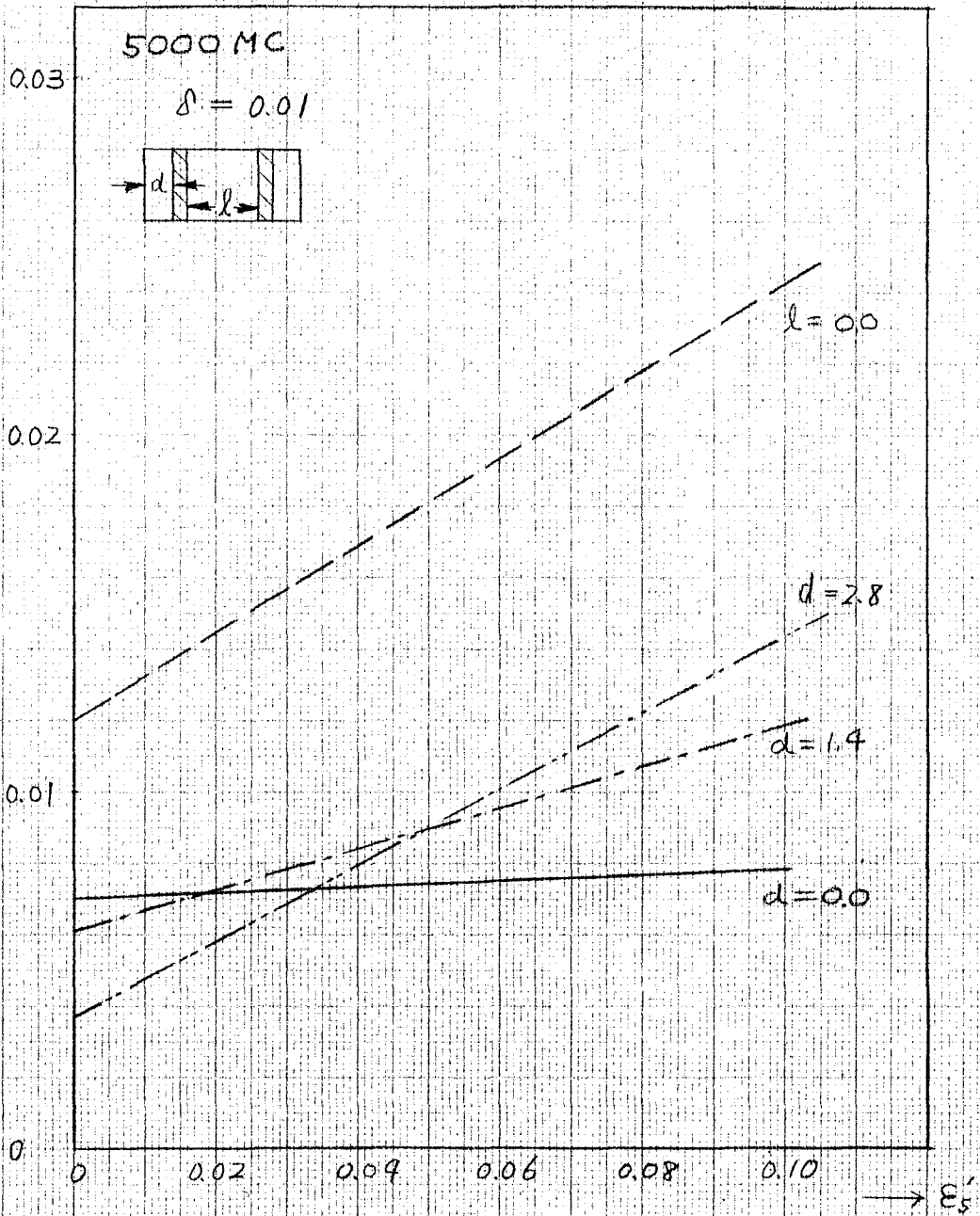


図 5.3 減衰定数

$Y (= \alpha / \beta_0)$

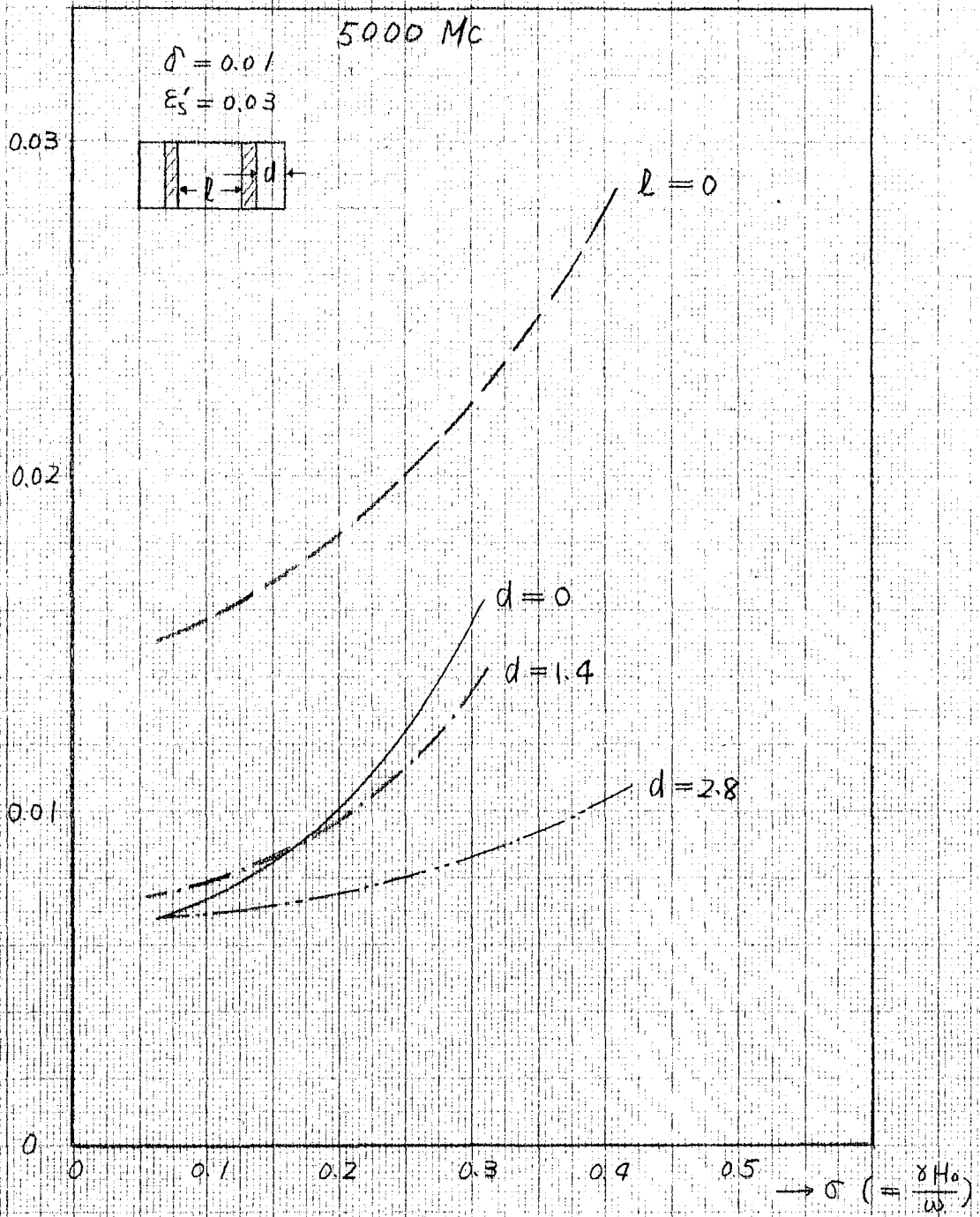


図 5.4 減衰定数

さて図5.5は減衰定数の周波数による変化を示す図である。横軸は図5.2, 図5.3と同様にフェライトの誘電体損失 ϵ_2 である。図5.5aはフェライトを導波管の管壁に挿入した場合であるが、減衰定数は17000 Mc および5000 Mc に比較して6000 Mc の場合が最も小さいことがわかる。図4.13bからわかるように、ビームの方向の変化は17000 Mc よりも6000 Mc の場合の方が大きい。しかし減衰定数は6000 Mc の方が小さい。これらの解析には17000 Mc用導波管(管幅34.85 mm)を用いたが、17000 Mc より低い周波数で管内波長の変化が大きいため減衰定数が小さくなることがわかる。フェライトを導波管の管壁附近に挿入した場合には、前に述べたように減衰定数は大体一様でありかつビームの方向の変化量が同じでもフェライトが導波管の中央にある場合より明らかに減衰定数が小さいことからこの事実は重要である。次に図5.5bはフェライトを導波管の中央に挿入した場合であるが、減衰定数は周波数とともに減りする。これは周波数が高くなると導波管の管壁の影響が少なくなり電磁界がフェライト内部に集中するためと考えられる。また、図4.13aと比較すると周波数は低い方が管内波長の変化は大きくかつ減衰定数は小さいことがわかる。

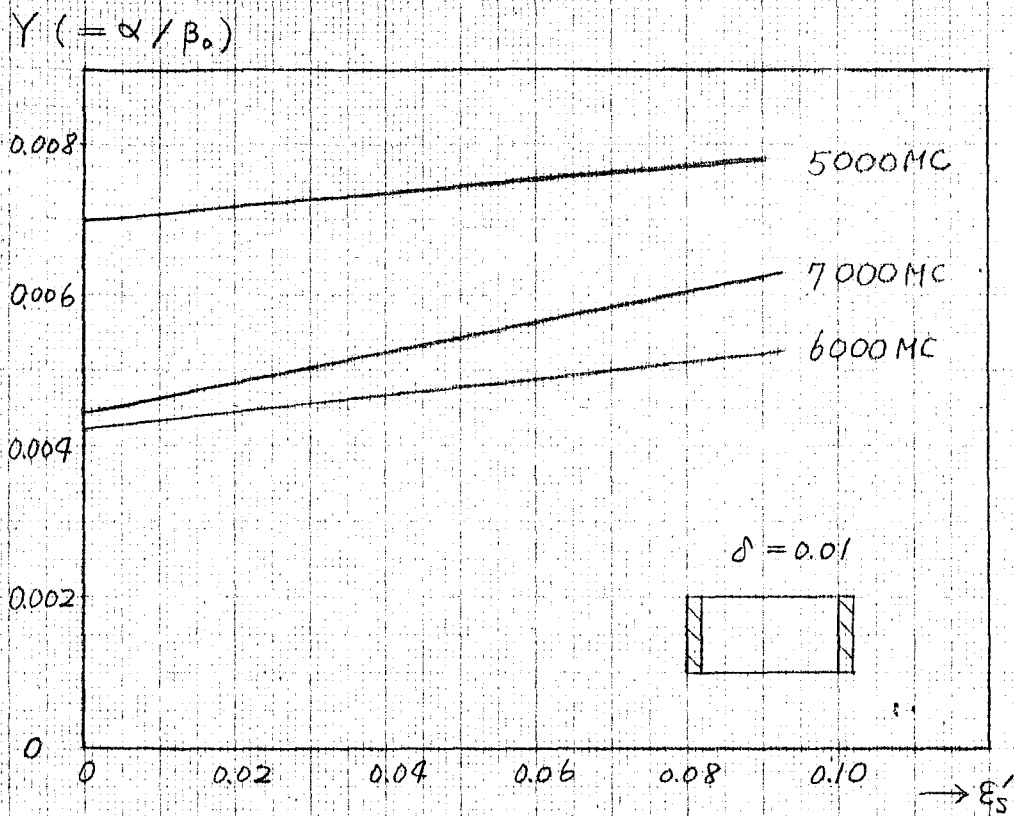


図 5.5 a 減衰定数

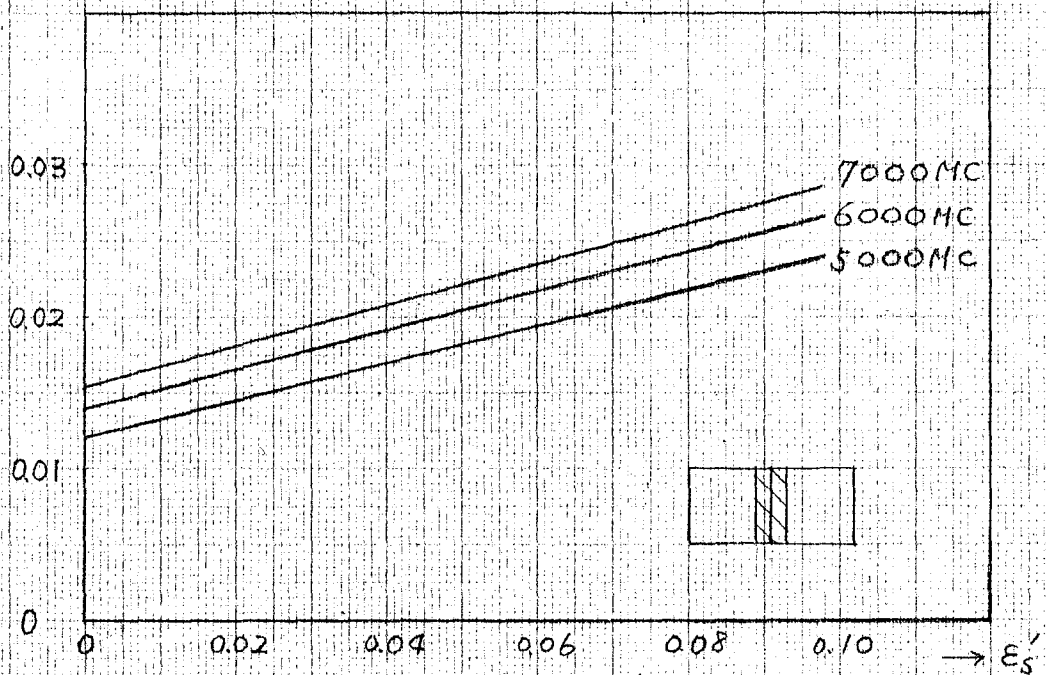


図 5.5 b 減衰定数

5.3 フェライトの損失の測定

2.2で述べたように、フェライトは必ず損失をもっているが、式(2.4)のテンソル透過率の要素の虚数項 μ', κ' に比例する δ はフェライトの種類によって異なる。前節で述べた減衰定数の理論値は $\delta = 0.01$ とし、 ϵ_s' をパラメタとして計算したが、 $\mu_e', (\kappa/\mu)'$ 等はすべてこの δ に比例する。このように減衰定数を求めるには δ, ϵ_s' を知らなければならぬが、 ϵ_s' よりも一桁程小さい δ は同一種類のフェライトでもものによって異なるので実際に測定しなければならない。これまで μ', κ' の測定法では多数の研究がなされたが、その中の最も一般的な方法で実験に用いたフェライトの等価透過率の虚数項である μ_e' を測定する。これによって δ の値を知ることが出来る。

この測定法は摂動法といわれるもので、図5.6に示すように空洞共振器の一部に小さいフェライトを挿入して共振器の Q を測定し、フェライトのないときの Q と比較することによって μ_e' を知る方法である。

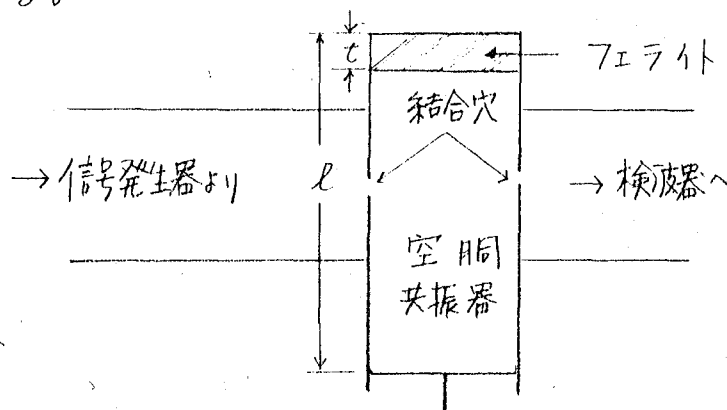


図5.6
矩形導波管共振器
のH面断面図

μ_e' は摂動公式から次のようにあらわすことができる。(14)

$$\mu_e' = -\frac{1}{2Q_s} \cdot \frac{l}{t} \cdot \left(\frac{2l}{n\lambda}\right)^2, \quad \frac{1}{Q_s} = \frac{1}{Q_f} - \frac{1}{Q_0} \quad (5.24)$$

ここで、 l : 共振器の長さ、 t : フェライトの厚さ (2mm)

n/λ : 空洞内部に存在する波の数

Q_0 : フェライトを挿入しないときの Q

Q_f : フェライトを挿入したときの Q

空洞は 7000 Mc 用導波管 (管幅 34.85 mm) を用い、周波数 7000 Mc, 6000 Mc で測定したが、測定条件を次に示す。

周波数	7000 Mc	6000 Mc
l	136.0 mm	143.7 mm
n	5	4
Q_0	3010	2224
Q_f	2624	1800

ここで、 Q_f はフェライトを挿入したときの Q であるが、励磁電流が 0.1 (A) のときの値である。このように、励磁電流に対する Q_f を測定すれば、式 (5.24) から等価透磁率の虚数項である μ'' を求めることができる。図 5.7 a に測定結果を示す。測定値にはややばらつきがあるが、これは Q の測定に欠陥があるためと考えられる。しかし、この程度の結果でもフェライトの損失の大体の大きさと印加直流磁界に対する変化の傾向は知ることができるといえる。

図 5.7 b は節 2.2 で求めた μ'' から得られる μ'' の理論値とここで得られた実験値とを比較した図である。理論値の計算では式 (2.4) の δ は 0.0025 としたが印加直流磁界の小さい範囲では大体一致している。しかし、 $\sigma = 0.6$ 付近では実験値は理論値より小さい値を示している。図 5.2, 5.3 からわかるようにフェライトを導波管の管壁付近に挿入した場合は減衰定数は大体この δ によって決まるから、印加直流磁界に対する減衰定数の変化は理論値で示される程度は大きいことが図 5.7 b からわかる。

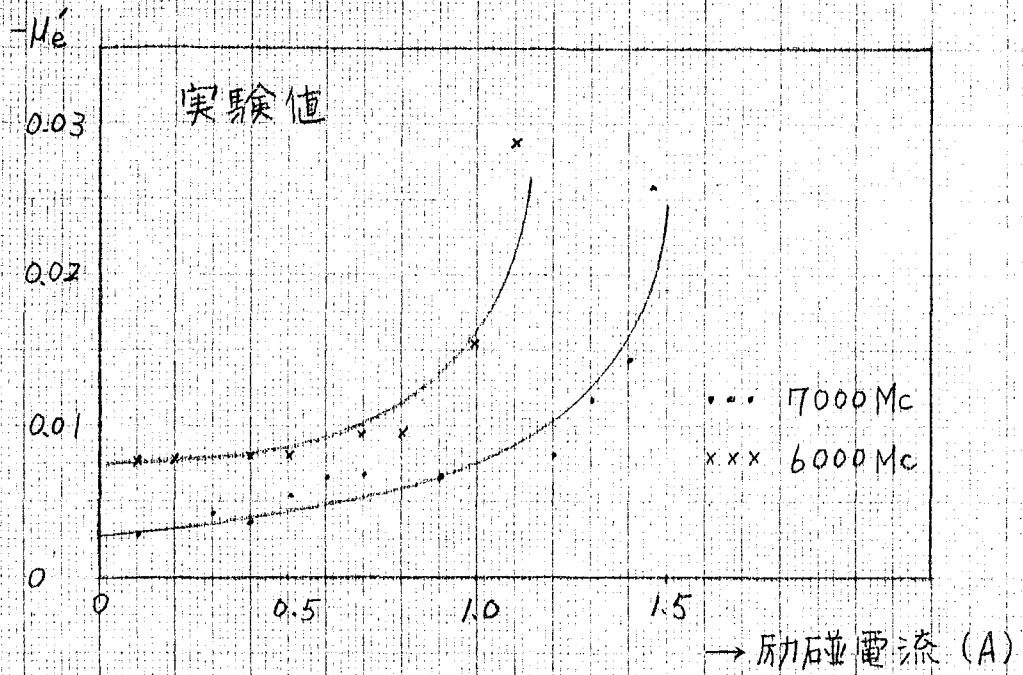


図 5.7 a フェライトの損失

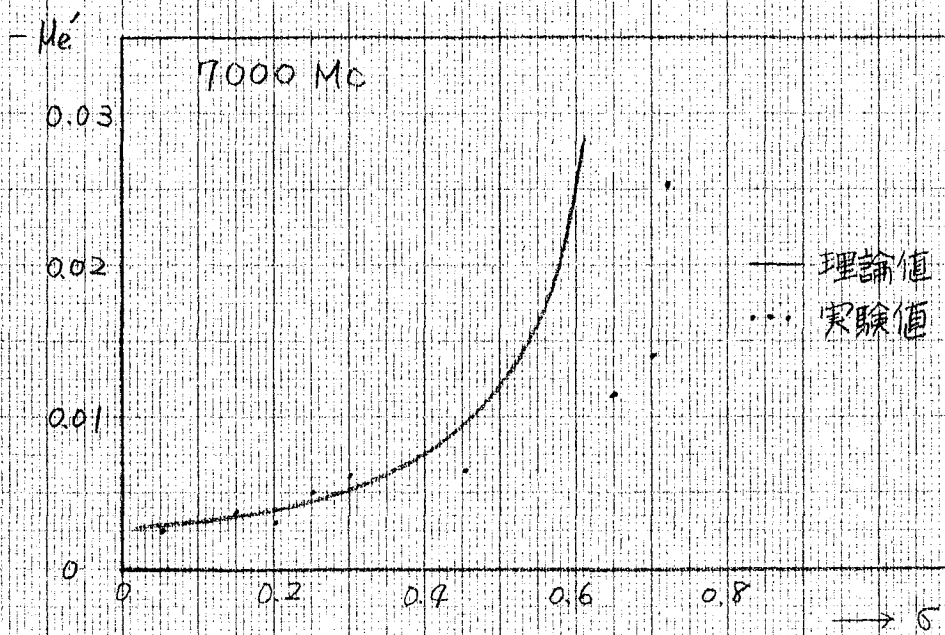


図 5.7 b フェライトの損失

5.4 伝送損失の測定

5.1, 5.2ではフェライトの複素テンソル透磁率および複素誘電率に対するフェライト装荷導波管の減衰定数を計算し、また、5.3ではフェライトの損失を測定した。本節ではフェライト装荷導波管の伝送損失を測定し、これまでに得られた計算結果と比較する。(15)

図5.8に示すように伝送損失の被測定回路の端子(1)の入射波の電界を E_{i1} 、反射波の電界を E_{r1} とする。同様に、端子(2)

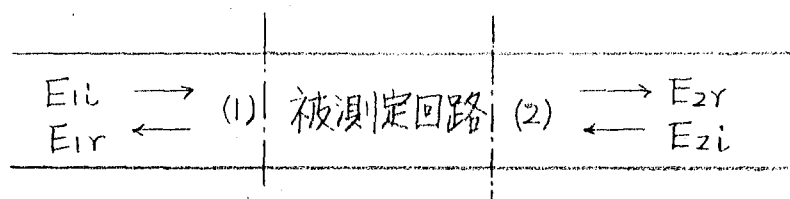


図 5.8
伝送損失の測定

の入射波および反射波の電界を E_{zi} , E_{zr} とすると、その間の関係は散乱行列を用いて次のようにあらわすことができる。

$$\begin{pmatrix} E_{r1} \\ E_{zr} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{i1} \\ E_{zi} \end{pmatrix} \quad (5.25)$$

ここで、端子(1)から被測定回路をみた反射係数を Γ とし、端子(2)から外側をみた反射係数を Γ' とすると、

$$\Gamma = E_{r1} / E_{i1}, \quad \Gamma' = E_{zi} / E_{zr}$$

であるから式(5.25)は次のように変形することができる。

$$\Gamma = S_{11} + \frac{S_{12} S_{21}}{\frac{1}{\Gamma'} - S_{22}} \quad (5.26)$$

次に、端子(2)を短絡し、短絡板の距離を移動させると Γ' は半径1の単位円の円周を移動する。 Γ' に $\Gamma'_1, \Gamma'_2, \Gamma'_3$ の3個の値を与えたとき、それに対応する端子(1)の反射係数を $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3$ とし

式(5.26) から S_{11}, S_{22} を消去すると次の式が得られる。

$$|S_{12}|^2 = \left| \frac{(\Gamma_1 - \Gamma_2)(\Gamma_2 - \Gamma_3)(\Gamma_3 - \Gamma_1)(\Gamma_1' - \Gamma_3')(\Gamma_2' - \Gamma_3')(\Gamma_3' - \Gamma_1')}{\Gamma_1 \Gamma_1' (\Gamma_2' - \Gamma_3') + \Gamma_2 \Gamma_2' (\Gamma_3' - \Gamma_1') + \Gamma_3 \Gamma_3' (\Gamma_1' - \Gamma_2')} \right| \quad (5.27)$$

才4章で述べたように導波管にフェライトを挿入した場合には、進行波と反射波の伝播定数は等しいから、 $|S_{12} S_{21}| = |S_{12}|^2$ となり式(5.27) が得られる。フェライト装荷導波管の長さを l とすると、減衰定数 α と $|S_{12}|^2$ の関係は次のようになる。

$$e^{-2\alpha l} = |S_{12}|^2 \quad \therefore \quad Y = \frac{1}{\beta_0 l} \log_e \left| \frac{1}{S_{12}} \right| \quad (5.28)$$

ここで、 Y は前に述べた規格化減衰定数 α / β_0 である。このように、端子(2)の短絡板を移動させ、それに対応する端子(1)の反射係数を3度測定することによって伝送損失あるいは減衰定数を知ることができ、(16)

実験装置のブロックダイヤグラムを図5.9に示す。端子(2)は可動短絡板を移動させ、端子(1)の反射係数は定在波測定器によって定在波比と電界の最小点の移動を測定することにより得られる。端子(2)の反射係数 Γ' には中空導波管の管内波長の $1/16$ をひとつの間隔として半波長移動させて単位円の円周上に8個の点を与えた。式(5.27)による S_{12} の計算には3個の Γ' を与えるだけでよいが、実験の誤差をさけるためにこのようにした。

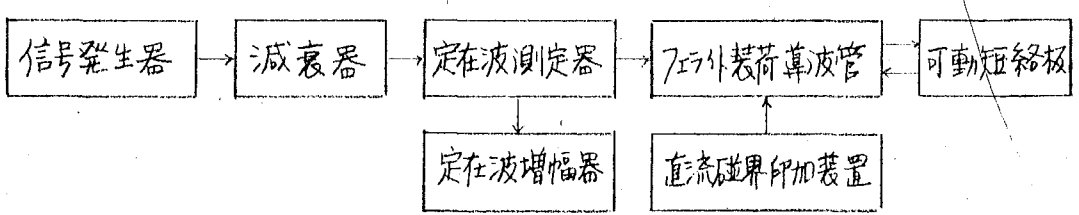


図5.9 伝送損失の測定

図5.10はこのようにして得られた $|S_{12}|$ の実験値であるが、 μ でフェライトの飽和磁界は800 Gauss, 厚さは3 mm である。フェライトの全長は30 cmで両端に4 cmのテーパがつけられている。これらの図から次のことがわかる。周波数7000 Mcのときフェライトを導波管の管壁に挿入したときは、励磁電流0.1 Aで $|S_{12}| = 0.95$ であるから、 $20 \log |S_{12}| = -0.45$ dBの伝送損失がある。このときのフェライトの長さは約6波長である。同様にして、6000 Mcの場合は、約5波長で0.3 dB, 5000 Mcの場合は約4波長で0.4 dBの伝送損失のあることがわかる。たとえば、放射ビームの電力半値幅を5度にしたときは約10波長の開口面が必要であるから、6000 Mcでは0.6 dBの伝送損失がある。しかし、図4.1からわかるように、電波は順々にスロットから放射されていくからアンテナの入力電力の0.6 dBをフェライトが消費するわけではない。また、フェライトを導波管の中央に挿入したときには、7000 Mcで1.6 dBの伝送損失があり、管壁に挿入したときに比較して3.5倍の大きさである。

さて、5.1, 5.2ではフェライトの複素誘電率および複素テンソル透磁率に対するフェライト装荷導波管の減衰定数を解析し、5.3では複素テンソル透磁率の虚数項を測定した。5.3で得られた測定値を式(5.11)に代入すれば減衰定数の理論値がわかる。図5.11はこのようにして得られた理論値と本節で測定した実験値とを比較した図がある。周波数は7000 Mc, フェライトの飽和磁界800 Gauss, 厚さ3 mmの場合である。このときのフェライトの損失をあらわす式(2.4)の δ は $\delta = 0.0025$ であることを前節で述べた。フェライトの誘電体損失をあらわす ϵ'' は製造者の規格値 $\epsilon'' = 0.01$ を用いると(磁性体の損失は製品によって異なるので δ の規格値はない。) $\epsilon'' / \delta = 4$ であるから、減衰定数

は図5.3の $\varepsilon_s = 0.04$ に対応する γ の値を 0.25 倍すればよい。このようにして得られた値の印加直流磁界に対する変化を示したのが図5.11の理論値である。実験値は $|S_{12}|$ がわかっているから式(5.28)より得られる。印加直流磁界が小さい場合はフェライトを導波管の中央に挿入した場合も管壁に挿入した場合も理論値と実験値は非常によく一致しており、5.1で述べたフェライトの損失に対する減衰定数の解析の正しいことを示している。印加直流磁界が大きくなった場合に理論値と実験値が異なるのは、前節で述べた図5.7bからわかるように、フェライトの損失自体が Landau-Lifschitz の微分方程式の解である式(2.4)に示すように、印加直流磁界に対して変化しないためである。

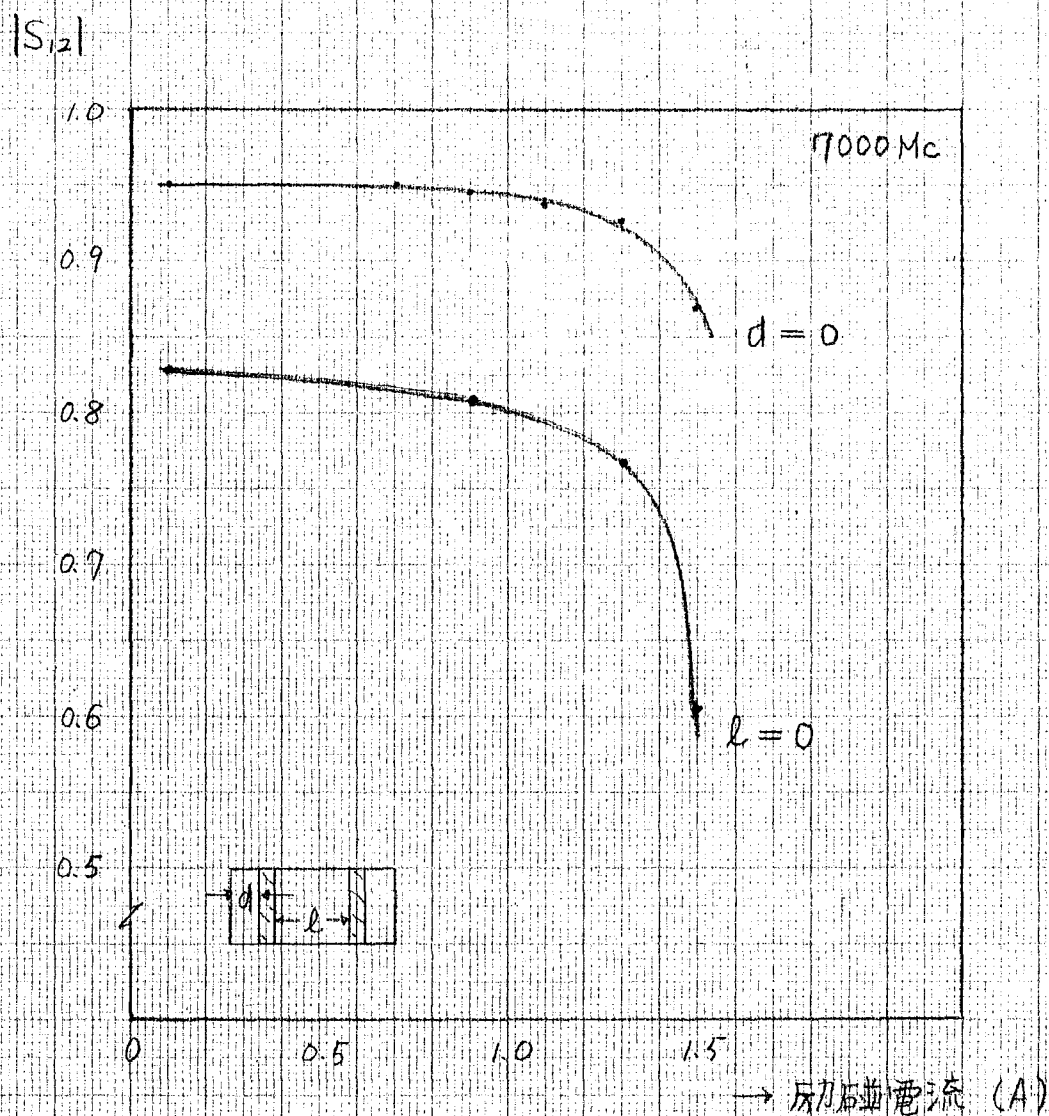


図5-10 a 伝送損失の実験値

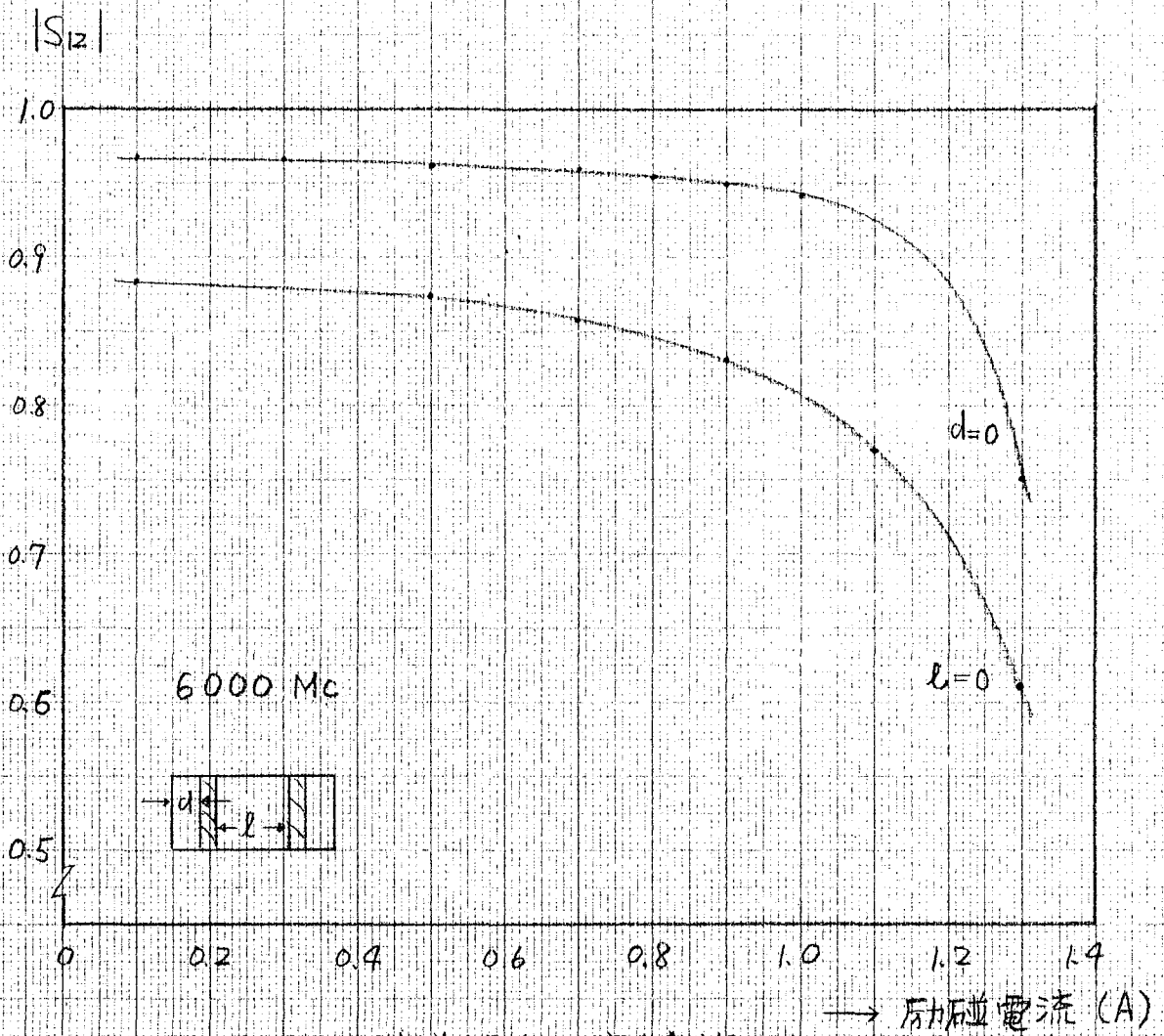


図 5.10 b 伝送損失の実験値

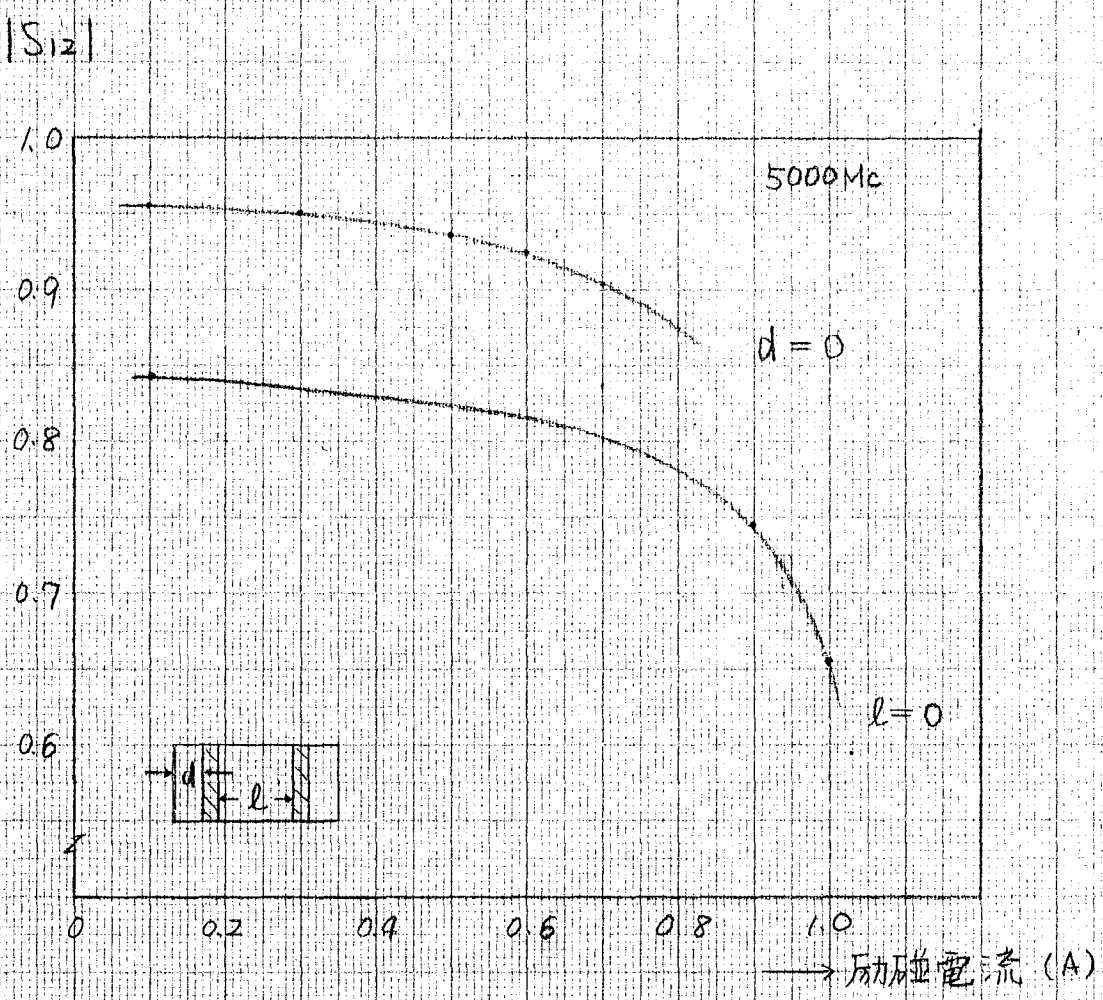


図 5.10c 伝送損失の実験値

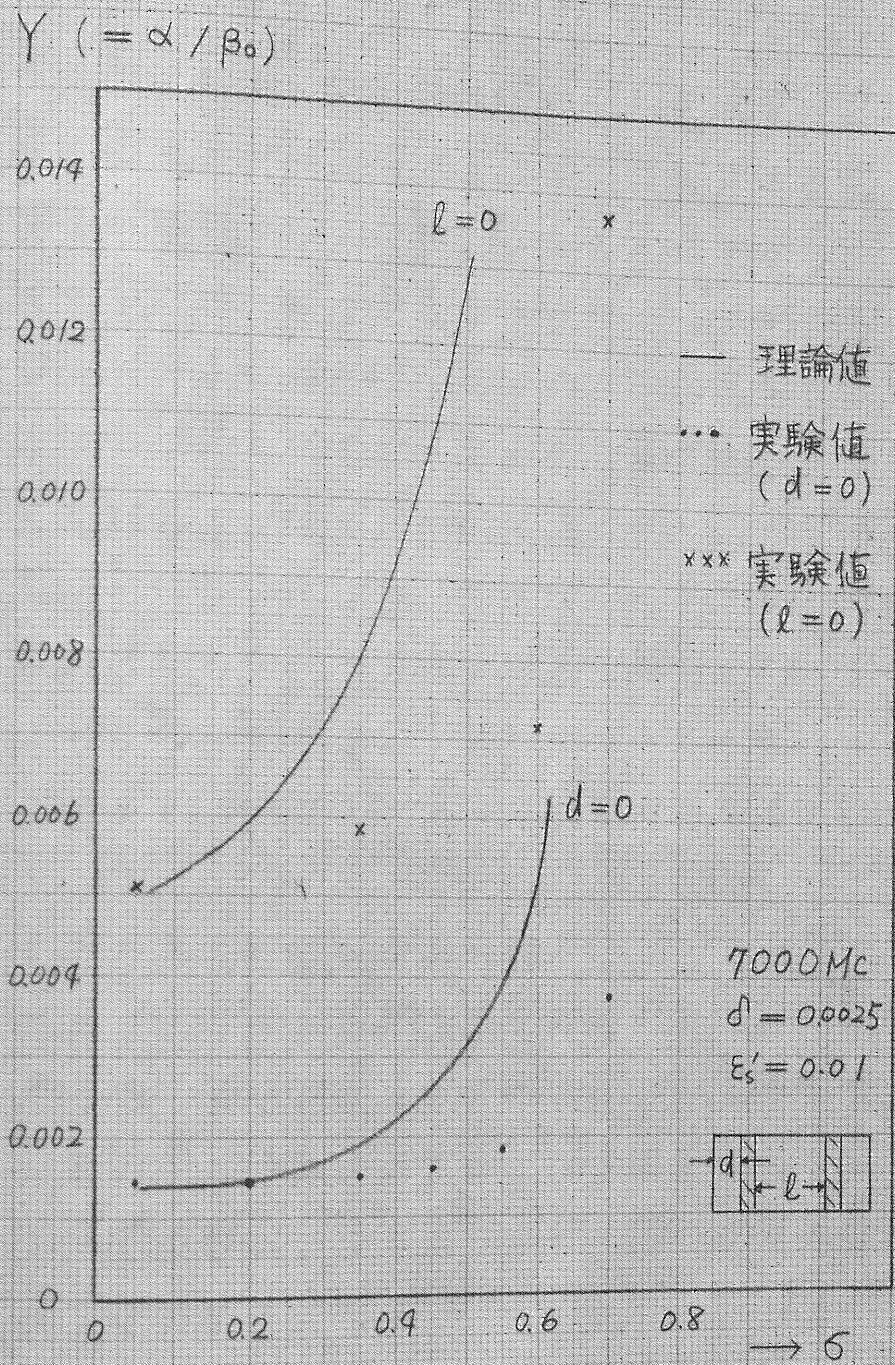


図 5.11 減衰定数の理論値と実験値

第6章 走査アンテナ系の検討

これまでフェライト装荷導波管内部の電磁界を解析し、フェライトの挿入位置や印加直流磁界と管内波長、伝送損失および管壁の電流等との関係をしらべた。これらの結果から、フェライト装荷導波管を電波ビームの走査アンテナとして用いる場合には、周波数やフェライトの挿入位置をどのように選定すべきかがわかる。たとえば、2種の伝送モードが存在する場合にはひとつのモードの伝送を抑える方法がなければ指向性をみだすからアンテナとしては適切ではない。また、伝送損失が小さく、印加直流磁界に対して管内波長の変化が大きい伝送モードを用いるのが適切であることはもちろんである。本章ではこれらの検討とともに実際に電波を放射して指向性を測定した結果も述べる。

6.1 伝送モードの選定と指向性

これまでフェライト装荷導波管内部の電磁界を解析し、管内波長、伝送損失、管壁電流等を求めた。この導波管をスロットアンテナとして利用する場合たとえば導波管の大きさが与えられたとすれば、周波数およびフェライトの挿入位置等に制限がある。これについて検討する。

4.4で述べたようにフェライトの誘電率の大きいことからフェライト装荷導波管は多モード伝送線路になる場合が多い。2個以上の伝送モードが存在するフェライト装荷導波管をスロットアンテナとして利用する場合には、あるひとつのモードの伝送に影響を与えないように他のモードの伝送を抑えなければならない。すなわち、伝送モードによって管内波長の大きさおよび印加直流磁界に対するその変化が異なるから利用する以外のモードの存在

はサイドローブの原因になる。また、電波ビームを走査するための印加直流磁界の変化により導波管断面の電界分布は多少変化するが、伝送モードの抑圧は電界分布が変化しても変わらないものでなければならない。このように多モード伝送線路にひとつだけのモードを伝送させることは困難であり、一般にアンテナのサイドローブレベルに対する条件のきびしいことから多モード伝送導波管をスロットアンテナとして用いることは好ましくない。

さて、フェライト装荷導波管の伝送モードがひとつだけのときは図4.12からわかるように、フェライトが導波管の管壁附近または中央に挿入された場合である。ところで、図5.2~図5.5からわかるように、フェライトを導波管の中央に挿入した場合は管壁附近に挿入した場合に比較して減衰定数は3~4倍大きい。放射ビームの幅をせまくするためにはスロットアンテナの開口面を大きくすべく長いフェライト装荷導波管を用いなければならないが、減衰定数が4倍あれば大きい減衰をうける(減衰量はdBの単位で4倍になる。)また、4.8で述べたように、フェライトを導波管の中央に挿入した場合には管壁の電流は非常に小さくなり管壁に切ったスロットから電波を放射させることは困難である。

以上の理由からフェライト装荷導波管をスロットアンテナとして用い、電波ビームを走査するためにはフェライトは導波管の管壁附近に挿入することが適切である。図6.1は周波数が7000 Mc, 6000 Mc, 5000 Mcの場合に2次モードが伝送されない範囲で管壁からの距離 d をパラメータとして印加直流磁界に対する規格化した伝播定数 α の変化を示した図である。これらの図から、管内波長はフェライトが管壁から離れるにしたがって多少小さくなるが印加直流磁界に対する変化は大体一様である。フェライトの厚さが3mmの場合には周波数700 Mcのとき図4.23からわかる

$X (= \beta / \beta_0)$

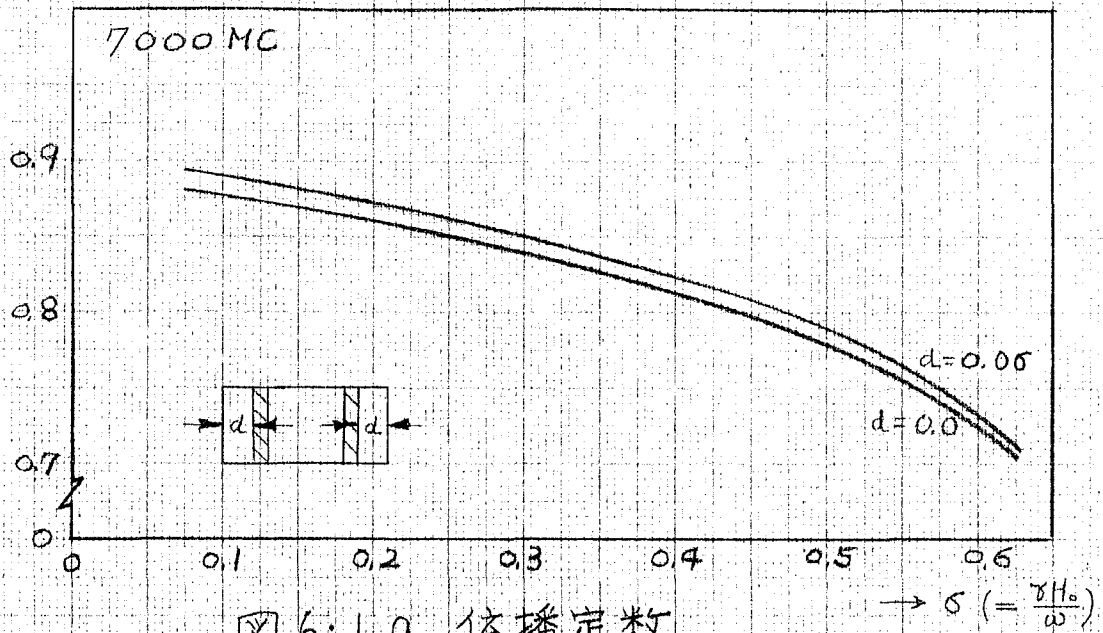


図 6.1 a 伝播定数

$X (= \beta / \beta_0)$

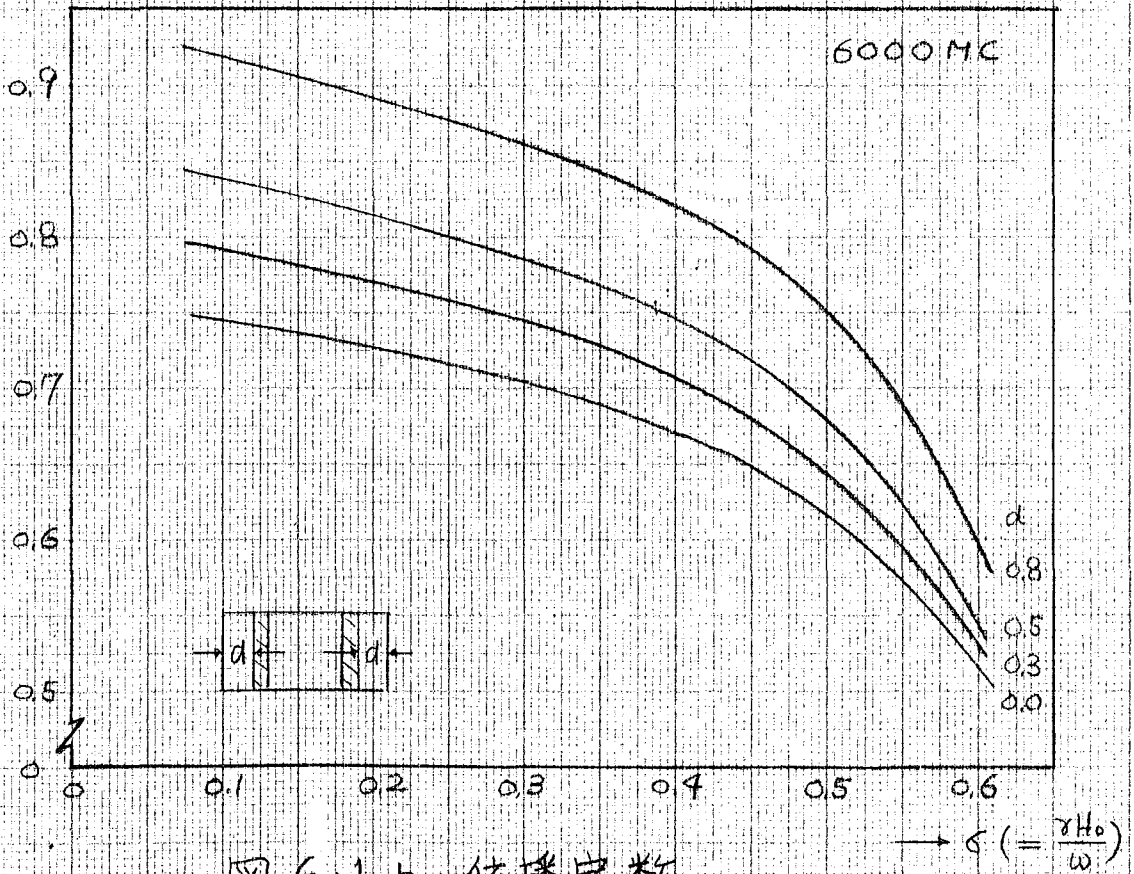


図 6.1 b 伝播定数

$X (= \beta / \beta_0)$

5000 MC

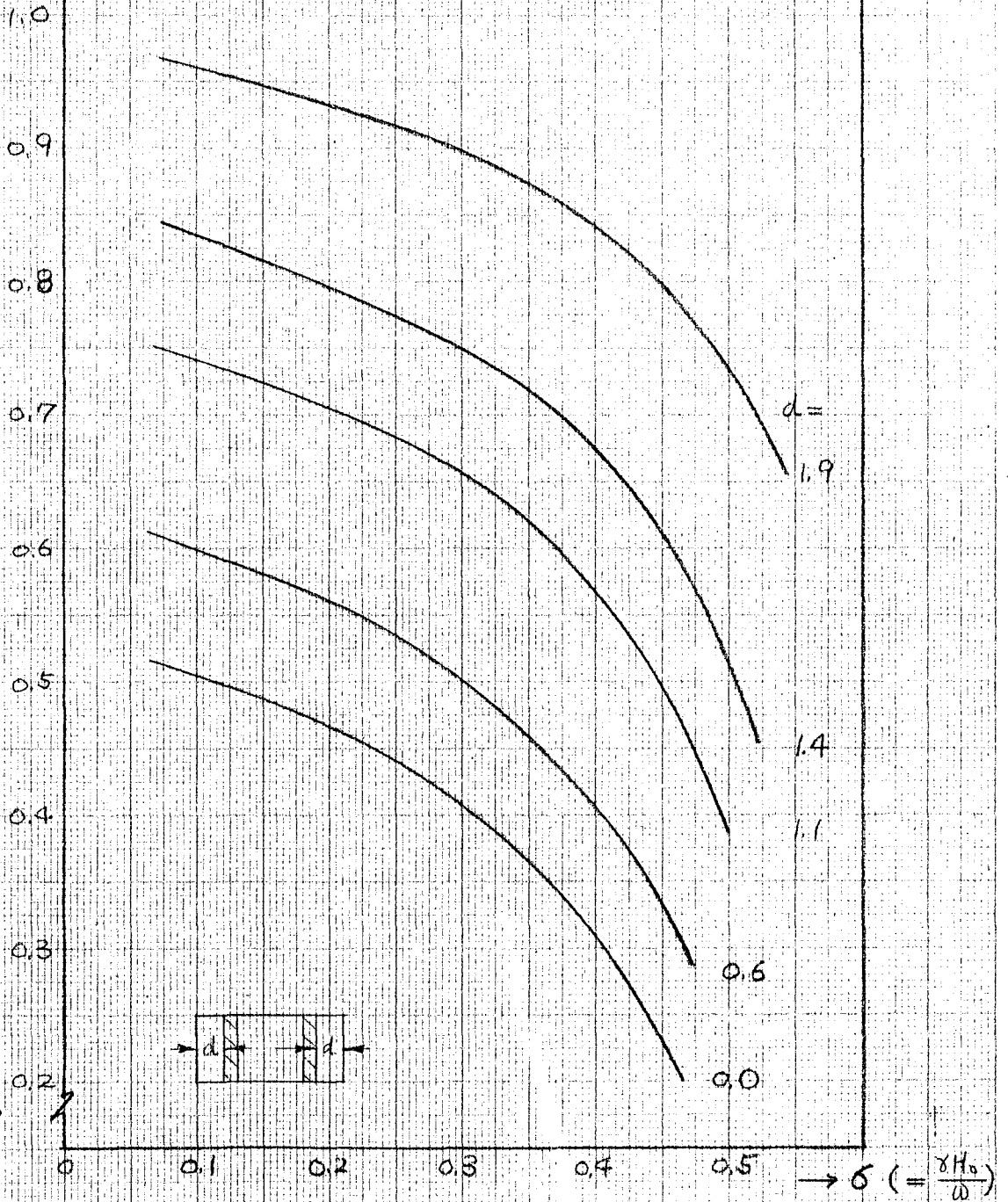


図 6.11c 伝播定数

ように、 $d > 0.06 \text{ mm}$ になると2次モードが伝送されるか5注意しなければならない。

次にこのようなフェライト装荷導波管をスロットアンテナに用いた場合の指向性を調べる。導波管スロットアンテナの指向性は式(4.1)で与えられるが、次に示す条件の場合の式(4.1)の計算結果を図6.2aに示す。

周波数	6000 Mc ($\lambda = 50 \text{ mm}$)
スロットの個数	8個
スロットの間隔	32 mm
フェライトの厚さ	$t = 3 \text{ mm}$
フェライトの挿入位置	$d = 0.15 \text{ mm}$
印加直流磁界	$\sigma = 0.117$ (励磁電流 0.2 A相当)
管内波長	65.7 mm ($X = 0.760$)

ここで管内波長は与えられた条件の場合に式(4.10)から得られた理論値である。スロットの開口面は22.4 cmで約4.5波長あり放射ビームの半値幅は約13度である。ビームがこの程度の幅ならばビームの方向の変化は十分認めることができるといえる。図6.2bは図6.2aと同じ条件で印加直流磁界だけを変えた場合の指向性を示す。 $\sigma = 0.465$ の場合で励磁電流0.8 Aに相当している。このときの管内波長は式(4.10)から求まり76.2 mm ($X = 0.655$)である。ビームの方向は約-7.5度であるから、励磁電流を0.6 A変化することによって電波ビームの方向は6度変化することがわかる。

6000 Mc
 $d = 0.15 \text{ mm}$
 $\sigma = 0.117$

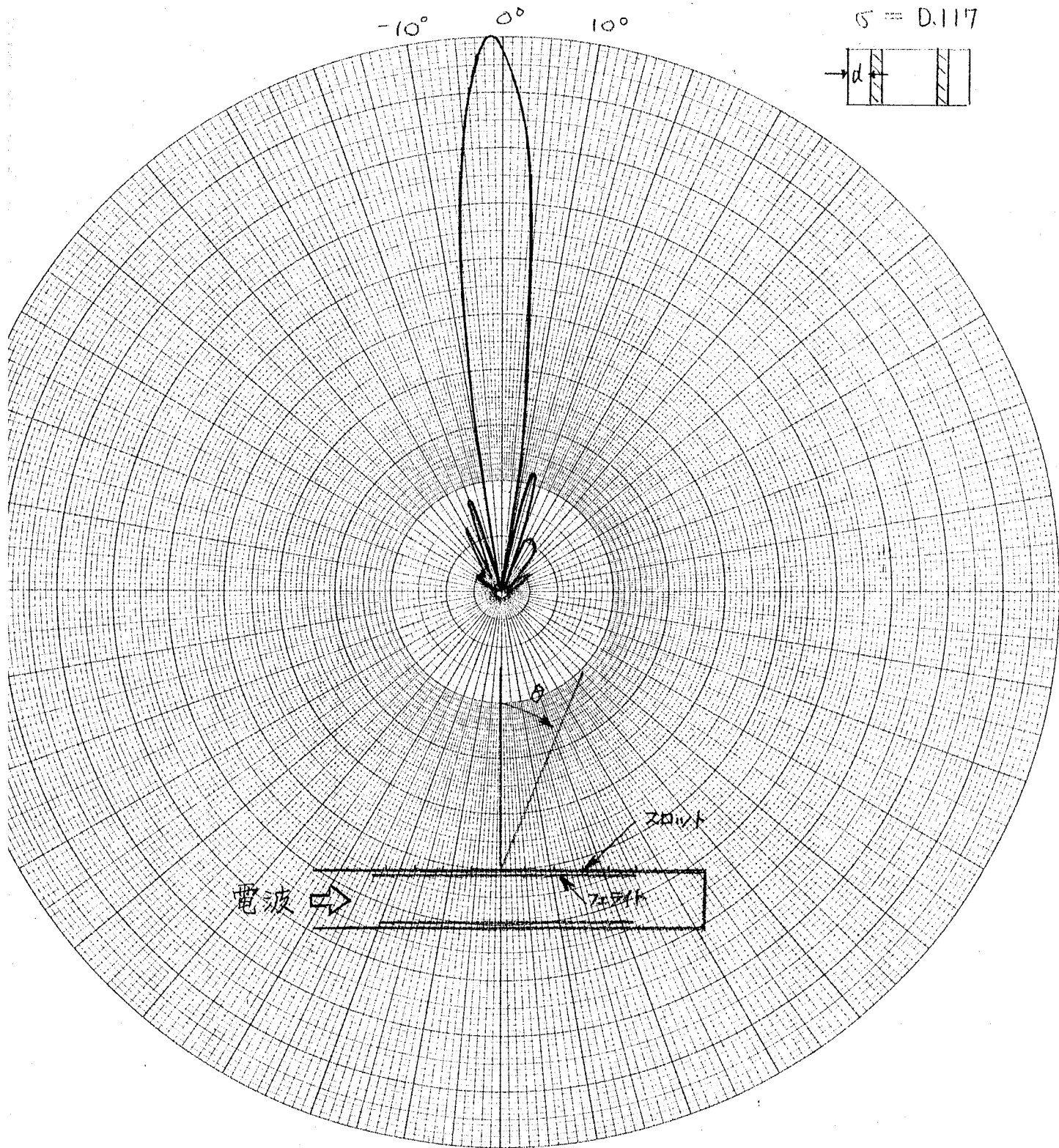
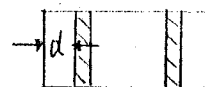


図 6.2a 左スリット装荷導波管スリットアンテナの指向性

6000 Mc
 $d = 0.15 \text{ mm}$
 $\sigma = 0.465$

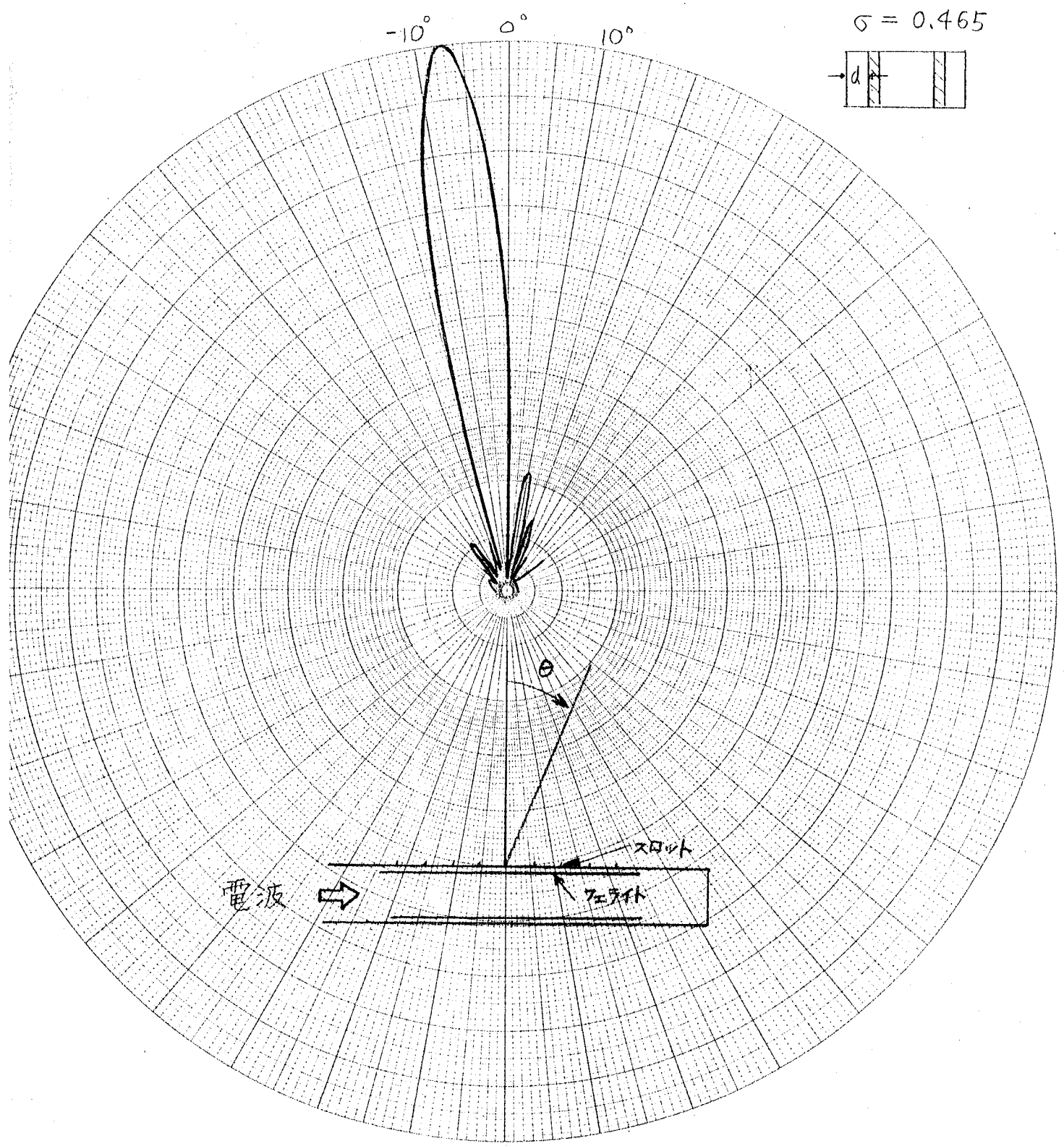


図 6.2b フェライト装荷導波管スロットアンテナの指性



6.2 指向性の測定

前節で述べたようにフェライト装荷導波管をスロットアンテナに用いる場合には多モード伝送線路にならないことおよび伝送損失が小さく管壁の電流は極端に小さくないことの原因からフェライトは導波管の管壁附近に挿入しなければならない。したがってフェライトを管壁附近に挿入した場合のみ指向性を測定した。フェライト装荷導波管から電波を放射するために管壁にスロットを切るが、図6.3は実験に用いたスロット付導波管である。

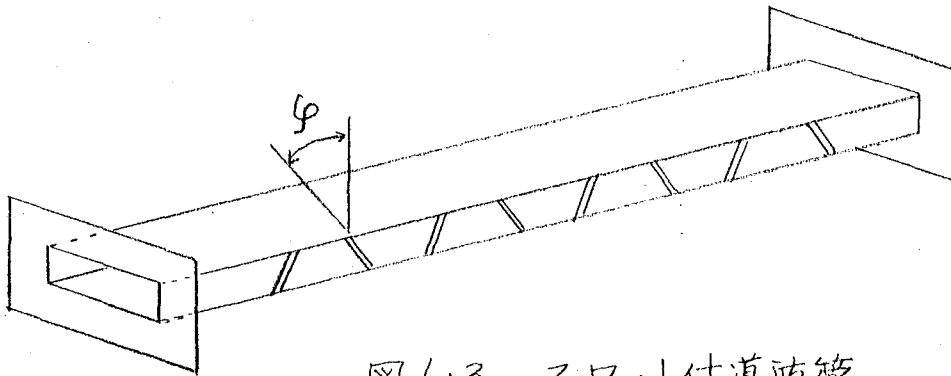


図6.3 スロット付導波管

スロットの傾斜角 ϕ は一般に約 $10^\circ \sim 30^\circ$ の範囲で用いるが、この場合は $\phi = 20^\circ$ とした。このときのスロットの算術コンダクタンスは約0.2である^{(17), (18)}。実験装置の構成を図6.4に示す。指向性の測定は受信アンテナと同期して回転する記録計を用い、円グラフ

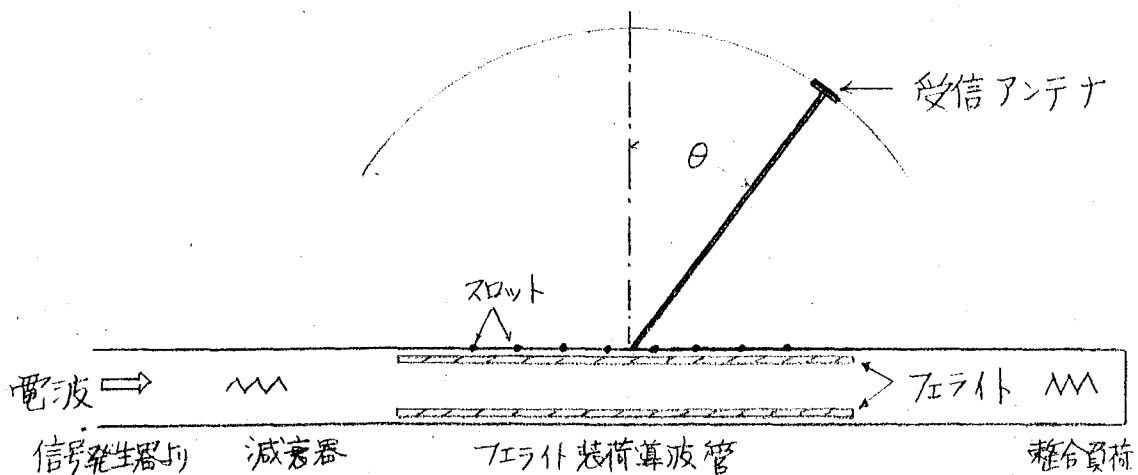


図6.4 指向性の測定

に自動記録させた。受信アンテナは周波数可変とし、各実験周波数で同調をとれる構造にした。断面図を図6.5に示す。同調はダイポールの長さおよび可動短絡板によってとる。反射板は2次元の放物面で、ダイポールアンテナに垂直面内で放物線になっている。

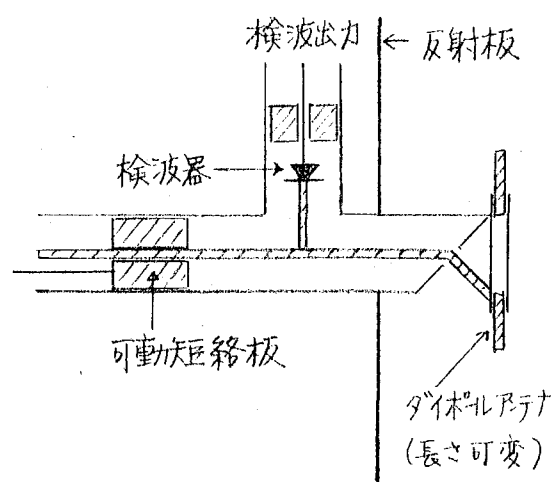


図6.5 受信アンテナ

次にこのようにして得られた測定結果を図6.6に示す。図6.6 aは周波数6000 Mc、フェライトの飽和磁界800 Gauss、厚さ3 mm、励磁電流0.2 Aの場合で、フェライトを導波管の管壁に挿入したときの指向性である。サイドローブは測定器の雑音レベル以下でほとんど認められない。実線は前節で計算した理論値であるが受信アンテナの検波器がほぼ2乗特性のためそれを補正して示した。理論値と実験値はビームの方向で約0.5度の差があるが大体よく一致している。実験ではフェライトを導波管の管壁に挿入したが、理論計算ではフェライトと管壁間に0.15 mmの間隔があるとしたのは管内波長の測定からそれだけの間隔が認められたからである。d=0の場合に、同じ条件での管内波長の理論値は67.5 mm ($X=0.74$) となり、式(4.3)の第1式からビームの方向は約-2.5度である。この場合も実験値との差は0.5度であるが図6.6 aに示す理論値とは実験値をほとんど反対側にある。実験値はフェライトと管壁間の間隔が0および0.15 mmの場合の理論値の中間の値を示している。これらのことから、ビームの方向を正確に定めるにはフェライトの挿入位置が重要であることがわかる。図6.6 bは励磁電流が0.8 Aのときに、図6.6 a

6000 MC
 $t = 3.0 \text{ mm}$
 $\sigma = 0.117$
 $d = 0.15 \text{ mm}$

--- 理論値
 — 実験値

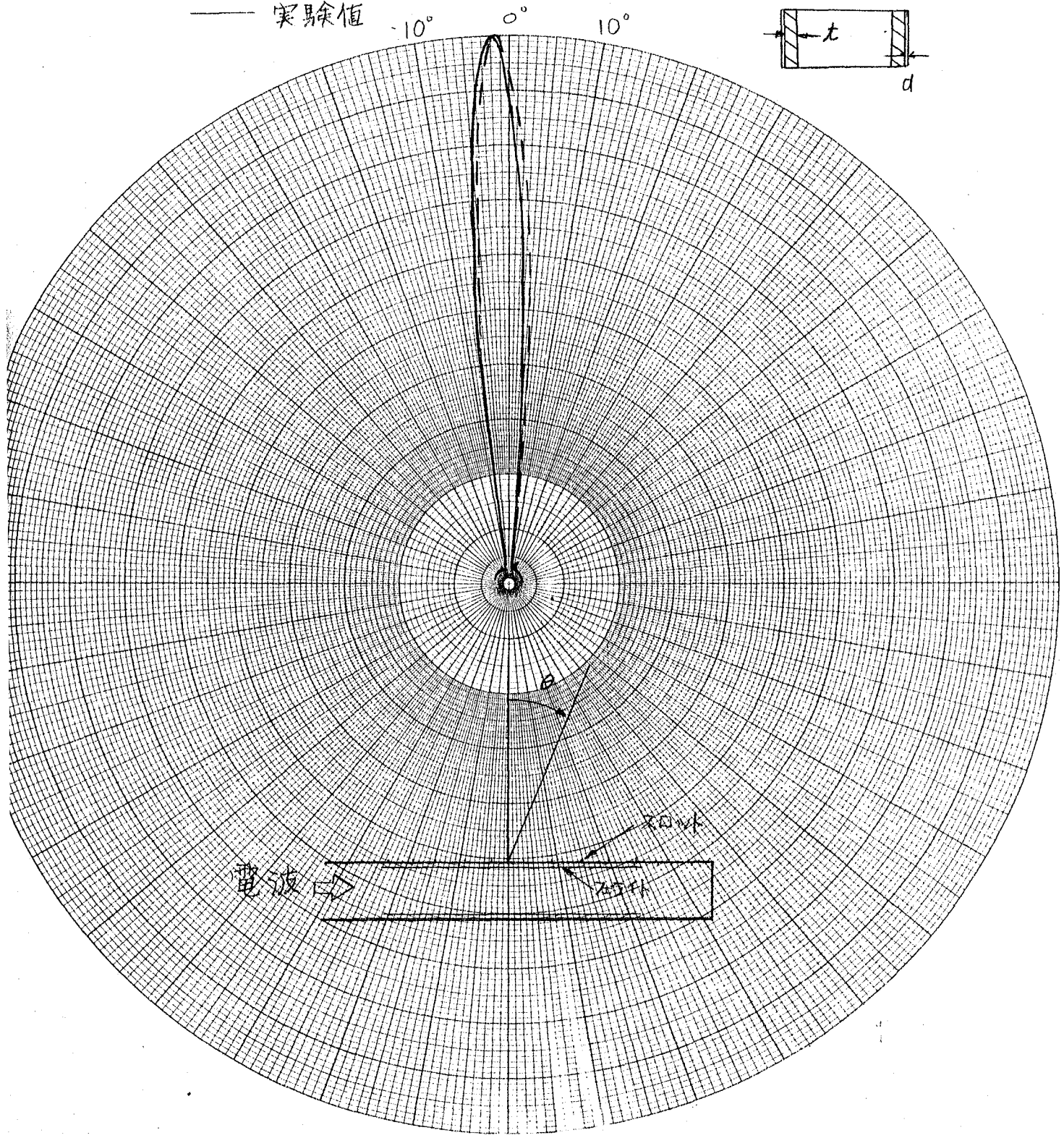
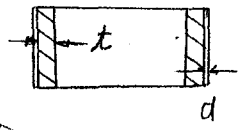


図 6.6a フェライト装荷導波管スロットアンテナの指向性



6000 MC
t = 3.0 mm
d = 0.15 mm
 $\sigma = 0.475$

--- 理論値
—— 実験値

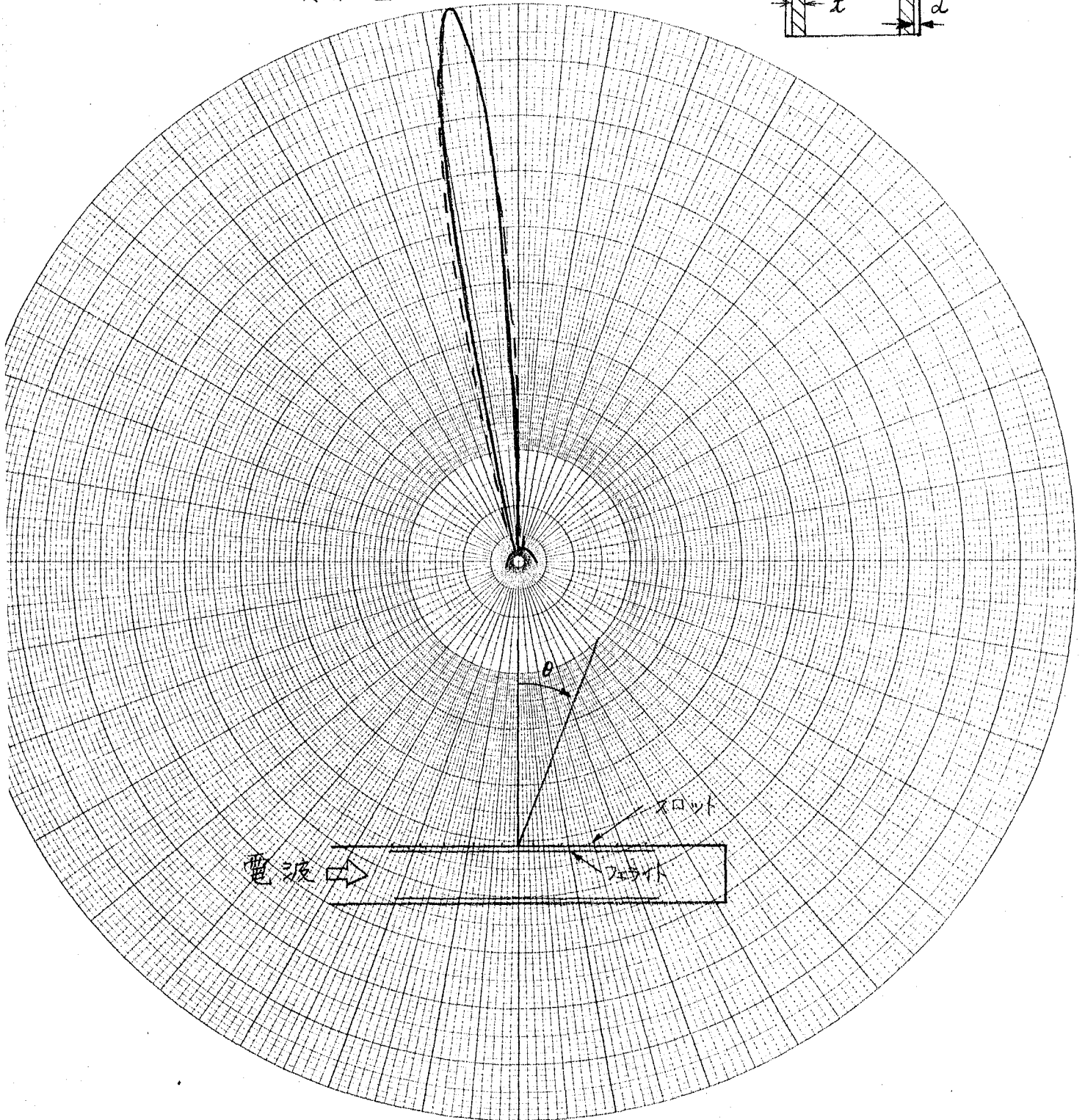
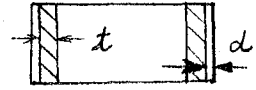


図 6.6 b フェライト装荷導波管スロットアンテナの指向性

の場合と同様にして、ここで得られた実験値を前節で求めた理論値と比較したものである。こゝらはよく一致しており、第4章で求めた管内波長をもとにして指向性を考えればよいことがわかる。

図6.7は図6.6と同じ条件の場合に励磁電流を変えて測定した結果である。図6.7aは励磁電流に対するビームの方向をはっきり示すために測定結果を同一レベルに規格化して示した。もちろんビームの方向は励磁電流によって連続的に変化するが、0.2, 0.8, 1.1, 1.2 A の場合を示した。こゝより励磁電流が0.2 A から1.2 A まで変化したときにビームの方向は約20度変化することがわかる。

図6.7bは測定結果をそのままのレベルで示した図であるが、放射電界の大きさは印加直流磁界とともに増加することがわかる。第5章で解析した結果によると、フェライト装荷導波管の伝送損失は印加直流磁界とともに増加するから、放射電波のレベルもそれにしたがって小さくなるように考えられる。しかし、4.8で計算した管壁の電流は印加直流磁界とともに増加するから、電波の放射に関係するこの電流の増加のために、放射電波のレベルは印加直流磁界とともに増加すると考えられる。フェライト装荷導波管の長さが25 cm の場合にはフェライトによる損失は図5.10からわかるように1 dB 程度であるから、印加直流磁界によって導波管内部の電磁界レベルはほとんど変化しない。したがって放射電波のレベルは管壁の電流によって変化することがわかる。

図6.7cは励磁電流が1.3 A の場合の指向性で非常にみだれている。この場合の印加直流磁界をあらわす σ は0.76に相当しており、フェライト装荷導波管の伝送損失も大きいからもちろんアンテナとして適当ではない。

6000 MC
 $t = 3.0 \text{ mm}$

戻り電流 (A)

1.2 1.1 0.8 0.2

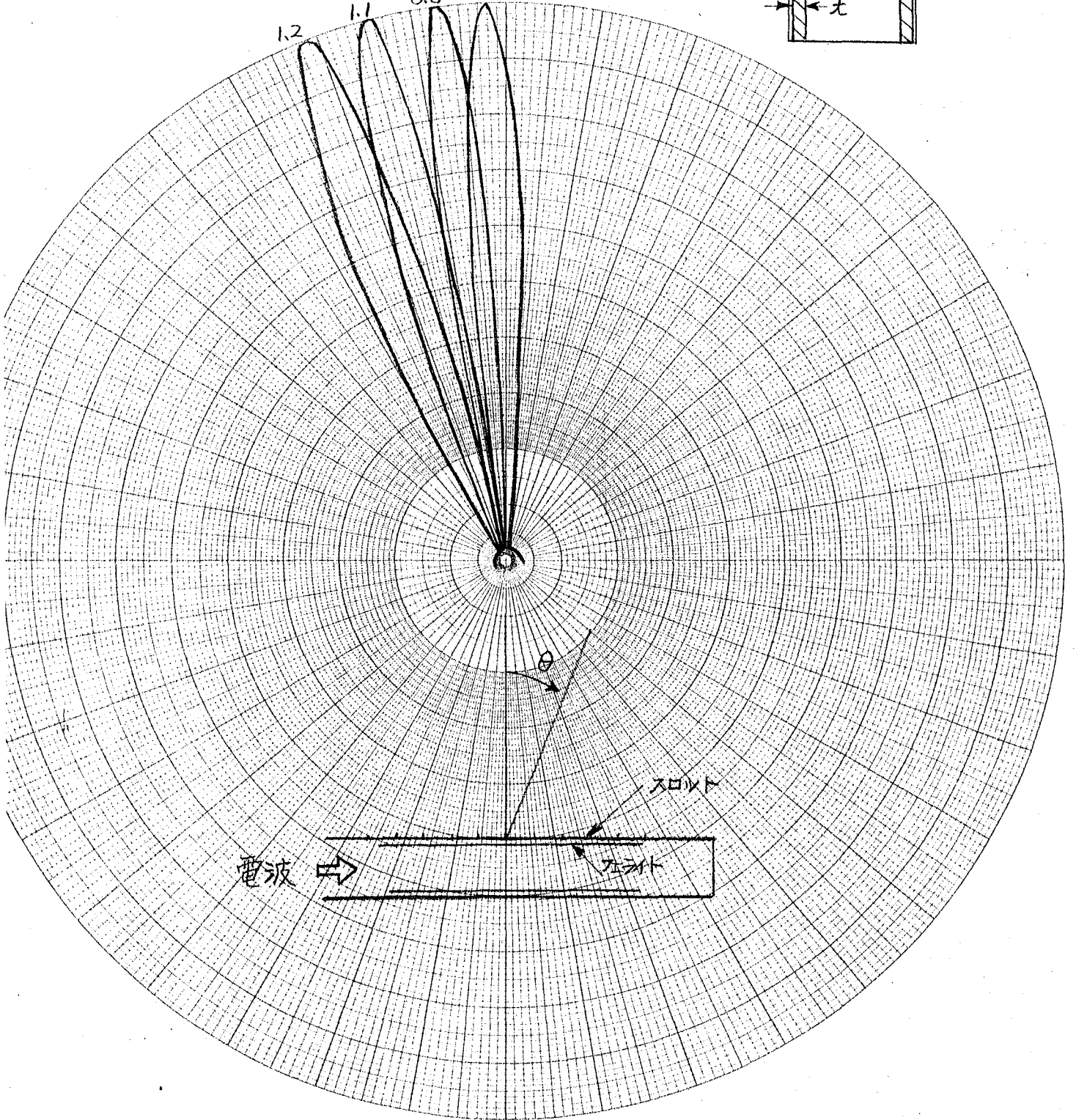
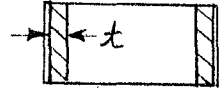


図 6.7 a. フェライト装荷導波管スロットアンテナの指向性

6000 MC
 $t=3.0\text{ mm}$

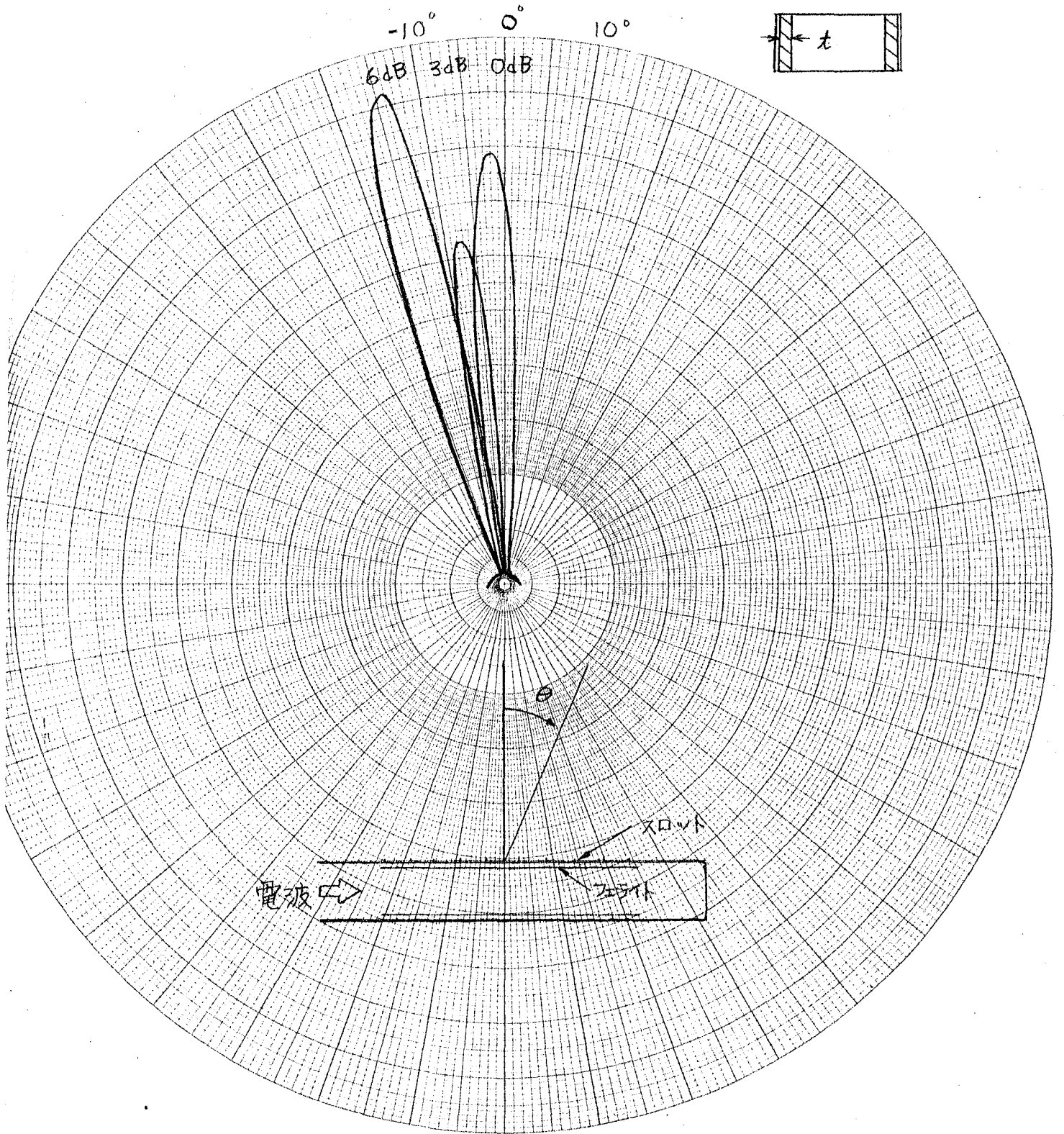


図 6.7 b フェライト装荷導波管スロットアンテナの指向性

6000MC
t = 3.0 mm

励磁電流 --- 1.2 A
 — 1.3 "

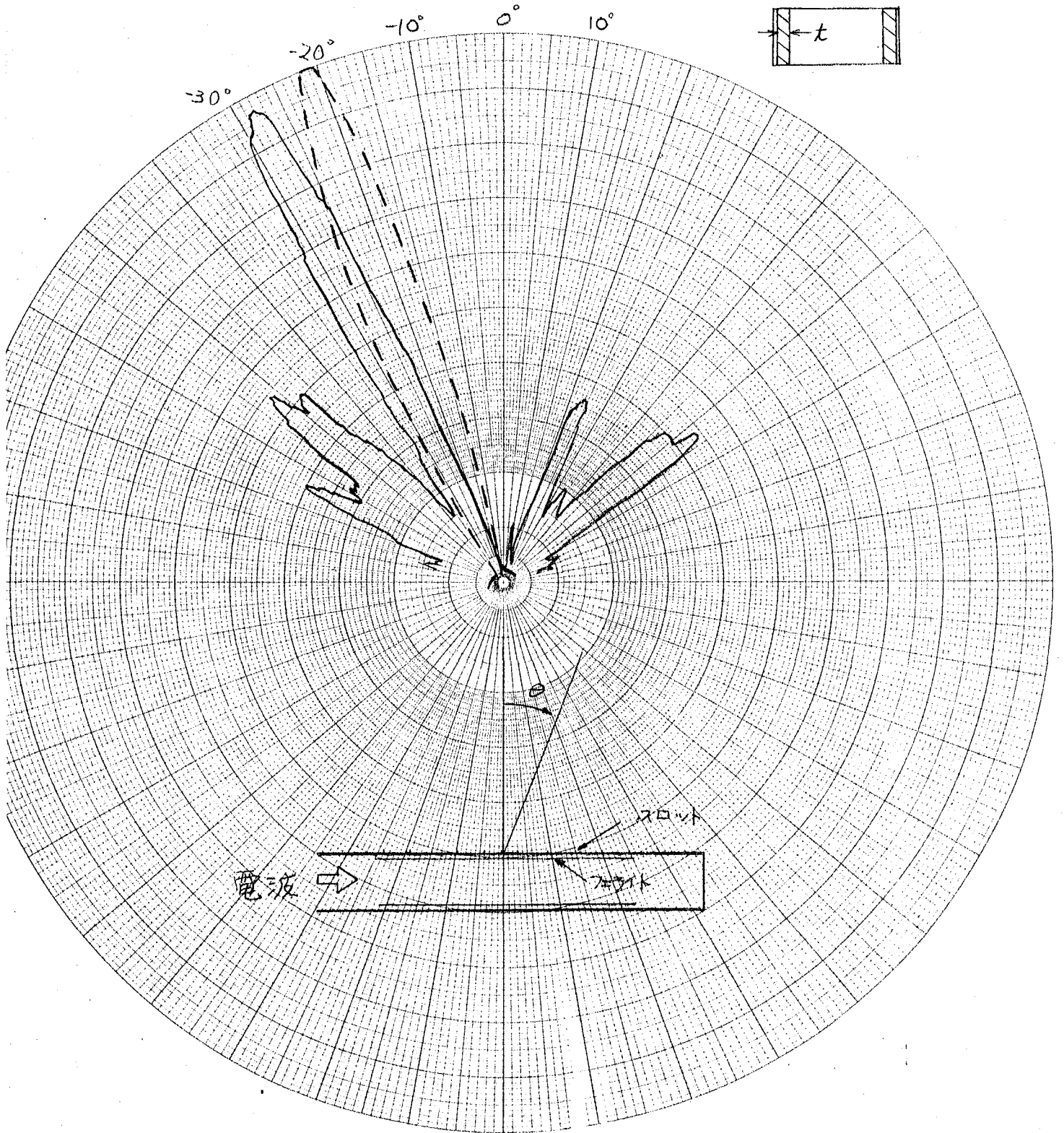


図6.7C フェライト装荷導波管スロットアンテナの指向性

さて、図6.8aは周波数17000 Mc、フェライトの厚さ3mmのときにフェライトを導波管の管壁に挿入した場合の指向性である。あきらかに指向性はみだれ、サイドローブは大きいことがわかる。これはフェライトが導波管の管壁に密着してゐないためと考えられる。すなわち、図4.23aからわかるように周波数11000 Mc、フェライトの厚さ3mmの場合には、フェライトと管壁の間隔が0.06 mm以上になると二次モードが伝送可能である。したがってフェライト装荷導波管には二次モードが伝送され、各スロットを励振する導波管内部の電磁界は基本モードと二次モードの和になるから各スロットの間に位相のみだれが生じるために放射ビームが割れ、サイドローブの原因になると考えられる。

図6.8bは同じ導波管に厚さ2mmのフェライト板を挿入して測定した指向性である。図4.23bからわかるように、周波数が7000 Mcでフェライトの厚さが2mmの場合には二次モードが伝送されるフェライトと管壁間の距離は0.5 mm以上であるから(図4.23bはフェライトの厚さ2.5 mmの場合であるから、フェライトの厚さが2mmの場合にはフェライトと管壁の距離はこれより大きくなる)二次モードは伝送されないと考えられる。したがってフェライト装荷導波管には基本モードだけが励振されるから、この図に示すようにビームは割れることなく、サイドローブも小さいと考えられる。

以上のように入フェライト装荷導波管を電波ビームの走査アンテナとして用いる場合にはそれが多モード伝送経路にならないようにフェライトの挿入位置、周波数等に注意しなければならない。次に走査アンテナとして問題になるのは印加直流磁界に対する管内波長の変化および伝送損失である。フェライトを導波管の管壁附近に挿入した場合には、印加直流磁界に対する管内波長の変化

は周波数が低くなるにしたがって大きくなり、伝送損失は周波数が7000 Mc, 5000 Mcの場合より6000 Mcの場合の方が小さい。このような結果をまとめてオ7章で述べる。

7000Mc
 $t = 3.0 \text{ mm}$
 $\sigma = 0.117$

-10° 0° 10°

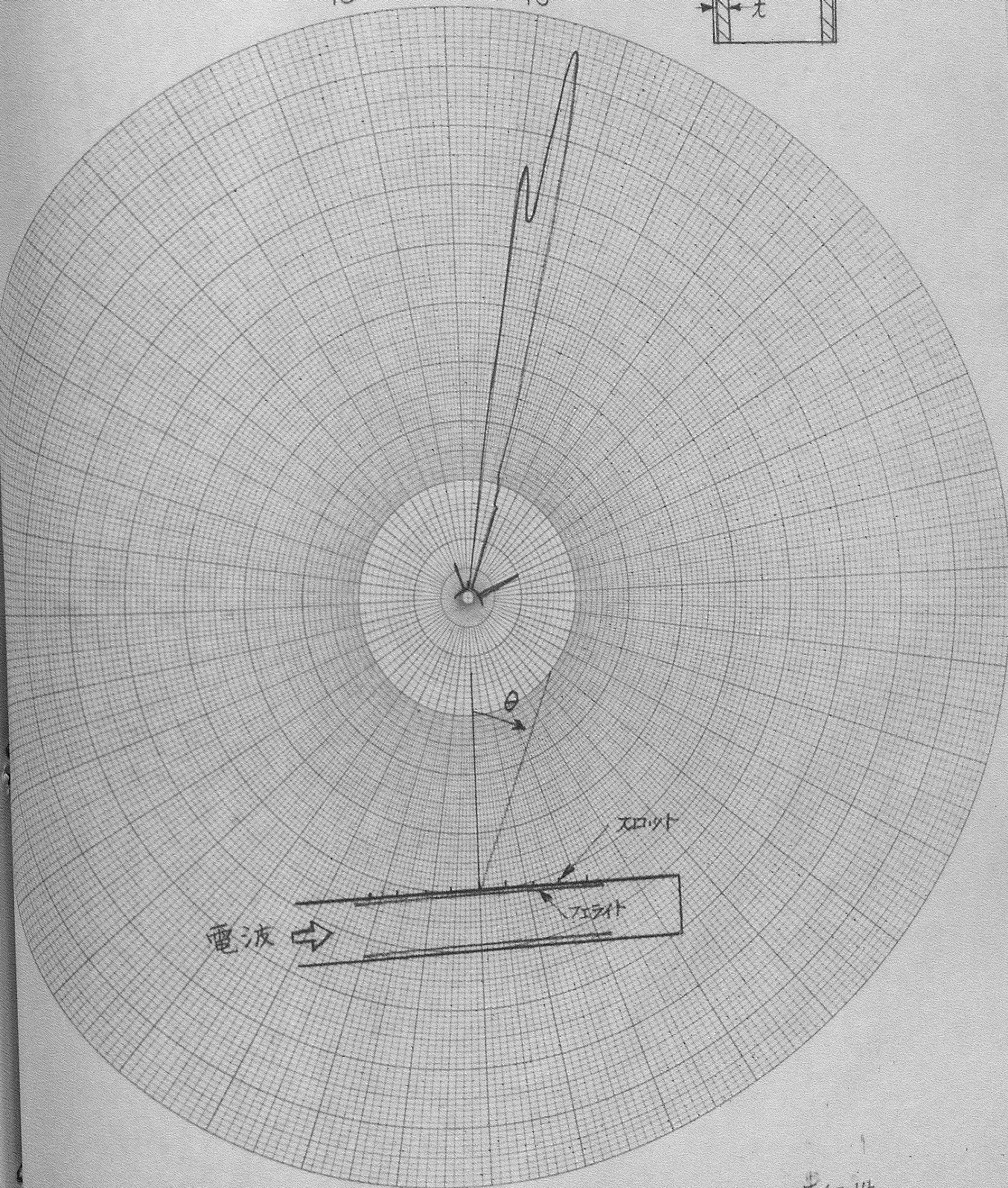
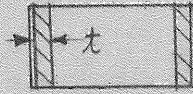


図 6-8 a フェライト棒槽導波管スロットアンテナの指向性

7000 MC
 $t = 2.0 \text{ mm}$
 $\delta = 0.117$

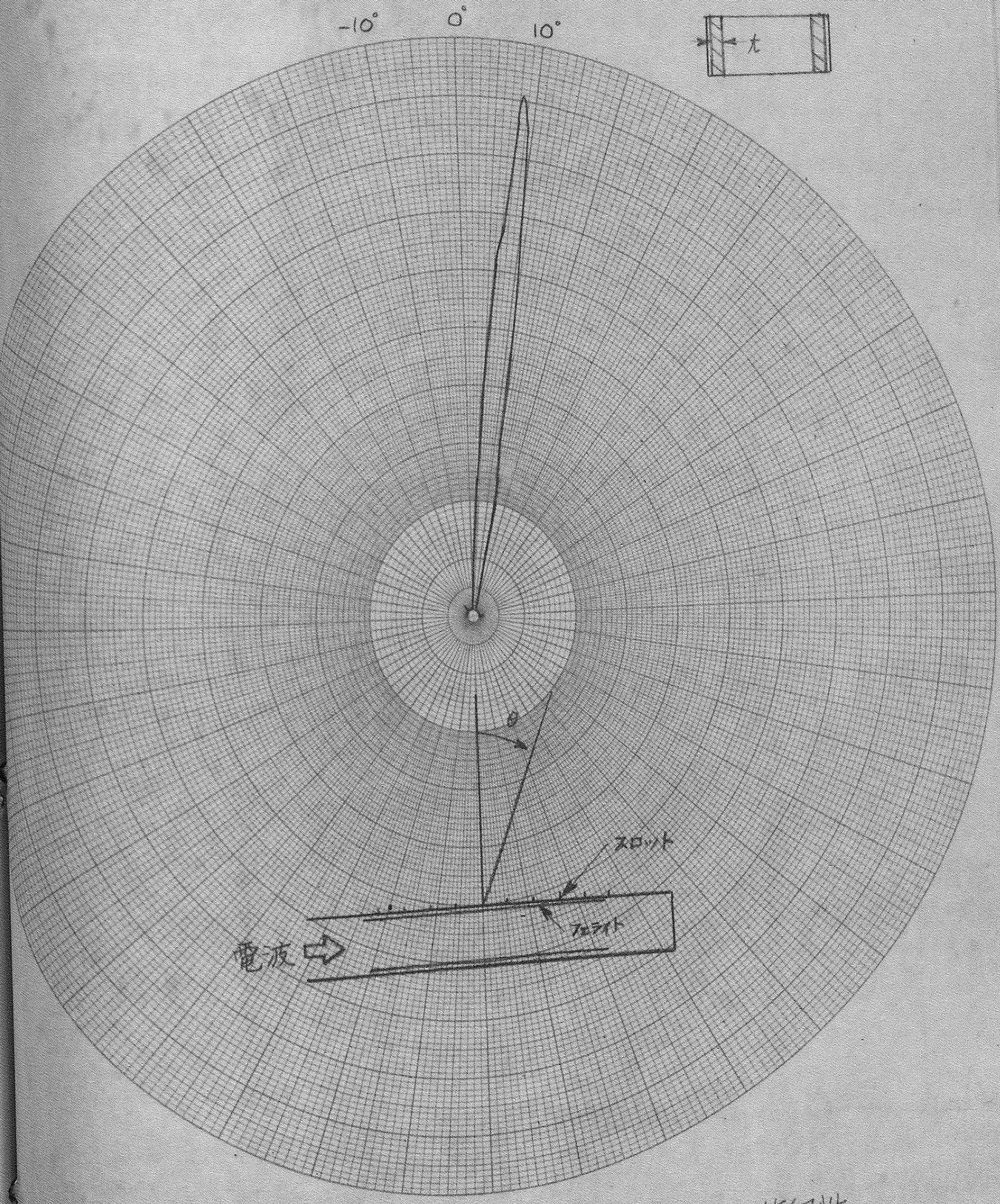


図 6.8 b フェライト装荷直波管スロットアンテナの指向性

第7章 設計

これまでの各章にわたって、フェライト装荷導波管内部の電磁界を解析し、印加直流磁界に対する管内波長、伝送損失および管壁の電流算を計算し、また実験によってこれらの解析の正しいことを示した。このフェライト装荷導波管を電波ビームの走査アンテナとして用いる場合は導波管幅やフェライトの挿入位置算に制限をうける。本章ではこれまでの解析結果をもとにして走査アンテナとして最適な導波管幅やフェライトの挿入位置算について考察する。第4章で述べたようにこの方式の走査アンテナは多数のパラメータをもっているために、ある条件が与えられた場合に一意的に設計値が得られるわけではないが、本章では設計方針とともに設計値の範囲を示す。

フェライト装荷導波管を電波ビームの走査アンテナに用いる場合には次に示す条件を満足するように、周波数あるいは導波管幅、フェライトの厚さやその挿入位置算が決定しなければならない。

- (1) フェライト装荷導波管が多モード伝送線路でないこと。
 6・1で述べたように2個以上の伝送モードが存在する場合は、使用する以外のモードを抑えなければならないが、これは困難であり、また少しでも他のモードが存在するとサイドローブの原因になりアンテナとして好ましくない。

- (2) 伝送損失が小さいこと。

導波管幅を機械的に変化する走査用導波管スロットアンテナの伝送損失は導波管の銅損だけであるが、この方式ではこの損失にフェライトの損失が加わる。フェライトの損失は銅損に比較してはるかに大きいから、フェライトによる損失を小

小さくするようにパラメータを定めることは重要である。

(3) 印加直流磁界に対する管内波長の変化が大きいこと。

この方式では印加直流磁界を変化して電波ビームを走査するから印加直流磁界による管内波長の変化が大きければ走査の感度は高くなる。

(4) 管壁の電流はなるべく大きいこと。

スロットから放射される電波の強さは管壁の電流とスロットの傾斜角によって決定されるが、放射電波の垂直偏波成分を抑えるためにスロットの傾斜角をある程度以上に大きくできないことから管壁の電流が極端に小さい場合はアンテナとして適当でない。

以上の条件を満足するようにパラメータを決定するのであるが、まず最初にフェライトの挿入位置について考察する。カ4章で述べたように、フェライト装荷導波管が多モード伝送線路にならないためにはフェライトは導波管の管壁附近または中央に挿入しなければならない。これはフェライトの誘電率が大きいためで、フェライトの厚さや飽和磁界に関係なく成り立つことである。次に条件(2)、(4)からフェライトを導波管の中央に挿入するのは適切でないことがわかる。すなわち、この場合はフェライトを管壁附近に挿入した場合に比較して伝送損失は3~4倍になり、管壁の電流は $1/10 \sim 1/20$ になる。以上のことから結論(i)が得られる。

次に周波数と導波管幅について考察する。図6-1はフェライトを導波管の管壁附近に挿入した場合に印加直流磁界に対する管内波長の変化を示しているが、導波管幅を一定とした場合には周波数が低くなるにしたがって管内波長の変化は大きくなる。これはフェライト装荷導波管が遮断状態に近づくためであり管内波長は

大きい値になっている。したがって条件(3)を満足させるには、導波管幅が与えられれば周波数は低く、また周波数が与えられれば導波管幅はせまい方がよいことになる。ところで図4.5aは7000 Mc用導波管(管幅34.85 mm)の管壁に厚さ3 mmのフェライト板を挿入した場合の減衰定数を示している。横軸は誘電体損失 ϵ_s' であるが、実際の減衰定数は前にも述べたように、磁性体損失をあらわす δ と ϵ_s' の比によってきまる。この図によると、この比がいかなる場合にも周波数6000 Mcの場合に減衰定数は最も小さい。すなわち、周波数6000 Mcの場合には周波数7000 Mcの場合に對し条件(2)、(3)を同時に満足する。周波数が5000 Mcになると管内波長の変化は大きい、減衰定数は6000 Mcの場合に對し約1.6倍になっている。また図4.23からわかるように、周波数が高い場合あるいは導波管幅が大きい場合は二次モードが伝送されやすい。以上のことから結論(ii)が得られる。

次にフェライトの挿入位置とフェライトの厚さについて検討する。フェライトの挿入位置は結論(i)からわかるように導波管の管壁附近でなければならぬが、管壁からの距離は高次モードの伝送から制限される。図4.23 aからわかるように、導波管幅が34.85 mm、フェライトの厚さが3 mmの場合には、フェライトと管壁との距離が7000 Mcでは0.06 mm、6000 Mcでは0.8 mm、5000 Mcでは2.1 mmで高次モードが伝送される。すなわち、周波数7000 Mcで7000 Mc用導波管を用いた場合には、フェライトが管壁から0.06 mmだけ離れると高次モードが伝送される。このことから結論(ii)は重要である。図6.1はフェライトが導波管の管壁から離れた場合に印加直流磁界に対する管内波長の変化を示しているが、高次モードが伝送されない範囲で

はほとんど同様に変化する。また、フェライトがこの程度管壁から離れても伝送損失はほとんど変化しないから、管壁附近の挿入位置は高次モードの伝送から制限される。しかし、周波数が低くなってフェライトと管壁との距離が大きくなっても高次モードが伝送されない場合には、図5.3からわかるように、フェライトの磁性体による損失に比較して誘電体損失が小さい場合は管壁を離れて、誘電体損失が大きい場合には管壁に密着してフェライトを挿入すれば減衰定数は小さくなることがわかる。フェライトが管壁から離れると電界の強い位置に置かれるからこれは物理的にも理解されることである。次にフェライトの厚さが大きければ印加直流磁界に対する管内波長の変化も大きく、また減衰定数も大きいから、図4.13 b からわかるように電波ビームの方向を約10度変化させる場合には導波管幅34.85 mm のとき3 mm の厚さが必要である。しかし、図5.4からわかるように、減衰定数の大きくなる印加直流磁界の大きい範囲でフェライトを用いないためにはフェライトの厚さは3 mm 以上必要である。(実際には印加直流磁界に対する減衰定数の変化は理論値で示される程大きくはない。これは図5.7 b, 図5.11からわかるように、フェライトの損失の印加直流磁界に対する変化は式(2.3)の Landau-Lifschitz の微分方程式で与えられる変化よりゆるやかであるためである。) 以上のことから大体の結論 (iii) が得られる。

(i) フェライト板は導波管の管壁附近に挿入すること。

(ii) 周波数と使用導波管の関係は普通の場合より遮断状態に近い方がよい。すなわち、

$$0.8 < \frac{a}{\lambda} < 0.6$$

a : 導波管幅

λ : 自由空間波長

中空導波管の場合には $a/\lambda = 0.5$ で遮断状態になる。
 6000 Mc の場合には $a/\lambda = 0.7$ であるから、導波管
 幅と波長の比は 0.7 附近がよい。

(iii) フェライトの厚さは

$$\frac{t}{a} > \frac{1}{12}$$

フェライトを挿入する管壁からの距離 d は (ii) から $\frac{a}{\lambda} = 0.7$
 とすると、

$$0 < \frac{d}{a} < 0.023$$

d/a の最適値はフェライトの厚さ、誘電体損失、磁性体
 損失算によってきまるから、式(4.10)、式(5.11)を計算す
 ることによって得られる。

第8章 結 言

以上7章にあたって矩形導波管の断面の中心線に対して対称に2枚のフェライト板を挿入したフェライト装荷導波管内部の電磁界を詳細に解析し、この導波管をスロットアンテナとして電波ビームの走査アンテナに用いた場合の有用性を考察し基礎的な設計資料を得ることができた。

フェライト装荷導波管を電波ビームの走査アンテナに用いる場合には、印加直流磁界に対する管内波長の変化、伝送損失、管壁の電流、導波管断面の電界分布等が問題になる。これまでにこれらの系統的な解析はなされていなかったので、それらを理論的に計算し、またその解析の正当なことを実験によって確かめた。とくに、フェライト装荷導波管の伝送損失の解析ははなはだ煩雑なために、これまでに理論的な計算はなされていなかったが、本論文でフェライトの複素誘電率および複素テンソル透磁率に対するフェライト装荷導波管の減衰定数を与えることができた。この結果を用いることにより、フェライトの定数がわかればフェライト装荷導波管の減衰定数を知ることができる。

フェライト装荷導波管の伝送損失および印加直流磁界に対する管内波長の変化等は導波管幅、フェライトの厚さおよびその挿入位置によって変化するが、理論的な計算の結果次の諸点をあきらかにした。

- (1) フェライト装荷導波管に2個以上の伝送モードが存在する場合は使用する以外のモードの伝送を抑えなければならぬが、これが困難であり、またわづかでも他の伝送モードが存在するとサイドローブの原因になる。そこで、フェライトを導波管の中央または管壁附近に挿入すればフェライト装荷導

波管は多モード伝送線路にはならない。一方、伝送損失はフェライトを管壁附近に挿入した場合は中央に挿入した場合の $1/3 \sim 1/4$ になるので、フェライトは管壁附近に挿入した方がよい。

- (2) フェライトを導波管の管壁に挿入した場合、伝送損失は一般の使用状態よりもやゝ遮断状態に近い方が小さく、かつ印加直流磁界に対する管内波長の変化も大きい。
- (3) フェライトと導波管の管壁との距離は高次モードの伝送から制限される。たとえば、導波管幅 34.85 mm 、フェライトの飽和磁界 800 Gauss 、厚さ 3 mm の場合には、周波数 7000 Mc では 0.06 mm 、 6000 Mc では 0.8 mm 、 5000 Mc では 2.1 mm 以上になると二次モードが伝送される。また、二次モードが伝送されないフェライトと管壁との距離が大きい場合には、フェライトの磁性体損に比較して誘電体損が大きい場合には管壁に、小さい場合には管壁から離れてフェライトを挿入すれば伝送損失は小さくなる。
- (4) フェライトが厚くなれば印加直流磁界に対する管内波長の変化も大きくかつ伝送損失も大きいが、共振による損失が大きくなる範囲でフェライトを用いる場合、電波ビームの方向を約 10 度変えるには導波管幅の $1/12$ 程度以上のフェライトの厚さが必要である。

現在、飛行場や港湾などで用いられている走査角度の比較的小さい G. C. A. (Ground Controlled Approach) などの走査用空中線としては導波管の管幅を機械的に変えることにより電波ビームの走査を行なっているが、将来高速度の電波ビームの走査が要求される場合には本研究で得られた諸結果が幾分なりとも役立つとすれば本研究の意義も認められるものと考ええる。

終りに臨み、終始御指導御鞭達を賜った関口教授に心から感謝するとともに、常に御指導いただいている西巻教授、末武教授、川村助教授、末松助教授、古川助教授ならびに井上技官に厚く御礼申し上げる。

また学部の卒業研究として実験および数値計算に協力された稲垣直樹(東工大大学院)、手塚文雄(日本電気)、長 晋(カルホルニア大学大学院)、田所忠雄(東工大大学院)、富田祐一(日本電気)の諸氏に感謝する。

附 録

A. 固有方程式の計算

$x = d$ における境界条件から式(4.8)を式(4.9)に代入すると

$$p \cot k_a d + q = \frac{1 - K_1 \tan k_f d}{\tan k_f d + K_1} = A_1 \quad (1)$$

$x = d+t$ における境界条件から同様にして

$$p \frac{1 - K_2 \tan k_a (d+t)}{\tan k_a (d+t) + K_2} + q = \frac{1 - K_1 \tan k_f (d+t)}{\tan k_f (d+t) + K_1} = B_1 \quad (2)$$

式(1), (2)の2式から K_1 を消去すると、

$$\frac{A_1 - B_1}{1 + A_1 B_1} = \tan k_f t$$

$x = a-d-t$ における境界条件から同様にして

$$p \frac{1 - K_2 \tan k_a (a-d-t)}{\tan k_a (a-d-t) + K_2} + q = \frac{1 - K_3 \tan k_f (d+t)}{\tan k_f (d+t) + K_3} = A_2$$

$x = a-d$ における境界条件から

$$-p \cot k_a d + q = \frac{1 - K_3 \tan k_f d}{\tan k_f d + K_3} = B_2 \quad (3)$$

ここで、同様にして K_3 を消去すると

$$\frac{A_2 - B_2}{1 + A_2 B_2} = \tan k_f t$$

ここで、 $(A_2 - q)/p = A_3$, $(B_1 - q)/p = B_3$ とおくと、

$$\frac{B_3 - A_3}{1 + B_3 A_3} = \tan k_a l$$

となり、 B_3 , A_3 を B_1 , A_2 であらわせば次の方程式が得られる。

$$\tan ka l = \frac{P(B_1 - A_2)}{P^2 + (B_1 - q)(A_2 - q)}$$

ここで、

$$B_1 = \frac{p + q \tan kad - \tan kad \tan k_f t}{\tan kad + (p + q \tan kad) \tan k_f t}$$

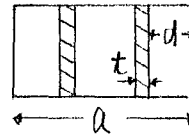
$$A_2 = \frac{q \tan kad - p + \tan kad \tan k_f t}{\tan kad - (q \tan kad - p) \tan k_f t}$$

この式を数値計算しやすいように書き変えると式(4.11)が得られる。また、式(1)、(3)の第1式から K_1 、 K_3 が求まり、その K_1 を式(2)の第1式に代入すれば K_2 が求まり式(4.11)が得られる。

B. 固有方程式の根

フェライトの厚さ t と飽和磁界 $4\pi M_s$ が変化したときの例として、周波数は 6000 Mc 、 $t = 2.5 \text{ mm}$ および $4\pi M_s = 1200 \text{ Gauss}$ の場合を次に示す。これと図4.12を比較することにより次のことがわかる。フェライトが薄くなると管内波長は長くなるが、印加直流磁界に対する変化は少なくなる。フェライトの飽和磁界が大きくなると管内波長は長くなり印加直流磁界に対する変化も大きい。

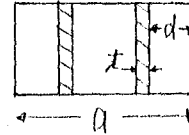
$a = 34.85 \text{ mm}$
 $t = 2.5 \text{ mm}$
 $4\pi M_s = 800 \text{ Gauss}$
 6000 Mc



$X (= \beta / \beta_0)$

$d \backslash \sigma$	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6
0.0	0.7116	0.6998	0.6846	0.6625	0.6275	0.5599
1.4925	0.9673	0.9520	0.9330	0.9021	0.8641	0.77167
	0.3460	0.2452				
2.9850	1.1292	1.1006	1.0649	—	0.9271	0.7711
	1.3507	1.3372	1.3225	1.3035	1.2776	1.2369
4.4775	1.4086	1.3849	1.3540	1.3110	1.2451	1.1265
	1.5418	1.5261	1.5071	1.4825	1.4483	1.3928
5.9700	1.5257	1.5040	1.4768	1.4394	1.3828	1.2837
	1.6394	1.6220	1.6004	1.5723	1.5313	1.4636
7.4625	1.5587	1.5380	1.5122	1.4774	1.4257	1.3377
	1.7037	1.6857	1.6633	1.6352	1.5887	1.5134
8.9550	1.5334	1.5129	1.4876	1.4538	1.4039	1.3200
	1.7585	1.7401	1.7170	1.6878	1.6394	1.5593
10.4475	1.4339	1.4135	1.3879	1.3538	1.3031	1.2170
	1.8194	1.7999	1.7756	1.7426	1.6928	1.6064
11.9400	1.1784	1.1535	1.1069	1.0824	—	0.8992
	1.9034	1.8813	1.8537	1.8161	1.7593	1.6601
13.4325	2.0380	2.0095	1.9736	1.9245	1.8508	1.7250
14.9250	2.2850	2.2358	2.1747	2.0939	1.9783	1.7978

$a = 34.85 \text{ mm}$
 $t = 3.0$ "
 $4\pi Ms = 1200 \text{ Graub}$
 6000 Mc



$d \backslash \sigma$	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6
0.0	0.6753	0.6377	0.5897	0.5117	0.3630	
1.4425	1.1402 0.5546	1.0765 0.3990	1.0361	0.9258	0.5734	
2.8850	1.2179 1.5505	1.0785 1.5188	1.0515 1.4800	0.9034 1.4294	0.6431 1.3546	1.2241
4.3275	1.5151 1.6705	1.4578 1.6540	1.3802 1.6084	1.2657 1.5477	1.0746 1.4568	0.6954 1.3038
5.7700	1.6449 1.7568	1.5941 1.7171	1.5266 1.6669	1.4298 1.5987	1.2745	0.9773 1.3192
7.2125	1.6859 1.8045	1.6387 1.7631	1.5772 1.7099	1.4909 1.6367	1.3561	1.1070 1.3170
8.6550	1.6687 1.8506	1.6227 1.8082	1.5640 1.7531	1.4815 1.6765	1.3564 1.5531	1.1363 1.3525
10.0975	1.5853 1.9039	1.5389 1.8595	1.4787 1.8012	1.3745 1.7173	1.2621 1.5813	
11.5400	1.3578 1.9768	1.3042 1.9271	1.2312 1.8614	1.1198 1.7668	0.9086 1.6137	
12.9825	2.0862	2.0236	1.9407	1.8237	1.6466	
14.4250	2.2507	2.1557	2.0363	1.8804	1.6633	

C. 伝送電力および電力損失の計算

S_n^2 , $S_n C_n$, C_n^2 の積分結果を示すと次のようになる。

$$\int_0^d S_1^2 dx = \frac{1}{2k_a} (\theta_d - \sin \theta_d \cos \theta_d)$$

$$\int_d^{d+t} S_2^2 dx = \frac{1}{2k_f} \{ (K_1^2 + 1) \theta_t + (K_1^2 - 1) \sin \theta_t \cos \theta_c + 2K_1 \sin \theta_t \sin \theta_c \}$$

$$\int_d^{d+t} S_2 C_2 dx = \frac{1}{2k_f} \{ 2K_1 \sin \theta_t \cos \theta_c - (K_1^2 - 1) \sin \theta_t \sin \theta_c \}$$

$$\int_d^{d+t} C_2^2 dx = \frac{1}{2k_f} \{ (K_1^2 + 1) \theta_t - (K_1^2 - 1) \sin \theta_t \cos \theta_c - 2K_1 \sin \theta_t \sin \theta_c \}$$

$$\int_{d+t}^{a-d+t} S_3^2 dx = \frac{1}{2k_a} \{ (K_2^2 + 1) \theta_e + (K_2^2 - 1) \sin \theta_e \cos \theta_a + 2K_2 \sin \theta_e \cos \theta_a \}$$

$$\int_{d+t}^{a-d+t} C_3^2 dx = \frac{1}{2k_a} \{ (K_2^2 + 1) \theta_e - (K_2^2 - 1) \sin \theta_e \cos \theta_a - 2K_2 \sin \theta_e \cos \theta_a \}$$

$$\int_{a-d-t}^{a-d} S_4^2 dx = \frac{1}{2k_f} \{ (K_3^2 + 1) \theta_t + (K_3^2 - 1) \sin \theta_t \cos \theta_c + 2K_3 \sin \theta_t \sin \theta_c \}$$

$$\int_{a-d-t}^{a-d} C_4^2 dx = \frac{1}{2k_f} \{ (K_3^2 + 1) \theta_t - (K_3^2 - 1) \sin \theta_t \cos \theta_c + 2K_3 \sin \theta_t \sin \theta_c \}$$

$$\int_{a-d-t}^{a-d} S_4 C_4 dx = \frac{1}{2k_f} \{ 2K_3 \sin \theta_t \cos \theta_c - (K_3^2 - 1) \sin \theta_t \sin \theta_c \}$$

$$\int_{a-d}^a S_5^2 dx = \frac{1}{2k_a} (\theta_d - \sin \theta_d \cos \theta_d)$$

D. 管内波長が自由空間の波長よりも短い場合の減衰定数

フェライトを任意の位置に挿入した場合のフェライト誘導波管の減衰定数を与える式(5.11)の分母だけが次のように変化する。

$$\begin{aligned}
& \mu_e \left\{ \left| \frac{E_1}{E_2} \right|^2 + \left| \frac{E_5}{E_2} \right|^2 \right\} \left(\frac{\sinh \theta_a' \cosh \theta_d'}{ka'} - d \right) \\
& + \left\{ K_1^2 + 1 + \left(\frac{E_4}{E_2} \right)^2 (K_3^2 + 1) \right\} t - \mu_e \left| \frac{E_3}{E_2} \right|^2 \left\{ (K_2^2 + 1) l + (K_2^2 - 1) \right. \\
& \times \frac{\sinh \theta_e' \cosh \theta_a'}{ka'} + 2K_2' \frac{\sinh \theta_e' \sinh \theta_a'}{ka'} \left. \right\} + \left\{ K_1^2 - 1 - 2\nu K_1 + \left(\frac{E_4}{E_2} \right)^2 \right. \\
& \times (K_3^2 - 1 + 2\nu K_3) \left. \right\} \cdot \frac{\sin \theta_t \cos \theta_c}{k_f} + \left\{ 2K_1 + \nu (K_1^2 - 1) + \left(\frac{E_4}{E_2} \right)^2 \right. \\
& \times (2K_3 - \nu K_3^2 + \nu) \cdot \frac{\sin \theta_t \sin \theta_c}{k_f}
\end{aligned}$$

$\approx \approx z^*$,

$$ka = j ka', \quad \theta_a = j \theta_a'$$

$$\theta_d = j \theta_d', \quad K_2 = j K_2'$$

$$\theta_c = j \theta_c'$$

参考文献

- (1) H. E. Shankes
A New Technique for Electronic Scanning
IRE Trans. AP, March 1961 p162
- (2) W. H. Kummer, A. T. Villeneuve, F. G. Terrio
New Antenna Idea Scanning
without Phase Shifters
Electronics, March 29 1963
- (3) F. Reggia, E. G. Spencer
A New Technique in Ferrite Phase Shifting
for Beam Scanning of Microwave Antenna
Proc. IRE November 1957, 44 p1510
- (4) W. H. von Aulock
An Electronically Scanning Radar Antenna
Bell Lab. Record, April 1962 p118
- (5) 田中, 岡倉
横磁界効果フエライト移相器を利用した走査アンテナ
昭36年度電気四学会連合大会
- (6) B. Lax, K. J. Button
New Ferrite Mode Configuration and their Application
JAP 1955, 26, p1186
- (7) H. Suhl, L. R. Walker
Topics in Guided Wave Propagation
through Gyromagnetic Media Part I

BSTJ, May 1955, 33 p 579

- (8) 佐と之ば, 末武, 林 共著
マイクロ波回路 P 251 オーム社
- (9) H. Suhl, L. R. Walker
Topics in Guided Wave Propagation
through Gyromagnetic Media Part II
BSTJ, July 1955, 33 p 939
- (10) 関口, 後藤, 稲垣
フェライト装荷導波管の管内波長とテンソル透磁率の測定
昭和37年度電気通信学会全国大会
- (11) H. Jasile
Antenna Engineering Handbook
Mc Graw-Hill Chap. 8
- (12) 関口, 後藤
フェライト装荷導波管スロットアンテナの指向性
昭和36年度電気通信学会全国大会
- (13) 関口, 後藤
フェライト装荷導波管内の電磁界
昭和38年度電気四学会連合大会
- (14) N. Ogasawara, Y. Shitake
Improved Permittivity and Permeability
Measurement
Microwave October, 1962

- (15) 関口, 後藤
フェライト装荷導波管の伝送損失
昭和38年度電気通信学会全国大会
- (16) たとえば, 川上 訳
電子工学データブック 近代科学社 第22章
- (17) A. F. Stevenson
Theory of Slots in Rectangular Waveguide
JAP, January 1948 p 24
- (18) (11) の Chap. 9
- (19) C. M. Srivastava, J. Roberts
Measurement of Ferrite Loss Factors at 10 Gc/s
Proc IEE, 1958 105B p 204
- (20) 関口, 後藤, 富田
フェライト装荷導波管の電界分布
昭和39年度電気四学会連合大会(予定)