



Title	ミリ波周期回路系に関する研究
Author(s)	大平, 孝
Citation	大阪大学, 1983, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/1281
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

ミリ波周期回路系に関する研究

昭和 57 年 12 月

大 平 孝

あ ら ま し

1970年に誘電体イメージ線路がミリ波導波路として紹介されて以来、誘電体を用いたミリ波集積回路に関する研究が活発に行なわれている。特に、周期構造を装荷した開放形導波路は小形軽量の発振器やアンテナ等のミリ波集積回路要素として重要である。しかしながら、開放形の周期回路における電磁波振舞は非常に複雑であり、厳密な理論解析については従来ほとんど行なわれていない。本論文では周期回路を一様回路からの摂動であると考え、摂動法を用いて開放形の周期回路における電磁波の振舞を理論的に明らかにしている。

周期回路を波動が伝搬すると多くの空間高調波が発生し、それらの相互作用によって波動の阻止作用（ブラッグ反射）や漏洩現象が現れることを説明した後、表面が周期的に変形した誘電体スラブ導波路における電磁波の阻止作用及び漏洩現象について具体的に検討し、これらの現象を支配する結合モード方程式及びモード変換係数を導出している。また、高次のブラッグ周波数付近では前進波、後退波、放射波の3モードが同時に結合することによって漏洩波阻止帯を形成することを述べ、漏洩波阻止帯におけるこれら3モードの結合係数を導出している。次に、ビーム走査漏洩波アンテナへの応用の観点から表面が周期的に変形したフェライトイメージ線路における漏洩波の振舞を摂動法によって理論的に解析し、漏洩波の指向性及びビーム走査特性を明らかにしている。更に、テフロン及び多結晶YIGを用いてミリ波帯でブラッグ反射と漏洩波の実験を行ない、その結果を理論値と比較することによって上に述べたミリ波周期回路の実現性について考察している。

本論文は、著者が大阪大学大学院工学研究科（通信工学専攻）に在学中に行なった研究成果をまとめたものであり、本論文を構成する研究内容はすべて電子通信学会論文誌、電子通信学会マイクロ波研究会、電子通信学会アンテナ伝播研究会、電子通信学会全国大会及び米国電気電子学会誌 Proceedings of the IEEE において既に発表されたものである。

目 次

第1章 序 論	1
第2章 開放形周期回路における電磁波の伝搬	
2.1 緒 言	5
2.2 非摂動界	5
2.3 空間高調波	7
2.4 結 言	8
第3章 周期構造を装荷した誘電体スラブ線路におけるブラッグ反射	
3.1 緒 言	9
3.2 摂動理論	
3.2.1 波動方程式	9
3.2.2 結合モード方程式	12
3.2.3 フィルタ特性	18
3.3 ミリ波帯での実験	
3.3.1 実験原理	20
3.3.2 測定系の校正	21
3.3.3 ブラッグ反射	24
3.3.4 フィルタ特性	26
3.3.5 理論値との比較検討	27
3.4 結 言	29
第4章 周期構造を装荷した誘電体イメージ線路における漏洩波	
4.1 緒 言	30
4.2 漏洩波通過帯	
4.2.1 放射モードの発生	31

4.2.2	導波モードの減衰	33
4.2.3	指向性と放射効率	34
4.3	漏洩波阻止帯	
4.3.1	ブロードサイド放射	35
4.3.2	結合モード方程式	38
4.3.3	反射係数と放射効率	42
4.4	ミリ波帯での実験	
4.4.1	実験原理	44
4.4.2	第2次ブラッグ反射	46
4.4.3	理論値との比較検討	47
4.5	結 言	48
第5章	周期構造を装荷したフェライトイメージ線路における漏洩波	
5.1	緒 言	49
5.2	振動理論	
5.2.1	波動方程式	49
5.2.2	ビーム走査	52
5.2.3	指向性と放射効率	53
5.3	ミリ波帯での実験	
5.3.1	実験原理	57
5.3.2	ビーム走査	58
5.3.3	理論値との比較検討	60
5.4	結 言	61
第6章	結 論	62
	謝 辞	64
	文 献	65

第1章 序 論

ミリ波帯は通信・情報伝送のみならずリモートセンシング等の計測手段や電磁波の形でエネルギー利用の点で重要であり，各分野から装置の高信頼度化，小型軽量化の要求があり，ミリ波回路の集積化が望まれている。¹ 1970年にKnoxとTouliosが誘電体イメージ線路をミリ波導波路として紹介して以来，誘電体を用いたミリ波集積回路の研究が活発に行なわれ²，特に最近では誘電体周期回路を用いた帯域阻止フィルタや漏洩波アンテナ等がItohらによって実験的に詳しく検討されている。³⁻⁷

周期回路を波動が伝搬するとフロッケの定理に従って多くの空間高調波が発生し，それらの相互作用によって前進波と後退波が位相整合し，ブラッグ反射が起こる。更に，周期回路が開放形の場合には導波モードと放射モードが空間高調波を介して位相整合し，波動の漏洩現象が起こる。ブラッグ反射の応用として帯域阻止フィルタがあり³，更に能動素子をブラッグ反射器に組み込むことにより分布帰還形発振器が構成できる⁴。漏洩現象の応用として漏洩波アンテナがある³。漏洩波アンテナは他の開口形アンテナに比べて小形・軽量であり集積回路⁶への組み込みが容易であることから，高分解能ミリ波レーダへの応用が試みられている。⁵⁻⁹ 漏洩波ビームを走査する方法として，周波数を掃引する⁷，周期回路の構造を機械的に制御する^{5,9}，周期回路にPINダイオードを装荷する⁸等が提案されている。

開放形周期回路における電磁波の振舞は複雑であり，厳密な理論解析は一般に困難である。表面が周期的に変形した誘電体スラブ導波路の場合に限ってPengらが精密な数値解析¹⁰を行なっているが，計算手続きが複雑なため見とおしよく周期回路の設計を行なうには不向きであると考えられる。そこで本論文では周期回路を一様回路からの摂動系と考え，電磁界の波動方程式及び境界条件に漸近摂動展開を導入することにより，電磁波の振舞について解析的な考察を行なう。本論文では，次の3種の摂動法，即ち，

i) マルチプルスケール法¹¹

ii) 境界摂動法¹²

iii) 特異点摂動法¹³

を用いる。「マルチプルスケール法」(適当な邦語訳が見あたらないが、「多重目盛り法」と訳すのがこの方法を理解する上で適切である)は波動の伝搬方向(周期構造が装荷されている方向)に2種あるいは3種以上の目盛りを用意し、細かい目盛りは波動の振動に対応させ、粗い目盛りは波動の包絡線の変化に対応させる方法である。「境界摂動法」は周期摂動を受けた境界において電磁界が満足すべき境界条件式を非摂動境界のまわりでテイラー展開して適用する方法である。以上3種の摂動法を組み合わせ、周期回路における電磁波の「ブラッグ」反射及び漏洩現象の解析を進める。まず、ブラッグ反射を導波モードの前進波と後退波との相互作用であると考えることにより、結合モード方程式を導出し、反射特性について考察する。次いで、漏洩現象を導波モードから放射モードへのモード変換であると考えることにより、導波モードの減衰定数を導出し、漏洩特性について考察する。更に、高次のブラッグ周波数付近では前進波、後退波、放射波が同時に結合し漏洩波阻止作用が現れる。この場合は、導波モードの前進波と後退波が相互作用しつつ同時に放射モードへモード変換するものと考え、前進波と後退波の相互作用を記述する結合モード方程式の結合係数に導波モードの減衰定数を繰り入れるという操作を行なう。以上の解析手法は誘電体周期回路のみならずフェライト等のジャイロトロピック媒質を含む周期回路にも適用が可能であり、複雑な数値計算を必要とせず、物理的に見とおしの良い形で結果を導くことができるという点が特徴である。

本論文では上に述べた手法によって、周期構造を装荷した誘電体スラブ線路における電磁波のブラッグ反射及び漏洩現象、並びに周期構造を装荷したフェライトスラブ線路における電磁波の漏洩現象について理論解析する。更に、ミリ波帯においてブラッグ反射及び漏洩波に関する実験を行ない、理論値と比較検討する。

以下、各章の内容を簡単に述べる。

第2章は開放形周期回路における電磁波の振舞についての基礎理論である。まず、開放形周期回路について論じるための準備段階として、周期構造のない一様導波路を非摂動回路として取り上げ、非摂動回路における電磁波は導波モードと放射モードが各々独立に伝搬することを示すとともに、両モードの界分布並びに伝搬特性を明らかにする。次に、フロッケの定理と空間高調波の概念を導入し、回路に周期的摂動が加わった場合の電磁波の伝搬特性を ω - β 平面(ω :角周波数, β :伝搬定数)を用いて考察する。その結果として ω - β 平面は導波モードのみが伝搬する導波領域及び放射モードが伝搬する放射領域から成り、各領域にはそれぞれ通過帯と阻止帯及び漏洩波通過帯と漏洩波阻止帯が存在することを述べる。

第3章では、表面に周期構造を装荷した誘電体スラブ線路における電磁波のブラッグ反射について理論的・実験的に考察する。まず、表面が正弦波状に変形した誘電体スラブ線路の2次元モデルを考え、このモデルにおけるTMモードの電磁波の最低次のブラッグ反射について摂動論的に解析する。最低次のブラッグ周波数は ω - β 平面上の導波領域内にあり、導波モードの前進波と後退波だけが反射に関与する。TMモードの電磁界が満足すべき波動方程式及び周期構造の表面における境界条件から、導波モードの前進波と後退波の結合を支配する結合モード方程式を導出し、ブリルアン曲線及び反射係数を計算する。その結果として、ブラッグ周波数付近で帯域阻止特性が得られることを示し、阻止帯域幅及びリターン損と周期回路のパラメータとの関係について考察する。次に、表面に周期的な溝を装荷したテフロンスラブを用いて40GHz帯でブラッグ反射の実験を行ない、得られた結果を理論値と比較検討する。

第4章では、漏洩波アンテナへの応用の観点から、表面に周期構造を装荷した誘電体イメージ線路における電磁波の漏洩現象について理論的・実験的に考察す

る。波動の漏洩現象は導波モードから放射モードへのモード変換であるという考えに基づき、モード変換による導波モードの減衰定数を導出し、漏洩波の指向性放射効率等を計算する。特に、高次の“ブラッグ”周波数付近では、“ブラッグ”反射と同時に漏洩現象が現れるので、前進波と後退波の相互作用と導波モードからブロードサイド方向への放射モードへのモード変換が共存していると考えて、結合係数の中に漏洩損を含んだ結合モード方程式を導出する。この結合モード方程式を解くことにより、漏洩波阻止帯におけるブリルアン曲線、反射係数、放射効率等を計算する。更に、表面に周期的な溝をもつテフロンイメージ線路を用いて40 GHz 帯で漏洩波阻止作用の実験を行ない、その結果を理論値と比較検討する。

第5章では、フェライト周期回路を用いて漏洩波アンテナを構成すれば印加直流磁界により放射ビームを連続的に走査できるという考えに基づいて、電子走査漏洩波アンテナへの応用の観点から、周期構造を装荷したフェライトイメージ線路における漏洩波について理論的・実験的に考察する。第4章で述べる振動理論をフェライトイメージ線路に適用することにより、導波モードから放射モードへのモード変換を定式化し、漏洩波の指向性、放射効率、ビーム走査特性等を数値計算する。次に、多結晶YIG板を用いてフェライトイメージ線路を試作し40 GHz 帯でビーム走査の実験を行なう。漏洩波の主ビーム角をYIG板に印加する直流磁界の関数として判定し、理論値と比較することにより、ビーム走査漏洩波アンテナの実現性について検討する。

第2章 開放形周期回路における電磁波の伝搬

2.1 緒言

波動の伝搬方向に形状が周期的に変化している線路を周期回路と呼ぶ。本章は誘電体スラブ線路やイメージ線路のような開放形の線路¹に周期構造を装荷したいわゆる開放形周期回路における電磁波の伝搬についての基礎理論である。

周期構造を形状的な摂動として取り扱う準備として、まず非摂動回路即ち一様構造の誘電体イメージ線路を取り上げ、放射モード及び導波モードの電磁波の伝搬定数並びに界分布を求める。次に、フロッケの定理と空間高調波の概念を導入し、一様構造線路に周期的な摂動が加わると波動の阻止作用(“ブラッグ”反射)や漏洩現象が現れることを述べる。更に、 ω - β ダイアグラムを用いて導波領域と放射領域、阻止帯と通過帯について説明する。

2.2 非摂動界

非摂動回路モデルとして図2.1に示すように、片面が導体で接地された、比誘電率 ϵ_r 、厚み h の2次元誘電体スラブを考え、このモデルを y 方向に伝搬するTMモードの電磁波を取り扱う。電磁界が時間的に $\exp(j\omega t)$ で振動し、 z 方向には一様に分布していると仮定すると、空気領域I及び誘電体領域IIにおけるヘルムホルツ方程式は、

$$(\nabla^2 + k^2) H_z^I = 0 \quad , \quad x > 0 \quad 2.1$$

$$(\nabla^2 + \epsilon_r k^2) H_z^{II} = 0 \quad , \quad -h < x < 0 \quad 2.2$$

となる。ここで k は電磁波の自由空間波数、 ∇^2 は2次元のラプラス演算子であり、上式における $H_z^{I,II}$ はそれぞれ領域I,IIにおける磁界の z 成分である。電界の x 成分と y 成分は $H_z^{I,II}$ を用いて、

$$E_x^I = \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \cdot \frac{\partial}{\partial y} H_z^I \quad , \quad E_x^{II} = \frac{1}{j\omega\epsilon_r\epsilon_0} \cdot \frac{\partial}{\partial y} H_z^{II} \quad 2.3$$

$$E_y^I = -\frac{1}{j\omega\epsilon_0} \cdot \frac{\partial}{\partial x} H_z^I \quad , \quad E_y^{II} = -\frac{1}{j\omega\epsilon_r\epsilon_0} \cdot \frac{\partial}{\partial x} H_z^{II} \quad 2.4$$

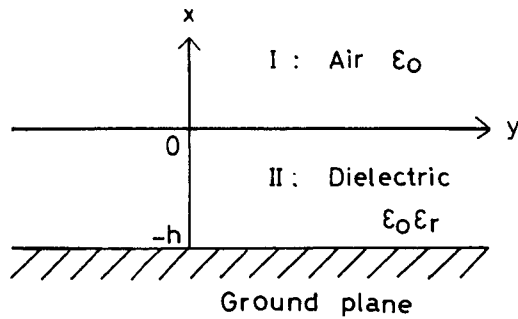


図2.1 非摂動回路モデル

と表される。誘電体スラブの表面 $x=0$ では電磁界の接線成分が連続即ち、

$$E_y^I = E_y^{II} \quad , \quad H_z^I = H_z^{II} \quad , \quad x=0 \quad 2.5$$

となる必要がある。

方程式 2.1, 2.2 を満たす導波モードの界を、

$$H_z^I = A_g e^{-\alpha_1 x - j\beta y} \quad , \quad x > 0 \quad 2.6$$

$$H_z^{II} = A_g \frac{\cos \alpha_2 (x+h)}{\cos \alpha_2 h} e^{-j\beta y} \quad , \quad -h < x < 0 \quad 2.7$$

とおく。ここで A_g, β はそれぞれ導波モードの振幅及び伝搬定数であり、 x 方向の波数 α_1, α_2 は、

$$\alpha_1 = \sqrt{\beta^2 - k^2} \quad , \quad \alpha_2 = \sqrt{\epsilon_r k^2 - \beta^2} \quad 2.8$$

で与えられる。式 2.6 ~ 2.8 を式 2.5 に代入し、振幅 A_g を消去すると導波モードの特性方程式、

$$\alpha_2 h - \tan^{-1} \left(\frac{\epsilon_r \alpha_1}{\alpha_2} \right) = (m-1)\pi \quad 2.9$$

を得る。ここで m はスラブの厚み方向のモード番号を示す自然数である。

次に、方程式 2.1, 2.2 を満たす放射モードの界を、

$$H_z^I = A_i e^{jk(x \cos \theta - y \sin \theta)} + A_r e^{-jk(x \cos \theta + y \sin \theta)} \quad 2.10$$

$$H_z^{\text{II}} = (A_i + A_r) \frac{\cos \alpha_3 (x+h)}{\cos \alpha_3 h} e^{-jk_y \sin \theta} \quad 2.11$$

とおく。ここで A_i, A_r 及び θ はそれぞれ入射波と反射波の振幅及び入射角であり、 x 方向の波数 α_3 は、

$$\alpha_3 = k \cdot \sqrt{\epsilon_r - \sin^2 \theta} \quad 2.12$$

で与えられる。式 2.10 ~ 2.12 を式 2.5 に代入すると A_i と A_r の比、

$$\frac{A_r}{A_i} = \frac{\epsilon_r k^2 \cos^2 \theta - \alpha_3^2 \tan^2 \alpha_3 h}{\epsilon_r k^2 \cos^2 \theta + \alpha_3^2 \tan^2 \alpha_3 h} - j \frac{2 \epsilon_r k \alpha_3 \cos \theta \tan \alpha_3 h}{\epsilon_r k^2 \cos^2 \theta + \alpha_3^2 \tan^2 \alpha_3 h} \quad 2.13$$

を得る。

2.3 空間高調波

周期 Λ の周期回路中を伝搬定数 β の波動が伝搬するとフロッケの定理に従って

$$\beta + nK \quad (K = 2\pi/\Lambda, n = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots) \quad 2.14$$

なる伝搬定数をもつ空間高調波が伴う。例えば、図 2.1 に示した誘電体導波路に周期構造を装荷すると、空間高調波の伝搬定数は、特性方程式 2.9 を解いて得られる伝搬定数 β に nK を加えたものとなる。 $\epsilon_r = 2.0$, $Kh = 2.06$ の場合の Γ

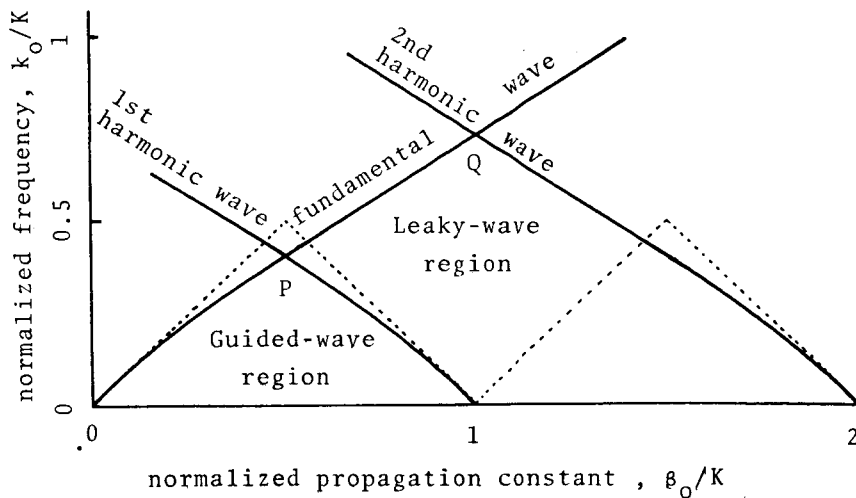


図 2.2 周期回路における電磁波の $\omega - \beta$ ダイアグラム

M波の ω - β ダイヤグラムを図2.2に示す。同図の縦軸及び横軸はスラブの厚み h で規格化した周波数及び伝搬定数である。破線で囲まれた三角形領域が導波領域，破線の上側が放射領域である。導波領域では放射モードが存在しないため，周期回路は表面波導波路として動作する。特に点Pでは前進波と後退波が位相整合し，"ブラッグ"反射が生じて波動の伝搬が阻止される。導波領域のうち，点P付近を阻止帯，それ以外を通過帯と呼んでいる¹⁴。分散曲線が放射領域に反んでいる帯域では導波モードと放射モードが位相整合し波動の漏洩現象が現れるため，周期回路は漏洩波アンテナとして動作する。特に点Qでは導波モードの前進波と後退波及び放射モードが同時に位相整合し，"ブラッグ"反射と漏洩現象が共存する。そこで，放射領域のうち点Q付近を漏洩波阻止帯，それ以外を漏洩波通過帯と呼んでいる¹⁴。

2.4 結 言

開放形周期回路を摂動法によって論じるための準備段階として，非摂動の誘電体イメージ線路における導波モード及び放射モードの電磁波の界分布並びに ω - β ダイヤグラムを明らかにした。線路に周期的な摂動が加わるとフロッケの定理に従って空間高調波が発生し，"ブラッグ"の周波数付近で前進波と後退波が位相整合することによって波動の阻止作用が現れる。更に，放射領域では導波モードと放射モードが位相整合することによって漏洩波が生じ，特に高次の"ブラッグ"周波数付近では導波モードの前進波，後退波及び放射モードが同時に結合し，漏洩波阻止作用が現れる。本章で得られた結果は次章以下で述べる摂動理論の基礎となる。

第3章 周期構造を装荷した誘電体スラブ線路におけるブラッグ反射

3.1 緒言

一様回路において各々独立に伝搬していた前進波と後退波は周期的な摂動が加わるとモード結合し、その結果ブラッグ反射の現象が生じる。本章では、表面が周期的（ひだ状）に変形した誘電体スラブ線路におけるミリ波のブラッグ反射について理論的・実験的に考察する。波動の伝搬方向に2種類の目盛りを用いるマルチプルスケール法¹¹、境界条件を非摂動境界面のまわりでテイラー展開して適用する境界摂動法¹²及び周波数をブラッグの同波数の近傍で漸近展開する特異点摂動法¹³の3種の摂動法を組み合わせる理論解析を行なう。電磁界が満足すべき波動方程式と境界条件を定式化した後、界を前進波と後退波の線形結合で表すことによって、ブラッグ反射を支配する結合モード方程式を導出する。結合モード方程式の固有値は伝搬定数の複素摂動量に対応し、その虚部即ち波動の減衰定数からブラッグ反射の反射係数並びに帯域幅等を計算することができる。最後に、テフロンスラブを用いてミリ波周期回路を試作し、40GHz帯でブラッグ反射の実験を行なう。実験結果を摂動法による理論値と比較し、周期回路を帯域阻止フィルタに応用する場合の諸特性について検討する。

3.2 摂動理論

3.2.1 波動方程式

図3.1に示すように、表面が正弦波状に変形した誘電体スラブ導波路の2次元モデルを考え、 y 方向に伝搬するTMモードの電磁波を取り扱う。スラブの表面の形を、

$$x = x_1(y) \triangleq h \cdot (1 + \delta \eta \cos Ky) ; K = 2\pi/\Lambda \quad 3.1$$

とする。ここで η , Λ はそれぞれ周期構造の振幅と周期、 δ は η が小さい量であることを示す形式的なパラメータである。電磁界が時間的に $\exp(j\omega t)$ で振動し、 z 方向には一様であると仮定すると、領域I, II, IIIにおけるヘルムホルツ方程式は第2章の式2.1, 2.2と同様に、

$$(\nabla^2 + k^2) H_z^{I,III} = 0 \quad , \quad |x| > h \quad 3.2$$

$$(\nabla^2 + \epsilon_r k^2) H_z^{\text{II}} = 0 \quad , \quad |x| < h \quad 3.3$$

となり，各領域における電界は，

$$E_x^{I,III} = \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \cdot \frac{\partial}{\partial y} H_z^{I,III} \quad , \quad E_x^{\text{II}} = \frac{1}{j\omega\epsilon_0\epsilon_r} \cdot \frac{\partial}{\partial y} H_z^{\text{II}} \quad 3.4$$

$$E_y^{I,III} = -\frac{1}{j\omega\epsilon_0} \cdot \frac{\partial}{\partial x} H_z^{I,III} \quad , \quad E_y^{\text{II}} = -\frac{1}{j\omega\epsilon_0\epsilon_r} \cdot \frac{\partial}{\partial x} H_z^{\text{II}} \quad 3.5$$

と表される。ブラッグの周波数 ω_0 の付近で問題を取り扱うので，電磁界の角周波数 ω を摂動パラメータ δ を用いて，

$$\omega = \omega_0 + \delta\omega_1 \quad 3.6$$

と表す。ここで ω_1 はブラッグの周波数からの変化分である¹³。マルチプルスケール法¹¹の教えるところにより，電磁界を，

$$E_x^i(x, y) = E_{x0}^i(x, y_0, y_1) + \delta E_{x1}^i(x, y_0, y_1) \quad 3.7$$

$$E_y^i(x, y) = E_{y0}^i(x, y_0, y_1) + \delta E_{y1}^i(x, y_0, y_1) \quad 3.8$$

$$H_z^i(x, y) = H_{z0}^i(x, y_0, y_1) + \delta H_{z1}^i(x, y_0, y_1) \quad , \quad i = \text{I, II, III} \quad 3.9$$

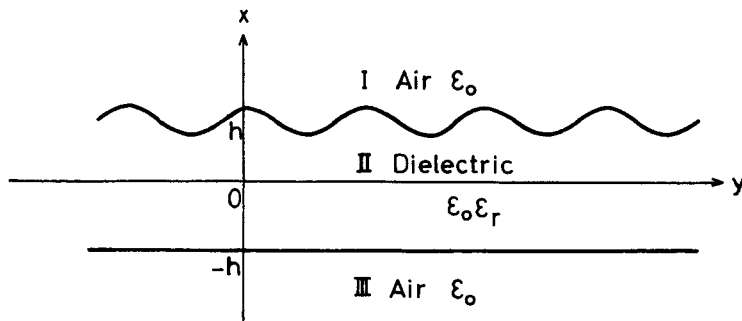


図3.1 周期構造を装荷した誘電体スラブ

とおく。ここで添字の 0, 1 はそれぞれ非振動量, 振動量を示し, y_0 と y_1 は y 方向のマルチプルスケール

$$y_0 = y, \quad y_1 = \delta y \quad 3.10$$

である。式 3.10 を変数 (δ, y) から変数 (y_0, y_1) への変数変換とみなして連鎖定理を適用すると, y 方向の偏微分演算子は,

$$\frac{\partial}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y_0} + \delta \frac{\partial}{\partial y_1} \quad 3.11$$

となる。式 3.6 ~ 3.11 を式 3.2 ~ 3.5 に代入し, δ^2 の項を省略して整理すると

$$(\nabla_0^2 + k_0^2) H_0^{I, II} = 0 \quad 3.12$$

$$(\nabla_0^2 + \epsilon_r k_0^2) H_0^{II} = 0 \quad 3.13$$

$$(\nabla_0^2 + k_0^2) H_1^{I, II} = -2 \left(\frac{\partial^2}{\partial y_1 \partial y_0} + k_0 k_1 \right) H_0^{I, II} \quad 3.14$$

$$(\nabla_0^2 + \epsilon_r k_0^2) H_1^{II} = -2 \left(\frac{\partial^2}{\partial y_1 \partial y_0} + \epsilon_r k_0 k_1 \right) H_0^{II} \quad 3.15$$

$$E_{x0}^{I, II} = \frac{1}{j\omega_0 \epsilon_0} \cdot \frac{\partial}{\partial y_0} H_0^{I, II}, \quad E_{x0}^{II} = \frac{1}{j\omega_0 \epsilon_r \epsilon_0} \cdot \frac{\partial}{\partial y_0} H_0^{II} \quad 3.16$$

$$E_{y0}^{I, II} = -\frac{1}{j\omega_0 \epsilon_0} \cdot \frac{\partial}{\partial x} H_0^{I, II}, \quad E_{y0}^{II} = -\frac{1}{j\omega_0 \epsilon_r \epsilon_0} \cdot \frac{\partial}{\partial x} H_0^{II} \quad 3.17$$

$$E_{x1}^{I, II} = \frac{1}{j\omega_0 \epsilon_0} \left\{ \left(\frac{\partial}{\partial y_1} - \frac{\omega_1}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial y_0} \right) H_0^{I, II} + \frac{\partial}{\partial y_0} H_1^{I, II} \right\} \quad 3.18$$

$$E_{x1}^{II} = \frac{1}{j\omega_0 \epsilon_r \epsilon_0} \left\{ \left(\frac{\partial}{\partial y_1} - \frac{\omega_1}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial y_0} \right) H_0^{II} + \frac{\partial}{\partial y_0} H_1^{II} \right\} \quad 3.19$$

$$E_{y1}^{I, II} = -\frac{1}{j\omega_0 \epsilon_0} \left(\frac{\partial}{\partial x} H_1^{I, II} - \frac{\omega_1}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial x} H_0^{I, II} \right) \quad 3.20$$

$$E_{y1}^{II} = -\frac{1}{j\omega_0 \epsilon_r \epsilon_0} \left(\frac{\partial}{\partial x} H_1^{II} - \frac{\omega_1}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial x} H_0^{II} \right) \quad 3.21$$

$$\text{但し, } k_0 = \omega_0 \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}, \quad k_1 = \omega_1 \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$$

を得る。

次にこの問題における境界条件を考える。誘電体スラブの上側の表面は式 3.1 で表された周期構造によって,

$$\frac{dx_1(y)}{dy} = -\delta\eta h K \sin Ky \triangleq \tan \phi_1 \quad 3.22$$

なる傾きをもっている。このため、 $x = x_1(y)$ において電磁界が満足すべき境界条件は、

$$H_z^I = H_z^{\Pi}, \quad E_y^I + E_x^I \tan \phi_1 = E_y^{\Pi} + E_x^{\Pi} \tan \phi_1 \quad 3.23$$

となり、スラブの裏面 $x = -h$ における境界条件は、

$$H_z^{\Pi} = H_z^{\text{III}}, \quad E_y^{\Pi} = E_y^{\text{III}} \quad 3.24$$

となる。式3.23を $x = h$ のまわりでテイラー展開し、式3.7~3.9を代入して δ^2 の項を無視すると、 $x = h$ における境界条件、

$$H_0^I = H_0^{\Pi} \quad 3.25$$

$$\eta h \cos Ky \frac{\partial H_0^I}{\partial x} + H_1^I = \eta h \cos Ky \frac{\partial H_0^{\Pi}}{\partial x} + H_1^{\Pi} \quad 3.26$$

$$E_{y0}^I = E_{y0}^{\Pi} \quad 3.27$$

$$\begin{aligned} \eta h \cos Ky \frac{\partial H_{y0}^I}{\partial x} + E_{y1}^I - \eta h K \sin Ky \cdot E_{x0}^I \\ = \eta h \cos Ky \frac{\partial E_{y0}^{\Pi}}{\partial x} + E_{y1}^{\Pi} - \eta h K \sin Ky \cdot E_{x0}^{\Pi} \end{aligned} \quad 3.28$$

を得る。一方、式3.24に式3.8, 3.9を代入すると、 $x = -h$ における境界条件、

$$H_0^{\Pi} = H_0^{\text{III}}, \quad H_1^{\Pi} = H_1^{\text{III}}, \quad E_{y0}^{\Pi} = E_{y0}^{\text{III}}, \quad E_{y1}^{\Pi} = E_{y1}^{\text{III}} \quad 3.29$$

を得る。

3.2.2 結合モード方程式

前節で述べた波動方程式3.12, 3.13を満たす偶モードの解を、

$$H_0^I = \Psi(y) e^{\alpha_1(h-x)}, \quad H_0^{\Pi} = \Psi(y) \frac{\cos \alpha_2 x}{\cos \alpha_2 h}, \quad H_0^{\text{III}} = \Psi(y) e^{\alpha_1(h+x)}$$

$$\Psi(y) = A_0^+ e^{-j\beta_0 y_0} + A_0^- e^{j\beta_0 y_0} \quad 3.30$$

とおく。ここで A_0^+ , A_0^- はそれぞれ前進波、後退波の振幅である。式3.30を式3.25, 3.27, 3.29に代入して振幅 $A_0^{\pm}$ を消去することにより非摂動の特性方程式

$$\alpha_2 h - \tan^{-1} \left(\frac{\epsilon_r \alpha_1}{\alpha_2} \right) = (m-1)\pi, \quad m=1, 2, 3, \dots$$

$$\alpha_1 = \sqrt{\beta_0^2 - k_0^2}, \quad \alpha_2 = \sqrt{\epsilon_r k_0^2 - \beta_0^2} \quad 3.31$$

を得る。この式は第2章で導出した誘電体イメージ線路におけるTMモードの電磁波の特性方程式に一致する。式3.31を k_0 及び β_0 で偏微分すると、光速 $(\epsilon_0 \mu_0)^{-\frac{1}{2}}$ で規格化されたTM偶モードの群速度，

$$V_g = \frac{d\omega_0}{d\beta_0} \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} = \frac{dk_0}{d\beta_0} = \frac{\beta_0}{\epsilon_r k_0} \cdot \frac{\epsilon_r k_0^2 + h\alpha_1 \{(\epsilon_r + 1)\beta_0^2 - \epsilon_r k_0^2\}}{\beta_0^2 + h\alpha_1 \{(\epsilon_r + 1)\beta_0^2 - \epsilon_r k_0^2\}} \quad 3.32$$

を得る。

次に，波動方程式3.14, 3.15を満たす界を前進波と後退波の線形結合で，

$$H_i^i = f_+^i(x) e^{-j\beta_0 y_0} + f_-^i(x) e^{j\beta_0 y_0}, \quad i = I, II, III \quad 3.33$$

とおく。式3.30, 3.33を波動方程式3.14, 3.15に代入すると $f_{\pm}^i(x)$ についての常微分方程式，

$$\left(\frac{d^2}{dx^2} - \alpha_1^2 \right) f_{\pm}^I(x) = -2 \left(k_0 k_1 \mp j\beta_0 \frac{\partial}{\partial y_1} \right) A_0^{\pm} e^{\alpha_1(h-x)} \quad 3.34$$

$$\left(\frac{d^2}{dx^2} + \alpha_2^2 \right) f_{\pm}^{II}(x) = -2 \left(\epsilon_r k_0 k_1 \mp j\beta_0 \frac{\partial}{\partial y_1} \right) A_0^{\pm} \frac{\cos \alpha_2 x}{\cos \alpha_2 h} \quad 3.35$$

$$\left(\frac{d^2}{dx^2} - \alpha_1^2 \right) f_{\pm}^{III}(x) = -2 \left(k_0 k_1 \mp j\beta_0 \frac{\partial}{\partial y_1} \right) A_0^{\pm} e^{\alpha_1(h+x)} \quad 3.36$$

を得る。これらの解は容易に求まり，

$$f_{\pm}^I(x) = \left\{ \frac{1}{\alpha_1} \left(k_0 k_1 \mp j\beta_0 \frac{\partial}{\partial y_1} \right) A_0^{\pm} (x-h) + A_1^{\pm} \right\} e^{\alpha_1(h-x)} \quad 3.37$$

$$\begin{aligned} f_{\pm}^{II}(x) = & -\frac{1}{\alpha_2} \left(\epsilon_r k_0 k_1 \mp j\beta_0 \frac{\partial}{\partial y_1} \right) A_0^{\pm} (x+h) \frac{\sin \alpha_2 x}{\cos \alpha_2 h} \\ & + B_1^{\pm} \frac{\cos \alpha_2 x}{\cos \alpha_2 h} + C_1^{\pm} \frac{\sin \alpha_2 x}{\sin \alpha_2 h} \end{aligned} \quad 3.38$$

$$f_{\pm}^{III}(x) = -\left\{ \frac{1}{\alpha_1} \left(k_0 k_1 \mp j\beta_0 \frac{\partial}{\partial y_1} \right) A_0^{\pm} (x+h) + D_1^{\pm} \right\} e^{\alpha_1(x+h)} \quad 3.39$$

となる。但し， $A_1^{\pm}$, $B_1^{\pm}$, $C_1^{\pm}$, $D_1^{\pm}$ は積分定数である。式3.30~3.33を式3.26, 3.28, 3.29に代入し，最低次のブラック条件 $\beta_0 = K/2$ を用いて y_0 を消去すると $f_{\pm}^i(x)$, $i = I, II, III$ にたいする境界条件，

$$f_{\pm}^{\text{I}}(h) - f_{\pm}^{\text{II}}(h) = -\frac{1}{2}\eta h \alpha_1 (\epsilon_r - 1) A_0^{\pm}, \quad f_{\pm}^{\text{I}}(-h) = f_{\pm}^{\text{II}}(-h),$$

$$\epsilon_r f_{\pm}^{\text{I}'}(h) - f_{\pm}^{\text{II}'}(h) = \frac{1}{2}\eta h (\epsilon_r - 1) \beta_0^2 A_0^{\pm}, \quad f_{\pm}^{\text{I}'}(-h) = \epsilon_r f_{\pm}^{\text{II}'}(-h) \quad 3.40$$

を得る。式3.37~3.39を式3.40に代入すると積分定数 $A_0^{\pm}$, $B_0^{\pm}$, $C_0^{\pm}$, $D_0^{\pm}$ についての4元連立一次方程式を得る。それらが非自明な解をもつ条件として,

$$k_1 A_0^+ - j V_g \frac{\partial A_0^+}{\partial y_1} = \eta C_c A_0^- \quad 3.41$$

$$k_1 A_0^- + j V_g \frac{\partial A_0^-}{\partial y_1} = \eta C_c A_0^+ \quad 3.42$$

を得る。上式が前進波(A_0^+)と後退波(A_0^-)の相互作用を支配する結合モード方程式である。ここで V_g は式3.32に示した規格化群速度であり, 結合係数 C_c

$$\text{は,} \quad C_c = -\frac{h \alpha_1 \alpha_2^2 \{(\epsilon_r - 1) \beta_0^2 - \epsilon_r k_0^2\}}{4 \epsilon_r k_0 [\beta_0^2 + h \alpha_1 \{(\epsilon_r + 1) \beta_0^2 - \epsilon_r k_0^2\}]} \quad 3.43$$

で与えられる。結合モード方程式3.41, 3.42の固有値を求めるため $A_0^{\pm} = A_{00}^{\pm} e^{j \beta_1 y_1}$ とおいて式3.41, 3.42に代入すると,

$$V_g^2 \left(\frac{\beta_1}{\eta} \right)^2 - \left(\frac{k_1}{\eta} \right)^2 = -C_c^2 \quad 3.44$$

を得る。上式は周波数の振動量 k_1 と伝搬定数の振動量 β_1 との関係を表す特性方程式である。 $V_g = 0.78$ の場合のブリルアン曲線を図3.2に示す。特性方程式3.44からもわかるとおり k_1 と β_1 は双曲線の関係にある。ブリルアン曲線の実線及び破線はそれぞれ β_1 の実部及び虚部を示している。 $-\eta C_c < k_1 < \eta C_c$ の帯域は伝搬定数 $\beta_0 + \delta \beta_1$ が複素数になる阻止帯であり, $|k_1| > \eta C_c$ の帯域は伝搬定数が実数になる通過帯である。即ち, 周期構造によって生じる阻止帯域幅 Δf は,

$$\Delta f = \frac{\eta C_c}{\pi \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \quad 3.45$$

となる。また, 阻止帯における波動の最大減衰比 $\mathcal{U}_m \{\beta_1\}_{\max}$ は $\omega_1 = 0$ 即ち $\omega = \omega_0$ のとき,

$$\mathcal{U}_m \{\beta_1\}_{\max} = \frac{\eta C_c}{V_g} \quad 3.46$$

となる。式3.31, 3.32, 3.43~3.46を用いて, フラック q 周波数 k_0 , 阻止帯域幅

Δf 及び最大減衰比 $\{ \beta_1 \}_{\max}$ を数値計算し，比誘電率 ϵ_r と周期 Λ の関数として図示すると図3.3~3.5のようになる。これらの図はすべて横軸が $Kh = 2\pi h/\Lambda$ の値で目盛ってある。これらの数値結果から次の事が考察できる。

- i) 規格化ブランク周波数 $k_0h = 2\pi f_0h\sqrt{\epsilon_r\mu_0}$ は Kh が小さい場合即ち周期 Λ がスラブの厚み $2h$ に比べて大きい場合は ϵ_r に関係なく $k_0h \approx Kh/2$ となるが， Kh の増加とともに k_0h の増加する割合が ϵ_r が大きい程緩やかになる。
- ii) 阻止帯域幅 Δf は $\epsilon_r \leq 2$ のときと $\epsilon_r > 2$ のときで様子が異なっている。即ち比誘電率が2以下の場合は Kh の単峰関数となっているのに対し，比誘電率が2を超えると双峰関数となり， Δf に零点ができる。零点付近では周期構造が装荷されているにもかかわらず"ブランク"反射がほとんど生じないことになる。このような零点が生じる機構は物理的に次のように説明できる。つまり，誘電体スラブを伝搬するTMモードの電磁波は電界成分 E_x E_y 及び磁界成分 H_z から構成されているので，周期構造による電界の振動と

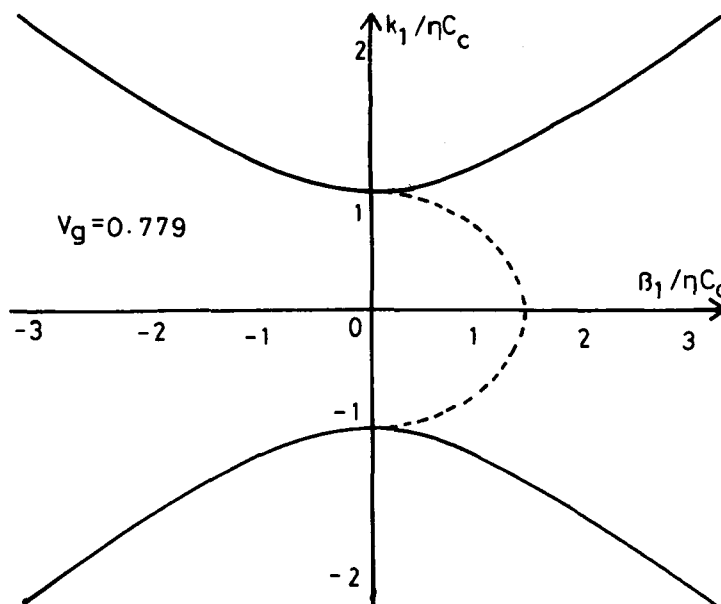


図3.2 阻止帯付近のブリルアン曲線

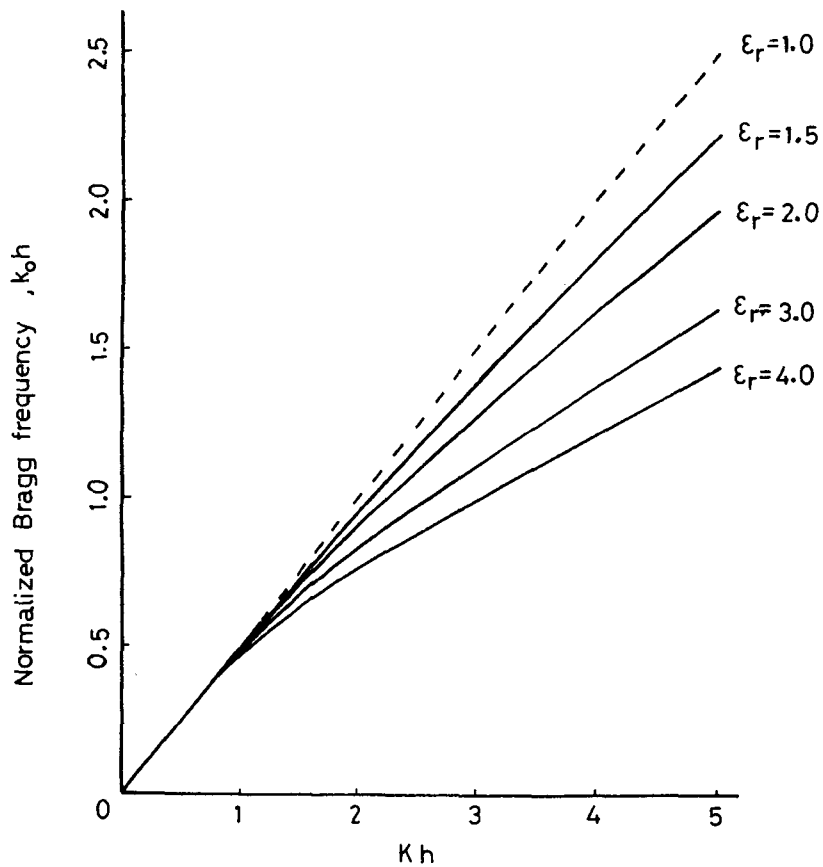


図3.3 ブラッグ周波数

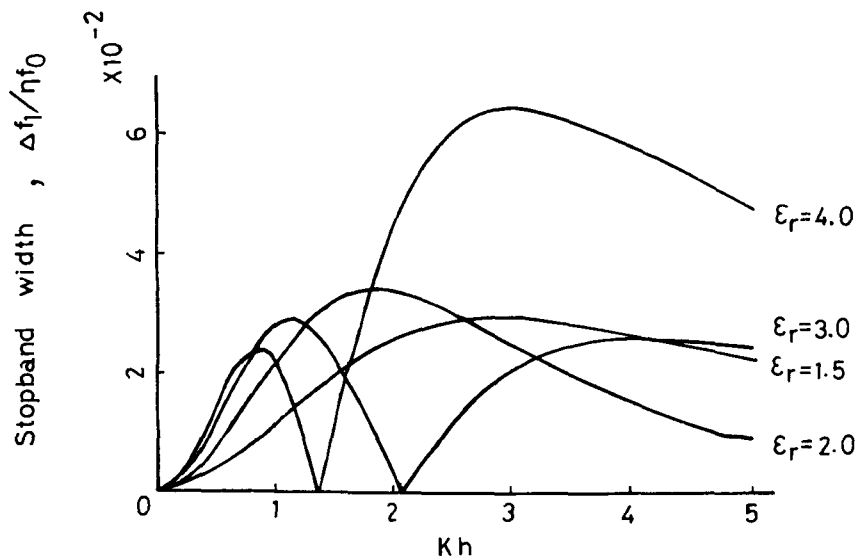


図3.4 阻止帯域幅

磁界の摂動が相殺するように影響するとき前進波と後退波の相互作用がなくなり、 $\Delta f = 0$ となるのである。

- iii) 最大減衰比 $\text{Im}\{\beta_h\}_{\max}$ は式 3.45 と 3.46 を比べてわかるように阻止帯域幅を群速度 V_g で割ったものに比例するため、 Kh の関数としてみた場合の最

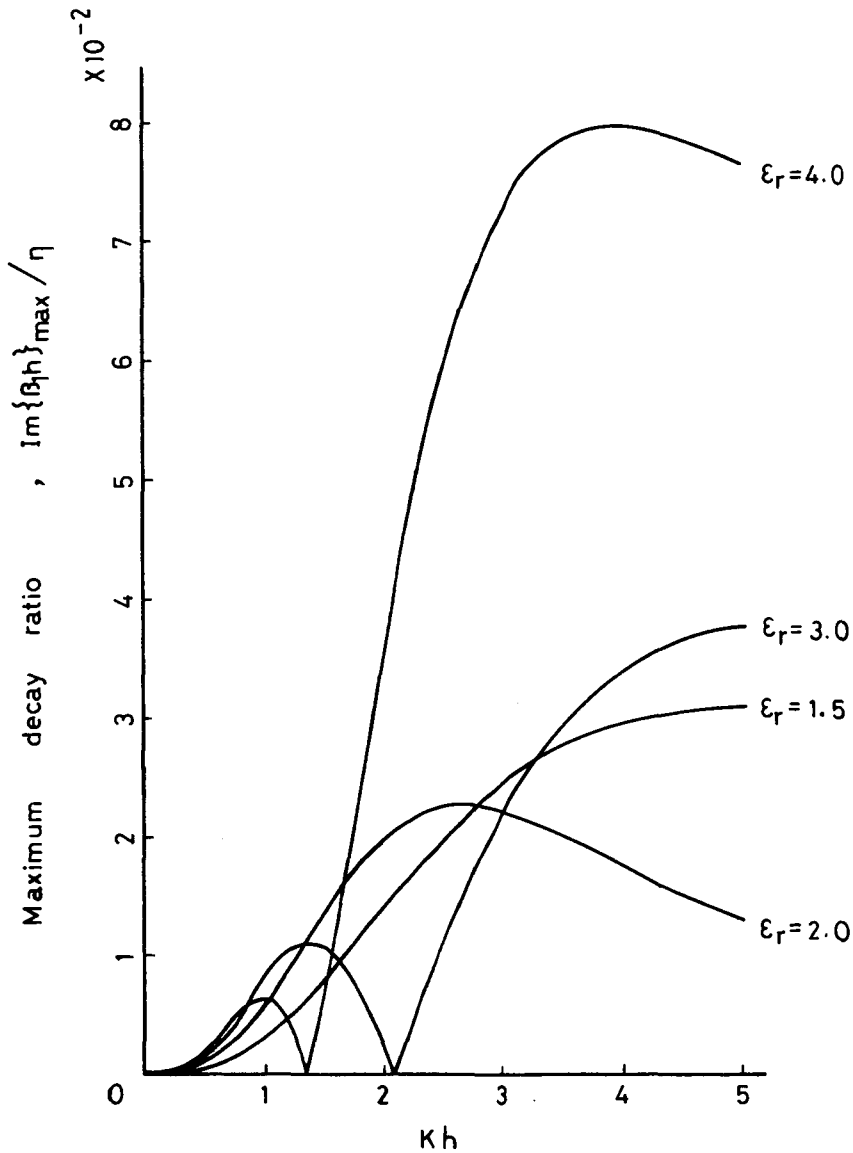


図3.5 最大減衰比

大減衰比は阻止帯域幅と類似の傾向を示す。ii)で述べた阻止帯域幅の零点、では同じ理由で最大減衰比も零となる。更に、 ϵ_r が大きくなるにつれて V_g の値が小さくなり、従って最大減衰比が増加する。このことは、同じ周期構造を装荷した誘電体スラブでも誘電率が大きい程、阻止効果が強く現れることを意味する。

3.2.3 フィルタ特性

本節では、図3.6に示すように誘電体スラブの有限区間 $0 < y < L$ に周期構造を装荷したモデルを考え、これをTM波のフィルタとして用いた場合のフィルタ特性を求める。

図3.6において、 $y < 0$ 及び $y > L$ の区間は平板誘電体スラブであり、 $0 < y < L$ の区間に溝が周期 Λ で $N (= L/\Lambda)$ 本装荷してあるとする。スラブの左方からTMモードの電磁波を励振すると、区間 $0 < y < L$ における界は前節の式3.30の $\Psi(y)$ を用いて、

$$\Psi(y) = A_0^+ e^{-j\beta_0 y_0} + A_0^- e^{j\beta_0 y_0} \quad , \quad 0 < y < L \quad 3.47$$

と書ける。前進波と後退波の振幅 A_0^+ と A_0^- は結合モード方程式3.41, 3.42を満たすことから、

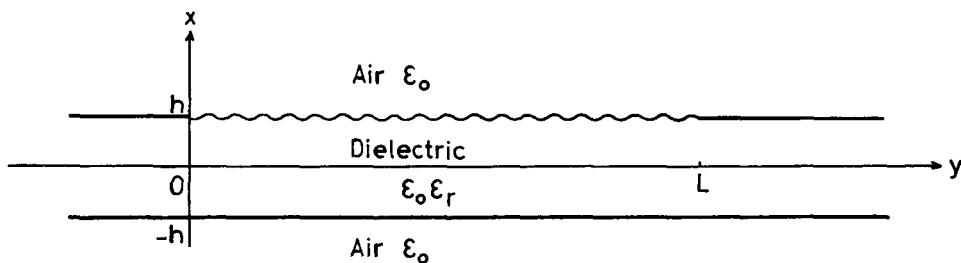


図3.6 フィルタの構成

$$A_0^+ = A_{00}^+ e^{-j\beta_1 y_1} + A_{00}^- e^{j\beta_1 y_1} \quad 3.48$$

$$A_0^- = \frac{1}{\eta C_c} \{ (k_1 - V_g \beta_1) A_{00}^+ e^{-j\beta_1 y_1} + (k_1 + V_g \beta_1) A_{00}^- e^{j\beta_1 y_1} \} \quad 3.49$$

となる。ここで A_{00}^+ と A_{00}^- は任意定数である。誘電体スラブの右端は整合負荷によって終端されていると仮定すると、右方からの反射波は零即ち、

$$A_0^-|_{y=L} = 0 \quad 3.50$$

である。式 3.45 ~ 3.50 より、反射係数 Γ は、

$$\Gamma = \frac{A_0^-}{A_0^+} \Big|_{y=0} = \frac{\eta C_c \sin \beta_1 L}{k_1 \sin \beta_1 L - j V_g \beta_1 \cos \beta_1 L} \quad 3.51$$

となる。但し、問題の定式化の際式 3.1 で便宜上導入したパラメータ δ は最終結果の式 3.51 では不要であり $\delta = 1$ としてある。

実際の数値例として $\epsilon_r = 2.0$, $N = 60$, $L = 18 \text{ cm}$, $2h = 2 \text{ mm}$, $2\eta h = 0.32 \text{ mm}$ を用いた場合の反射係数 Γ を計算し周波数 (GHz) の関数として図示すると

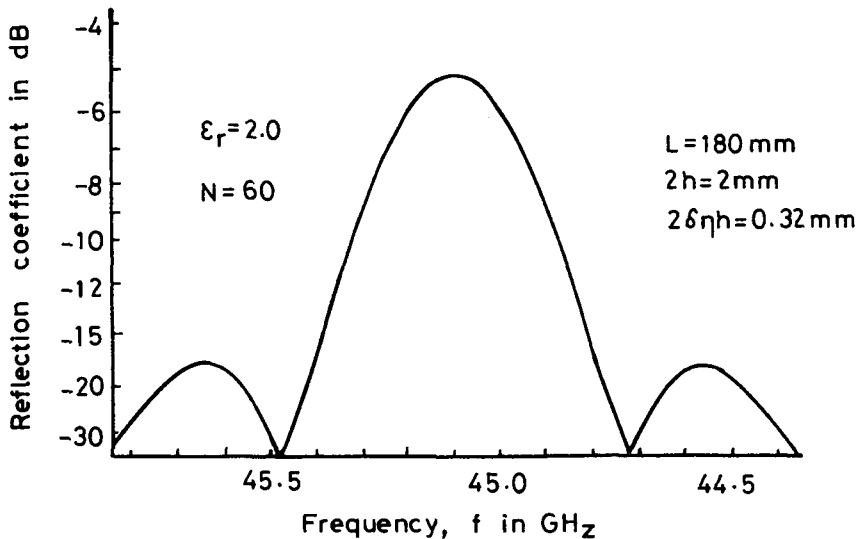


図3.7 フィルタ特性

図3.7のようになる。この図から，図3.6に示した構造はTM波に対して帯域阻止フィルタとなることがわかる。この数値例の場合，フィルタの中心周波数 f_0 は45.1 GHz，半値幅は約380 MHz，中心周波数におけるリターン損（最大反射係数）は約5.1 dBとなる。

3.3 ミリ波帯での実験

3.3.1 実験原理

ミリ波の“ブラッグ”反射の実験に用いる測定系のブロックダイアグラムを図3.8に示す。掃引発振器で40~50 GHzのミリ波を発生させ，単向管，可変減衰器，方向性結合器を通して，電磁ホーンにより試料に電磁波を励振する。試料はテフロンスラブ（ $2 \times 20 \times 200$ mm， $\epsilon_r = 2.0$ ）であり，試料Aとして片面に周期3 mm深さ0.25 mmの矩形溝を60本装荷したものと，試料Bとして周期構造を装荷しない平板テフロンスラブを用いる。試料A,Bはともに両端における不要反射を軽減するためテーパ状に加工してある。試料A及びBの実験結果を比較することにより，周期構造の影響を考察する。試料は励振用導波管のH面に平行に設置しており，テフロンスラブには最低次のTMモードが励振される。

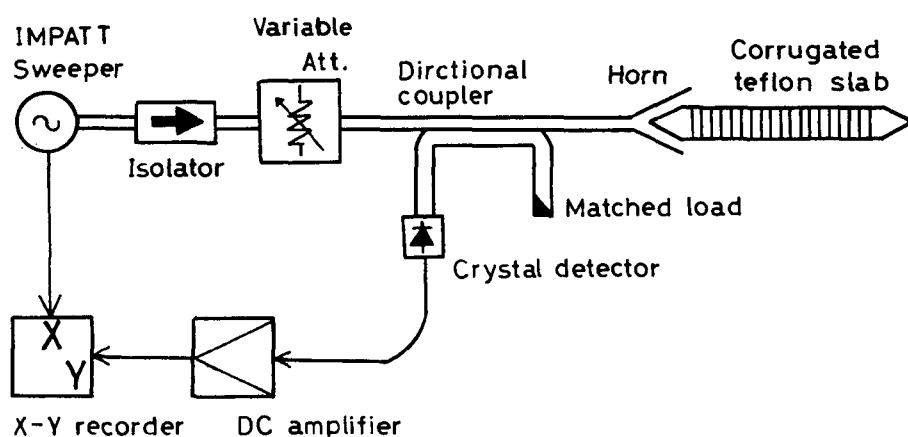


図3.8 “ブラッグ”反射の実験

平板の試料Bを用いた場合、入射した電磁波はスラブに沿ってTMモードで右方へ伝搬し、スラブの右端のテーパーから空気中へ放射する。このとき、テフロンスラブは表面波アンテナとして動作し、励振系への反射は非常に少ない。次に、周期構造を装荷した試料Aを用いた場合、入射した電磁波はスラブに沿って伝搬するが、このとき周期構造によって散乱され、前進波の一部が反射して後退波となって左方へ伝搬する。この後退波を方向性結合器で検出し、クリスタルダイオードで検波して、直流増幅した後シンクロスコープ又はXYレコーダの縦軸端子に入力する。横軸端子に掃引発振器の発振周波数に比例した電圧を加えることによって反射波の周波数特性が観察できる。更に、方向性結合器に接続している検波ダイオードと無反射終端を変換すると入射波の振幅が測定できるので、反射波と入射波の振幅比から反射係数が求まる。

3.3.2 測定系の校正

本実験では掃引発振器としてインパットダイオードを用いているため、周波数によって発振出力が大幅に変化し、40GHzにおける最小発振出力と50GHzにおける最大発振出力とでは約14dBの差がある。更に、単向管、方向性結合器、検波ダイオード等の周波数特性があるため、XYレコーダ又はシンクロスコープ上での振幅は実際の振幅とは異なる値を示す。一方、掃引発振器のインパットダイオードに供給する直流電圧と発振周波数の関係は複雑であるため、XYレコーダ又はシンクロスコープのX軸と実際の発振周波数との関係も必ずしも直線的にはならない。このような測定系の特性に左右されずに被測定試料の反射特性を知るには、まずXYレコーダのX軸上の各点における正しい周波数を目盛り、更にその周波数における入射波の振幅を記録しておく必要がある。

X軸即ち周波数目盛の校正には基準として空洞共振器(日立2230B)を用いる。Y軸即ち振幅(dB)目盛の校正には基準として可変減衰器(日立F1532)を用いる。空洞共振器の共振の様子を図3.9に示す。この図において曲線の緩やかな変化は掃引発振器及び単向管から方向性結合器までの測定系の特性であり、曲

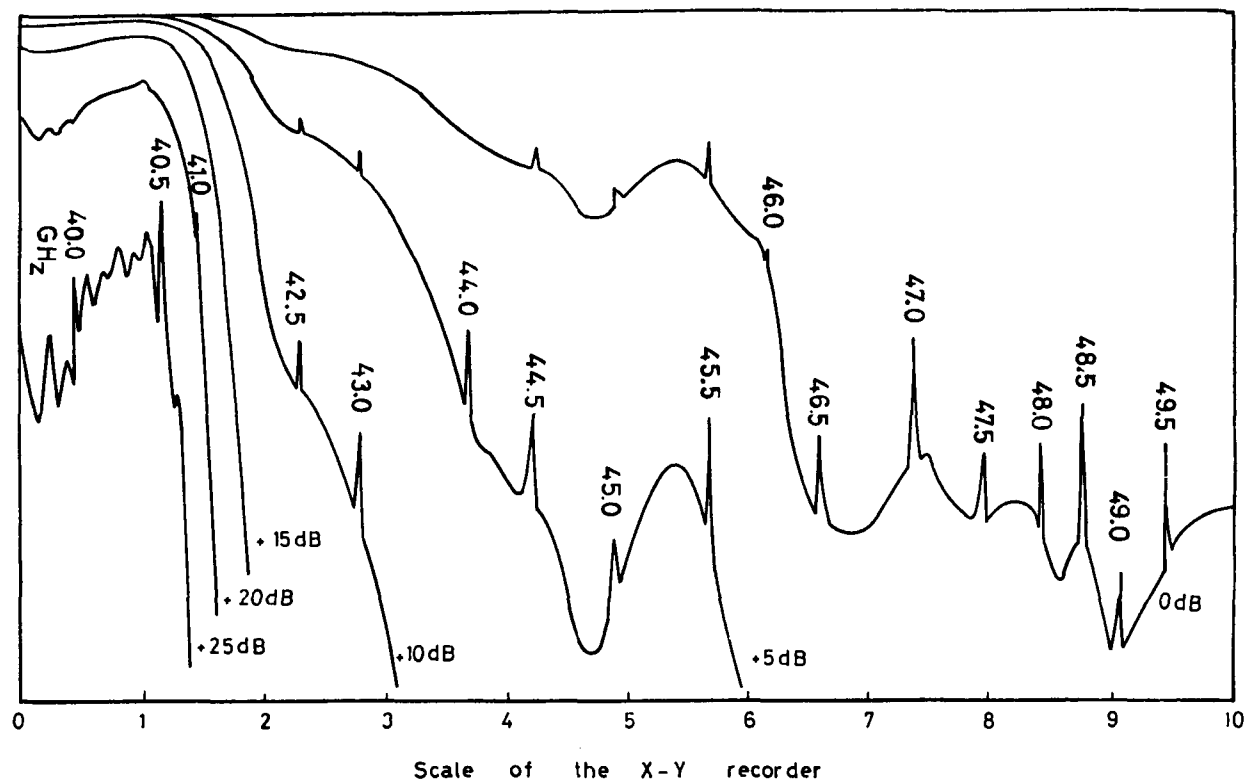


図3.9 空洞共振器による周波数軸の校正

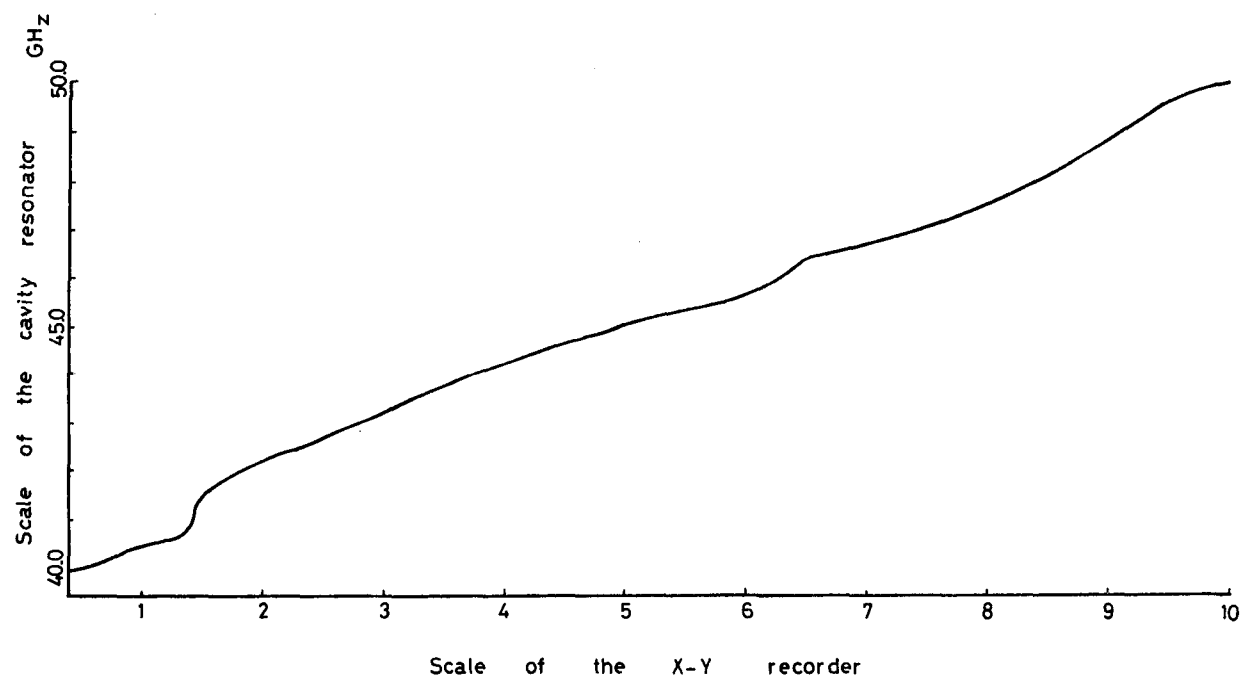


図3.10 補正曲線

線の途中に見られる鋭敏なピークが空洞共振器の共振によるものである。空洞共振器の共振周波数はこの図におけるX軸即ちXYレコーダの周波数目盛に対して単調増加であるが直線的ではない。空洞共振器の共振周波数を用いてXYレコーダのX軸の校正を行なうと図3.10に示す補正曲線を得る。この結果、41 GHz付近と46 GHz付近で特に帰引特性が非直線になり、XYレコーダの周波数目盛が等間隔目盛にならない。

3.3.3 フラック反射

周期構造を装荷したテフロンスラブ(試料A)に40~50 GHzのミリ波を入射し、試料からの反射波を方向性結合器で検出して周波数の関数としてXYレコーダ上に描くと図3.11に示す実線のようにになる。39.9~50.0 GHzの帯域にいくつかのピークがあり、特に45.5 GHzに大きなピークがある。後述べるようにこの周波数では入射波の約30%の電力が周期構造によって反射される。次に、周期構造なしの平板スラブ(試料B)からのミリ波の反射を、試料Aの場合と同様に測定すると図3.11の一点鎖線のようにになる。この場合は同じ帯域で緩やかに波打っているだけで、大きなピークがない。更に、同じ実験装置で試料を置かずに電磁ホーンを自由空間へ向けて反射波を測定すると、同図の破線のようにになる。この反射特性は、電磁ホーンと方向性結合器並びにこれらの接続に用いているフランジからの多重反射によるものである。

- i) 図3.11の一点鎖線と破線はほとんど同じ傾向で、周波数の変化とともに2 GHz程度の周期で緩やかに変化している。従ってこの場合の反射は主に電磁ホーン、方向性結合器、フランジ等によるものであり、試料Bからの反射はほとんどない。
- ii) 図3.11の実線は周波数とともに急激に変化しており、特に45.5 GHz付近に大きなピークがある。同図の一点鎖線と鎖線にはこのようなピークが見られない。従って、実線の45.5 GHz付近の反射波のピークは周期構造によるものである。

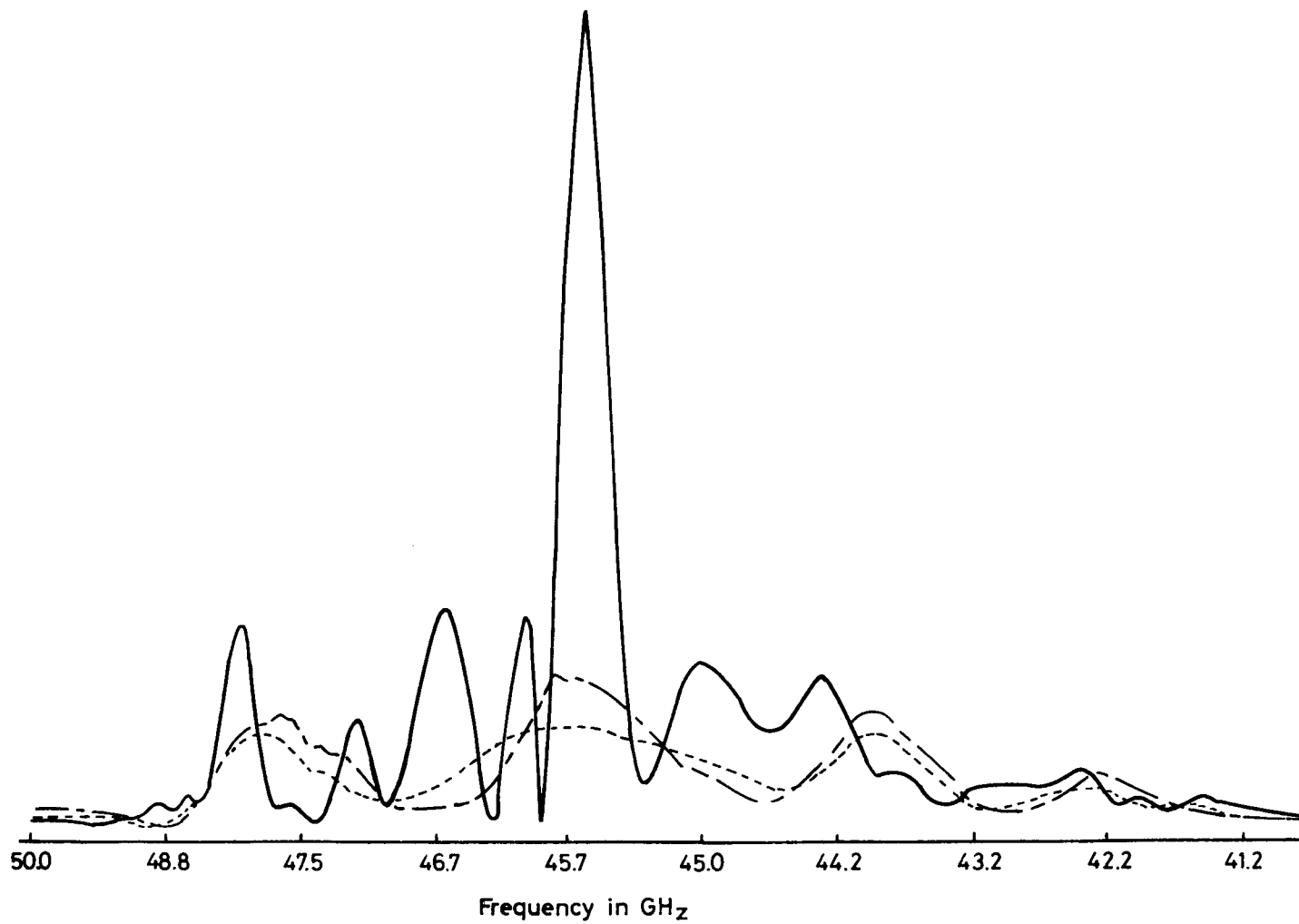


図 3.11 ブラック反射

3.3.4 フィルタ特性

前節で述べたように、テフロンスラブに装荷した周期構造によって45.5 GHz付近に鋭い反射が生じる。ここでは、この45.5 GHz付近の反射を反射形フィルタに応用した場合のフィルタ特性を詳しく測定する。図3.8 に示した実験装置の方向性結合器に接続してある検波ダイオードと無反射終端を変換することによ

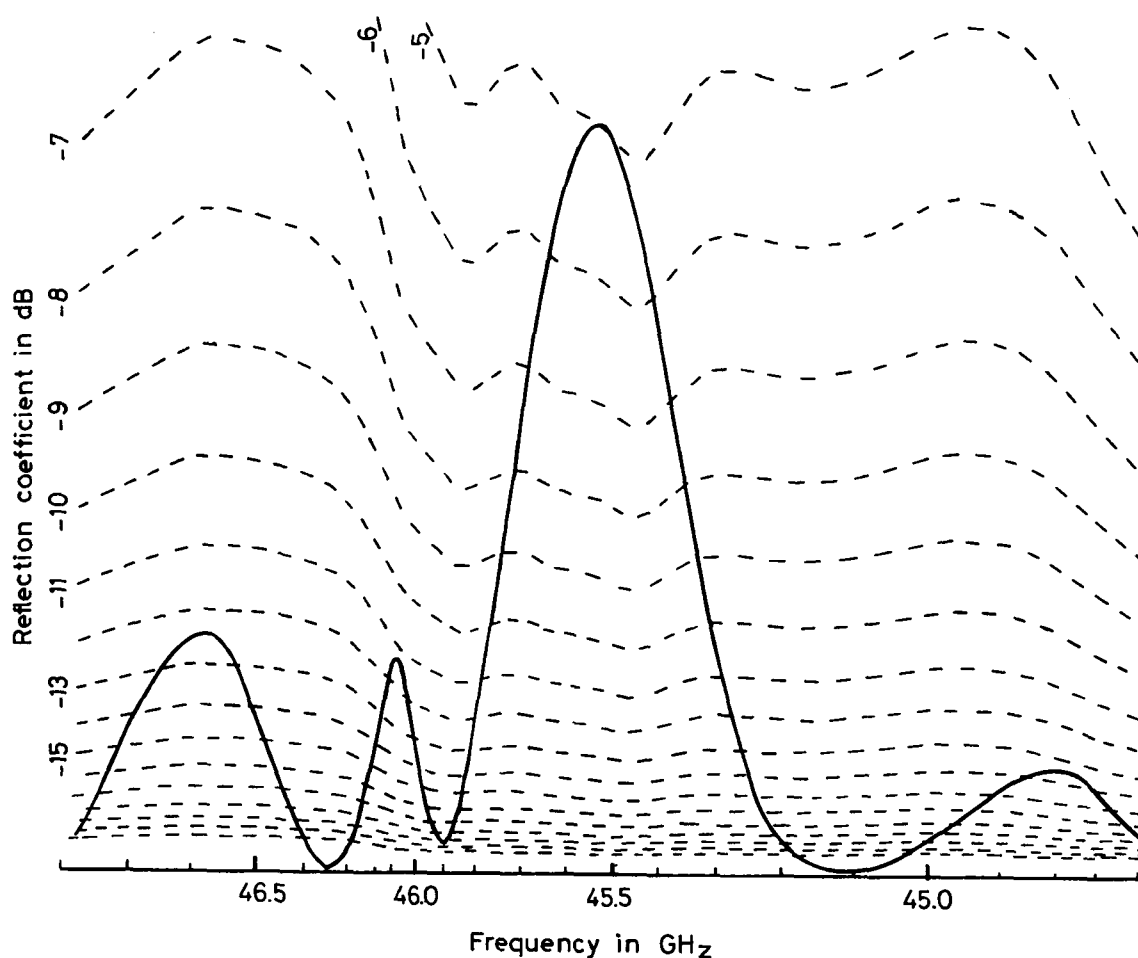


図3.12 フィルタ特性

て、テフロンスラフ[®]に入射するミリ波の振幅を測定し、44.6～46.8 GHzの帯域で可変減衰器の減衰量をパラメータとしてXYレコーダ上に描くと図3.12の破線で示す曲線群になる。次に、検波ダイオードと無反射終端を図3.8の状態に戻し、可変減衰器の目盛を0 dBにして試料Aからの反射波を測定すると、同図の実線のようになる。この曲線は図3.11に示したブラッグ[®]反射のピーク付近を周波数方向に拡大したものである。反射波の最大値は45.5 GHzで約-5 dB、反射電力の半値幅は370 MHzである。

3.3.5 理論値との比較検討

誘電体スラフ[®]線路の有限区間に正弦波状の周期構造を装荷した2次元モデル(図3.6)を用いて理論的に計算したフィルタ特性(図3.7)と、2×20×200 mmのテフロンスラフ[®]に60本の矩形溝を周期的に装荷した試料を用いて実験的に測定したフィルタ特性(図3.12)とを比較すると、中心周波数が理論値45.1 GHzに対し実験値45.5 GHzであり約0.9%の差である。リターン損(反射係数の最大値)は理論値-5.1 dB、実験値-5.0 dBでほぼ一致している。更に、反射電力の半値幅は理論値380 MHz、実験値370 MHzで約2.7%の差である。

実験に用いたテフロンスラフ[®]と理論に用いた誘電体スラフ[®]モデルとでは次の2点で異なっている。第一に、実験試料は2×20×200 mmの3次元スラフ[®]であるのに対し、理論モデルは簡単のため2次元構造を採用していること。第二に、周期構造の形状が実験では矩形であるのに対し、理論モデルでは正弦波状である。

図3.1に示した理論モデルを伝搬するTM波の非摂動特性方程式は式3.31で与えられ、図3.3に示したように例えば $Kh = 2.0$ のときのブラッグ[®]周波数は $k_0h = 0.907$ であるが、実験試料は図3.13の挿入図に示すような3次元構造であるため k_0h は0.907よりやや高い値になる。このような3次元スラフ[®]を伝搬する電磁波を厳密に解析することは困難であるが、等価誘電率法¹⁵を用いて近似的に k_0h を求めると図3.13のようになる。誘電体スラフ[®]の幅 $2W$ が厚み $2h$ に比べて十分大きいときは k_0h は2次元モデルの $k_0h = 0.907$ に一致する。実験に用い

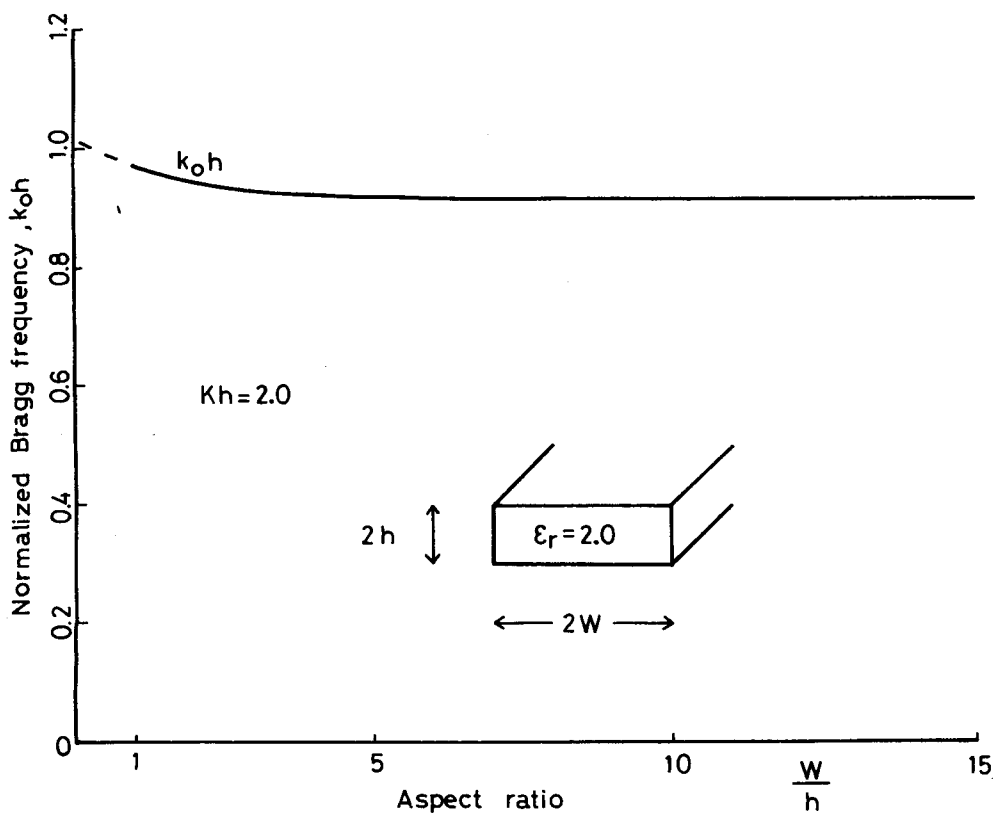


図3.13 スラブの幅による影響

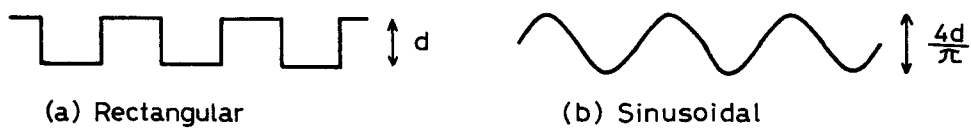


図3.14 周期構造の形状

たテフロンスラブは幅 $2W = 20\text{ mm}$ ，厚み $2h = 2\text{ mm}$ であり $W/h = 10$ となるので2次元モデルを用いても十分精度よく解析できることがわかる。

次に，周期構造の形状について考える。式3.1で仮定した周期構造は図3.14(b)のような正弦波状であるが，実験試料は同図(a)のような矩形周期構造である。周期 2π ，深さ d の矩形構造をフーリエ余弦展開すると $f(\phi) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos n\phi$ となる。そのフーリエ係数の第一項 a_1 は， $a_1 = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(\phi) \cos \phi d\phi = 4/\pi$ である。フーリエ係数の第二項以後は"ブラッグ"条件 $\beta_n = K/2$ を満足しないため基本波と第一次空間高調波の結合にはほとんど寄与しない。実験試料の溝の深さは $d = 0.25\text{ mm}$ であるので，理論解析に用いるべき正弦波状周期構造の深さは $2\eta h = 4d/\pi = 0.318\text{ mm}$ となる。本節の実験結果と比較すべく，3.2.3節ではこの値を用いて理論計算を行なった。

3.4 結 言

表面が周期的に変形した誘電体スラブ線路におけるTM波の"ブラッグ"反射について理論的・実験的に考察した。マルチプルスケール法，境界摂動法及び特異点，摂動法を組み合わせた手法により，導波モードの前進波と後退波の相互作用を支配する結合モード方程式を導出した。モード結合係数は"ブラッグ"反射を帯域阻止フィルタに応用した場合の阻止帯域幅に相当し，スラブ線路のパラメータに複雑に依存している。数値計算例として，比誘電率2.0で厚み2.0 mmの誘電体スラブに振幅0.32 mmの溝を周期3.0 mmで充填した場合のTM波の"ブラッグ"反射は中心周波数45.1 GHz，半値幅370 MHz，リターン損5.1 dBとなる。テフロンスラブ(2×20×200 mm)を加工してミリ波周期回路を試作し，40 GHz帯で"ブラッグ"反射の実験を行なった結果，中心周波数45.5 GHz，半値幅370 MHz，リターン損5.0 dBを得た。これらの測定値は摂動法による理論値とよく一致する。

第4章 周期構造を装荷した誘電体イメージ線路における漏洩波

4.1 緒言

第3章で述べたブラッグの周波数より更に高い周波数帯では導波モードと放射モードが空間高調波を介して位相整合し、波動の漏洩現象が現れる。本章では、周期構造を装荷した誘電体イメージ線路における漏洩波について考察する。回路に励振された導波モードが周期的な摂動によって散乱され、特定の放射モードへ徐々に変換することによって漏洩波が生じるという考えに基づいて、マルチプルスケール法及び境界摂動法により、導波モードから放射モードへのモード変換を定式化し、導波モードの減衰定数を導出する。また、高次のブラッグ周波数付近では前進波、後退波、放射波が同時に位相整合し、漏洩波阻止作用が現れる。この場合は、導波モードの前進波と後退波が相互作用しつつ同時にブロードサイド方向への放射モードへモード変換するものと考え、導波モードの減衰定数が繰り入れられた結合モード方程式を導出する。更に、テフロンイメージ線路を用いて40 GHz帯で第2次ブラッグ反射の実験を行ない、測定結果を摂動法による理論値と比較検討する。

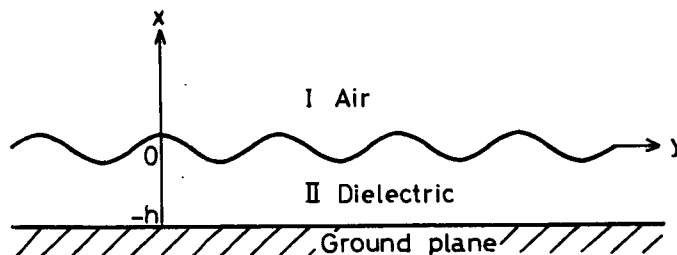


図4.1 周期構造を装荷した誘電体イメージ線路

4.2 漏洩波通過帯

4.2.1 放射モードの発生

図4.1に示すように、表面が正弦波状に変形した誘電体イメージ線路の2次元モデルを考え、 y 方向に伝搬するTMモードの電磁波を取り扱う。誘電体の表面の形を、

$$x = x_1(y) \triangleq \delta \eta h \cos Ky \quad , \quad K = 2\pi/\Lambda \quad 4.1$$

とする。ここで η , Λ はそれぞれ周期構造の振幅と周期、 δ は η が小さい量であることを示す形式的なパラメータである。TMモードを構成する電磁界成分 E_x , E_y , H_z をパラメータ δ で展開して、 δ^3 以後の項を無視すると、

$$E_x^i = E_{x0}^i + \delta E_{x1}^i + \delta^2 E_{x2}^i \quad 4.2$$

$$E_y^i = E_{y0}^i + \delta E_{y1}^i + \delta^2 E_{y2}^i \quad 4.3$$

$$H_z^i = H_0^i + \delta H_1^i + \delta^2 H_2^i \quad , \quad i = I, II \quad 4.4$$

と表す。ここで肩文字 $i = I, II$ はそれぞれ空气中、誘電体中を示し、添字の $0, 1, 2$ はそれぞれ非摂動量、一次摂動量、二次摂動量を示す。マルチプルスケール法¹³に従って変数変換 $y_0 = y$, $y_2 = \delta^2 y$ を行なうと、連鎖定理により y 方向微分演算子は、

$$\frac{\partial}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y_0} + \delta^2 \frac{\partial}{\partial y_2} \quad 4.5$$

となる。式4.2～4.5をマクスウェルの方程式に代入し、 δ^3 の項を省略して整理すると、

$$(\nabla_0^2 + k^2) H_0^I = 0 \quad , \quad (\nabla_0^2 + \epsilon_r k^2) H_0^{II} = 0 \quad 4.6$$

$$(\nabla_0^2 + k^2) H_1^I = 0 \quad , \quad (\nabla_0^2 + \epsilon_r k^2) H_1^{II} = 0 \quad 4.7$$

$$(\nabla_0^2 + k^2) H_2^I = -2 \frac{\partial^2 H_0^I}{\partial y_0 \partial y_2} \quad , \quad (\nabla_0^2 + \epsilon_r k^2) H_2^{II} = -2 \frac{\partial^2 H_0^{II}}{\partial y_0 \partial y_2} \quad 4.8$$

を得る。誘電体の表面 $x = x_1(y)$ における境界条件を、第3章の3.2.1節の手法に従って $x = 0$ のまわりでマクローリン展開し、 δ^3 の項を省略すると $x = 0$ における境界条件、

$$H_0^I = H_0^{II} \quad 4.9$$

$$H_1^I - H_1^{II} + \eta h \cos Ky \cdot \left(\frac{\partial H_0^I}{\partial x} - \frac{\partial H_0^{II}}{\partial x} \right) = 0 \quad 4.10$$

$$H_2^I - H_2^{\Pi} + \eta h \cos Ky \cdot \left(\frac{\partial H_1^I}{\partial x} - \frac{\partial H_1^{\Pi}}{\partial x} \right) + \frac{1}{2} \eta^2 h^2 \cos^2 Ky \cdot \left(\frac{\partial^2 H_0^I}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 H_0^{\Pi}}{\partial x^2} \right) = 0 \quad 4.11$$

$$\epsilon_r \frac{\partial H_0^I}{\partial x} - \frac{\partial H_0^{\Pi}}{\partial x} = 0 \quad 4.12$$

$$\epsilon_r \frac{\partial H_1^I}{\partial x} - \frac{\partial H_1^{\Pi}}{\partial x} + \eta h \cos Ky \cdot \left(\epsilon_r \frac{\partial^2 H_0^I}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 H_0^{\Pi}}{\partial x^2} \right) + \eta h K \sin Ky \cdot \left(\epsilon_r \frac{\partial H_0^I}{\partial y_0} - \frac{\partial H_0^{\Pi}}{\partial y_0} \right) = 0 \quad 4.13$$

$$\begin{aligned} \epsilon_r \frac{\partial H_2^I}{\partial x} - \frac{\partial H_2^{\Pi}}{\partial x} + \eta h \cos Ky \cdot \left(\epsilon_r \frac{\partial^2 H_1^I}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 H_1^{\Pi}}{\partial x^2} \right) + \frac{1}{2} \eta^2 h^2 \cos^2 Ky \cdot \left(\epsilon_r \frac{\partial^3 H_0^I}{\partial x^3} \right. \\ \left. - \frac{\partial^3 H_0^{\Pi}}{\partial x^3} \right) + \eta h K \sin Ky \cdot \left(\epsilon_r \frac{\partial H_1^I}{\partial y_0} - \frac{\partial H_1^{\Pi}}{\partial y_0} \right) + \eta^2 h^2 K \cos Ky \cdot \sin Ky \\ \cdot \left(\epsilon_r \frac{\partial^2 H_0^I}{\partial x \partial y_0} - \frac{\partial^2 H_0^{\Pi}}{\partial x \partial y_0} \right) = 0 \end{aligned} \quad 4.14$$

を得る。一方，誘電体の接地面 $x = -h$ における境界条件は簡単に，

$$\frac{\partial H_0^{\Pi}}{\partial x} = \frac{\partial H_1^{\Pi}}{\partial x} = \frac{\partial H_2^{\Pi}}{\partial x} = 0 \quad 4.15$$

となる。

図 4.1 の系に左端から導波モードが入射し，誘電体表面の周期的振動によって放射モードが発生するという考えに基づいて，非振動界 H_0^I, Π 及び一次振動界 H_1^I, Π としてそれぞれ導波モード及び放射モードの界，

$$H_0^I = A_0 e^{-\alpha_1 x - j\beta_0 y_0}, \quad H_0^{\Pi} = A_0 \frac{\cos \alpha_2 (x+h)}{\cos \alpha_2 h} e^{-j\beta_0 y_0} \quad 4.16$$

$$H_1^I = R_1 e^{-jk(x \cos \theta_0 + y_0 \sin \theta_0)}, \quad H_1^{\Pi} = R_2 \frac{\cos \alpha_3 (x+h)}{\cos \alpha_3 h} e^{-jk y_0 \sin \theta_0} \quad 4.17$$

を採用する。ここで $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ は第 2 章の式 2.8, 2.12 で定義した x 方向の波数である。式 4.16 を境界条件式 4.12 に代入すると非振動特性方程式，

$$\alpha_2 h - \tan^{-1} \left(\frac{\epsilon_r \alpha_1}{\alpha_2} \right) = (m-1)\pi \quad 4.18$$

を得る。この式は第 2 章の式 2.9 に一致する。次に，式 4.16, 4.17 を境界条件式 4.10, 4.13 に代入し，位相整合条件，

$$\beta_0 - K = k \sin \theta_0 \quad 4.19$$

及び式4.18を考慮すると，振幅 A_g, R_1, R_2 間の関係式，

$$R_1 - R_2 = -\frac{1}{2}\eta h(\epsilon_r - 1)\alpha_1 A_g$$

$$jk\epsilon_r \cos\theta_0 \cdot R_1 - \alpha_3 \tan\alpha_3 h \cdot R_2 = \frac{1}{2}\eta h\beta_0(\epsilon_r - 1)(\beta_0 - K)A_g$$

を得る。従って，周期的振動によるモード変換で生じる放射モードの振幅 R_1, R_2

$$\text{は，} \quad R_1 = \eta C_1 A_g \quad , \quad R_2 = \eta C_2 A_g \quad 4.20$$

$$\begin{bmatrix} C_1 \\ C_2 \end{bmatrix} = \frac{(\epsilon_r - 1)h}{2(jk\epsilon_r \cos\theta_0 - \alpha_3 \tan\alpha_3 h)} \cdot \begin{bmatrix} \alpha_1 \alpha_3 \tan\alpha_3 h + \beta_0(\beta_0 - K) \\ jk\epsilon_r \alpha_1 \cos\theta_0 + \beta_0(\beta_0 - K) \end{bmatrix}$$

となる。

4.2.2 導波モードの減衰

放射モードへのモード変換によって導波モードが減衰すると考え，二次振動界 H_2^{II} として導波モードの界，

$$H_2^{\text{I}} = \Phi_1(x) e^{-j\beta_0 y_0} \quad , \quad H_2^{\text{II}} = \Phi_2(x) e^{-j\beta_0 y_0} \quad 4.21$$

を仮定する。式4.16, 4.21を波動方程式4.8に代入すると Φ_1, Φ_2 に関する常微分方程式，

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \Phi_1(x)}{dx^2} - \alpha_1^2 \Phi_1(x) &= 2j\beta_0 \frac{\partial A_g}{\partial y_2} e^{-\alpha_1 x} \\ \frac{d^2 \Phi_2(x)}{dx^2} + \alpha_2^2 \Phi_2(x) &= 2j\beta_0 \frac{\partial A_g}{\partial y_2} \cdot \frac{\cos\alpha_2(x+h)}{\cos\alpha_2 h} \end{aligned}$$

を得る。これらを境界条件式4.15のもとで解くと，

$$\begin{aligned} \Phi_1(x) &= -\frac{j\beta_0}{\alpha_1} \cdot \frac{\partial A_g}{\partial y_2} \cdot x e^{-\alpha_1 x} + D_3 e^{-\alpha_1 x} \quad , \\ \Phi_2(x) &= \frac{j\beta_0}{\alpha_2} \cdot \frac{\partial A_g}{\partial y_2} \cdot \frac{(x+h) \sin\alpha_2(x+h)}{\cos\alpha_2 h} + D_4 \frac{\cos\alpha_2(x+h)}{\cos\alpha_2 h} \quad 4.22 \end{aligned}$$

となる。ここで D_3, D_4 は積分定数である。非振動界4.16及び振動界4.17及び4.22を境界条件式4.11, 4.14に代入することによって積分定数 D_3, D_4 を消去し式4.18～4.20を考慮すると，導波モードの振幅 A_g についての方程式，

$$j\beta_0(\epsilon_r-1)P_1 \frac{\partial A_2}{\partial y_2} + \frac{1}{2}\eta^2 h P_2 A_2 = 0 \quad 4.23$$

$$P_1 = \frac{\epsilon_r k^2}{\alpha_1 \alpha_2^2} + h \frac{(\epsilon_r+1)\beta_0^2 - \epsilon_r k^2}{\alpha_2^2}$$

$$P_2 = \epsilon_r C_1 \{ k^2 \cos \theta_0 - K(\beta_0 - K) + j k \alpha_1 \cos \theta_0 \} \\ + C_2 \{ K(\beta_0 - K) - \alpha_3^2 - \epsilon_r \alpha_1 \alpha_3 \tan \alpha_3 h \}$$

を得る。微分方程式4.23は容易に解けて、

$$A_2 = A_{20} e^{-j\beta_2 y_2} \quad 4.24$$

となる。ここで β_2 は伝搬定数の摂動量、

$$\beta_2 = \frac{\eta^2 h P_2}{2(\epsilon_r-1)\beta_0 P_1} \triangleq \beta_2' - j\beta_2'' \quad 4.25$$

である。 β_2 の実部 β_2' は β_0 からの位相定数の摂動量であり、虚部 β_2'' は減衰定数である。

4.2.3 指向性と放射効率

本節では、図4.2に示すように誘電体イメージ線路の有限区間 $0 < y < L$ に周

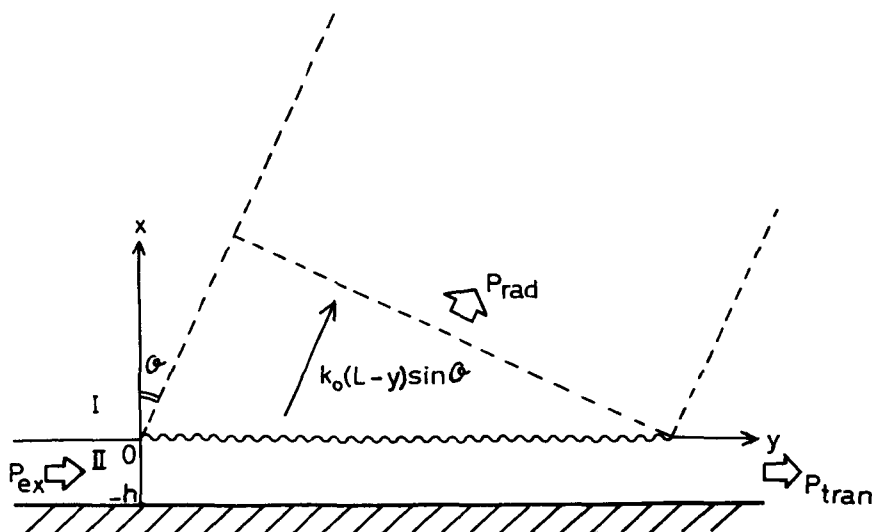


図4.2 漏れ波アンテナ

期構造を装荷したモデルを考え、これを漏洩波アンテナとして用いた場合の指向性と放射効率を求める。

イメージ線路の区間 $y < 0$ から振幅 A_{ex} の TM 波,

$$H^I = A_{ex} e^{-\alpha_1 x - j\beta_0 y}, \quad H^{\Pi} = A_{ex} \frac{\cos \alpha_2 (x+h)}{\cos \alpha_2 h} e^{-j\beta_0 y} \quad 4.26$$

を励振すると、区間 $0 < y < L$ では表面の周期構造による振動を受けて、

$$H^I = A_{ex} e^{-\alpha_1 x - j(\beta_0 + \beta_2)y}, \quad H^{\Pi} = A_{ex} \frac{\cos \alpha_2 (x+h)}{\cos \alpha_2 h} e^{-j(\beta_0 + \beta_2)y} \quad 4.27$$

となる。ここで β_2 は式 4.25 で導出した伝搬定数の振動量である。この区間での漏洩によって振幅は徐々に減衰し、区間 $y > L$ における界は、

$$H^I = A_{tran} e^{-\alpha_1 x - j\beta_0 (y-L)}, \quad H^{\Pi} = A_{tran} \frac{\cos \alpha_2 (x+h)}{\cos \alpha_2 h} e^{-j\beta_0 (y-L)} \quad 4.28$$

となる。区間 $0 < y < L$ 内の微小区間 $[y, y+dy]$ から θ 方向への微小放射量 dH は図 4.2 に示すように、

$$dH = A_{ex} e^{-j\{\beta_s y + k(L-y)\sin\theta\}} dy \quad 4.29$$

である。ここで、 β_s は振動を受けた空間高調波の伝搬定数、

$$\beta_s = \beta_0 + \beta_2 - K$$

である。式 4.29 を 0 から L まで積分し、複素共役を乗じることにより、電力指向性、

$$\begin{aligned} D(\theta) &= \int_0^L \frac{dH}{dy} dy \cdot \int_0^L \frac{dH^*}{dy} dy \\ &\propto \frac{\cosh(\beta_2'' L) - \cos(\sigma L)}{\sigma^2 + \beta_2''^2}, \quad \sigma = \text{Re}\{\beta_s\} \end{aligned} \quad 4.30$$

が求まる。特に、 $\beta_2 \approx 0$ のときは $D(\theta)$ はシンク関数、

$$D(\theta) \propto \frac{\sin^2(\sigma L/2)}{(\sigma L/2)^2}$$

で近似できる。

次に、励振電力と放射電力の関係について考える。図 4.2 の区間 $y < 0$ における励振ポインティング電力 P_{ex} は、式 4.26 より、

$$\begin{aligned}
P_{ex} &= \frac{1}{2} \int_{-h}^{\infty} \operatorname{Re} \{ (\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*) \cdot \hat{\mathbf{z}} \} dx \\
&= \frac{1}{2} \int_{-h}^0 \operatorname{Re} \{ -E_{x0}^{\text{II}} H_0^{\text{II}*} \} dx + \frac{1}{2} \int_0^{\infty} \operatorname{Re} \{ -E_{x0}^{\text{I}} H_0^{\text{I}*} \} dx \\
&= \frac{|A_{ex}|^2 (\epsilon_r - 1) \beta_0}{4 \omega \epsilon_0 \epsilon_r \alpha_1 \alpha_2^2} \left[\epsilon_r k^2 + \alpha_1 h \{ (\epsilon_r + 1) \beta_0^2 - \epsilon_r k^2 \} \right] \quad 4.31
\end{aligned}$$

である。導波モードのポインティング電力は区間 $0 < y < L$ において自由空間へ徐々に漏洩し、式4.24 に示したように指数関数的に減衰する。即ち、区間 $0 < y < L$ における導波モードの振幅及びポインティング電力をそれぞれ A 及び P と書くと、式4.24, 4.31より、

$$\frac{P}{P_{ex}} = \frac{A A^*}{A_{ex} A_{ex}^*} = e^{2\beta_2'' y} \quad 4.32$$

である。励振電力 P_{ex} のうち周期構造によって自由空間へ放射される電力を P_{rad} 放射されずに終端 $y = L$ まで導波モードとして残る電力を P_{tran} と書くと、 $P_{rad} = P_{ex} - P_{tran}$ である。一方、 P_{tran} は $y = L$ における導波モードの電力であるので式4.32より、 $P_{tran} = P_{ex} \exp(2\beta_2'' L)$ となるので、結局漏洩波アンテナの放射効率 P_{rad}/P_{ex} は、

$$\frac{P_{rad}}{P_{ex}} = \frac{P_{ex} - P_{tran}}{P_{ex}} = 1 - e^{2\beta_2'' L}$$

となる。

図4.2に示した漏洩波アンテナでは $x = -h$ の接地導体板が反射器として動作するため、全方向性アンテナに比較して既に3 dB の相対利得があるが、この利得を除外して考えると、指向性利得は、

$$G_d = \frac{\pi D(\theta)}{\int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} D(\theta) d\theta}$$

となる。従って、漏洩波アンテナの実際の電力利得 G_p は、

$$G_p = G_d \frac{P_{rad}}{P_{ex}} = \frac{\pi D(\theta)}{\int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} D(\theta) d\theta} (1 - e^{2\beta_2'' L})$$

となる。

4.3 漏洩波阻止帯

4.3.1 ブロードサイド放射

第2章の図2.2の点Q ($\beta_0 = K$) 即ち第2次のブラッグ周波数付近では導波モードの前進波, 後退波及び放射モードが同時に位相整合し, 漏洩波阻止帯を形成する。特異点摂動法¹³に従って電磁界の規格化周波数 k (自由空間波数) を第2次のブラッグ周波数 k_0 を用いて $k = k_0 + \delta^2 k_2$ と展開する。二次摂動界に関する波動方程式4.8はこの展開によって,

$$\begin{aligned} (\nabla_0^2 + k_0^2) H_2^I &= -2 \left(k_0 k_2 + \frac{\partial^2}{\partial y_0 \partial y_2} \right) H_0^I, \\ (\nabla_0^2 + \epsilon_r k_0^2) H_2^{\Pi} &= -2 \left(\epsilon_r k_0 k_2 + \frac{\partial^2}{\partial y_0 \partial y_2} \right) H_0^{\Pi} \end{aligned} \quad 4.33$$

となる。

非摂動界として導波モードの前進波と後退波の一次結合,

$$\begin{aligned} H_0^I &= \Psi(y) e^{-\alpha_1 x}, \quad H_0^{\Pi} = \Psi(y) \frac{\cos \alpha_2 (x+h)}{\cos \alpha_2 h} \\ \Psi(y) &= A^+ e^{-j\beta_0 y_0} + A^- e^{j\beta_0 y_0} \end{aligned} \quad 4.34$$

を仮定する。ここで α_1, α_2 は第2章の式2.8で定義した x 方向の波数である。

漏洩波阻止帯では $\beta_0 = K$ 即ち式4.19から $\theta_0 = 0$ となる。従って, 放射モードはほとんどブロードサイド方向へ伝搬する波動,

$$H_1^I = R_3 e^{-jk_0 x}, \quad H_1^{\Pi} = R_4 \frac{\cos \alpha_3 (x+h)}{\cos \alpha_3 h} \quad 4.35$$

となる。但し, $\alpha_3 = k_0 \sqrt{\epsilon_r}$ である。式4.34, 4.35 を境界条件式4.10, 4.13に代入し, $\beta_0 = K$ 及び式4.18を考慮すると, 放射モードの振幅 R_3, R_4 が,

$$\begin{aligned} R_3 \quad \eta C_3 (A^+ + A^-), \quad R_4 \quad \eta C_4 (A^+ + A^-) \\ \begin{bmatrix} C_3 \\ C_4 \end{bmatrix} = \frac{\eta h}{2Q_1} (\epsilon_r - 1) \begin{bmatrix} \alpha_1 \alpha_3 \tan \alpha_3 h \\ j k_0 \epsilon_r \alpha_1 \end{bmatrix} \end{aligned} \quad 4.36$$

と求まる。ここで $Q_1 = jk_0 \epsilon_r - \alpha_3 \tan \alpha_3 h$ である。

4.3.2 結合モード方程式

二次摂動界として導波モードの前進波と後退波の一次結合，

$$\begin{bmatrix} H_z^I \\ H_z^{\Pi} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} f_+(x) & f_-(x) \\ g_+(x) & g_-(x) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} e^{-j\beta_0 y_0} \\ e^{+j\beta_0 y_0} \end{bmatrix} \quad 4.37$$

を仮定する。式4.34, 4.37 を波動方程式4.33 に代入すると $f_{\pm}(x)$, $g_{\pm}(x)$ に関する常微分方程式，

$$\left(\frac{d^2}{dx^2} - \alpha_1^2 \right) f_{\pm}(x) = -2 \left(k_0 k_2 \mp j\beta_0 \frac{\partial}{\partial y_2} \right) A^{\pm} e^{-\alpha_1 x} \quad 4.38$$

$$\left(\frac{d^2}{dx^2} + \alpha_2^2 \right) g_{\pm}(x) = -2 \left(\epsilon_r k_0 k_2 \mp j\beta_0 \frac{\partial}{\partial y_2} \right) A^{\pm} \frac{\cos \alpha_2 (x+h)}{\cos \alpha_2 h} \quad 4.39$$

を得る。これらを境界条件式4.15のもとで解くと，

$$f_{\pm}(x) = \left\{ \frac{x}{\alpha_1} (k_0 k_2 \mp j\beta_0 \frac{\partial}{\partial y_2}) A^{\pm} + D_5^{\pm} \right\} e^{-\alpha_1 x} \quad 4.40$$

$$g_{\pm}(x) = -\frac{1}{\alpha_2} (\epsilon_r k_0 k_2 \mp j\beta_0 \frac{\partial}{\partial y_2}) A^{\pm} \frac{(x+h) \sin \alpha_2 (x+h)}{\cos \alpha_2 (x+h)} + D_6^{\pm} \frac{\cos \alpha_2 (x+h)}{\cos \alpha_2 h} \quad 4.41$$

となる。ここで $D_5^{\pm}$, $D_6^{\pm}$ は積分定数である。式4.34~4.37, 4.40, 4.41 を境界条件式4.11, 4.14 に代入して積分定数 $D_5^{\pm}$, $D_6^{\pm}$ を消去し，式4.18及び“ブラッグ”条件 $\beta_0 = K$ を考慮すると，漏洩波阻止帯における結合モード方程式，

$$k_2 A^+ - jV_g \frac{\partial A^+}{\partial y_2} = \eta^2 C_c (A^+ + A^-) \quad 4.42$$

$$k_2 A^- + jV_g \frac{\partial A^-}{\partial y_2} = \eta^2 C_c (A^+ - A^-) \quad 4.43$$

を得る。ここで V_g は式3.32 に示した規格化群速度であり，結合係数 C_c は，

$$C_c = - \frac{h^2 \alpha_1^2 \alpha_2^2 \{ k_0 + j(\epsilon_r - 1) \alpha_1 \alpha_3 \tan \alpha_3 h / Q_1 \}}{4(\beta_0^2 + \alpha_1 h Q_2)},$$

$$Q_1 = jk_0 \epsilon_r - \alpha_3 \tan \alpha_3 h, \quad Q_2 = (\epsilon_r + 1) \beta_0^2 - \epsilon_r k_0^2 \quad 4.44$$

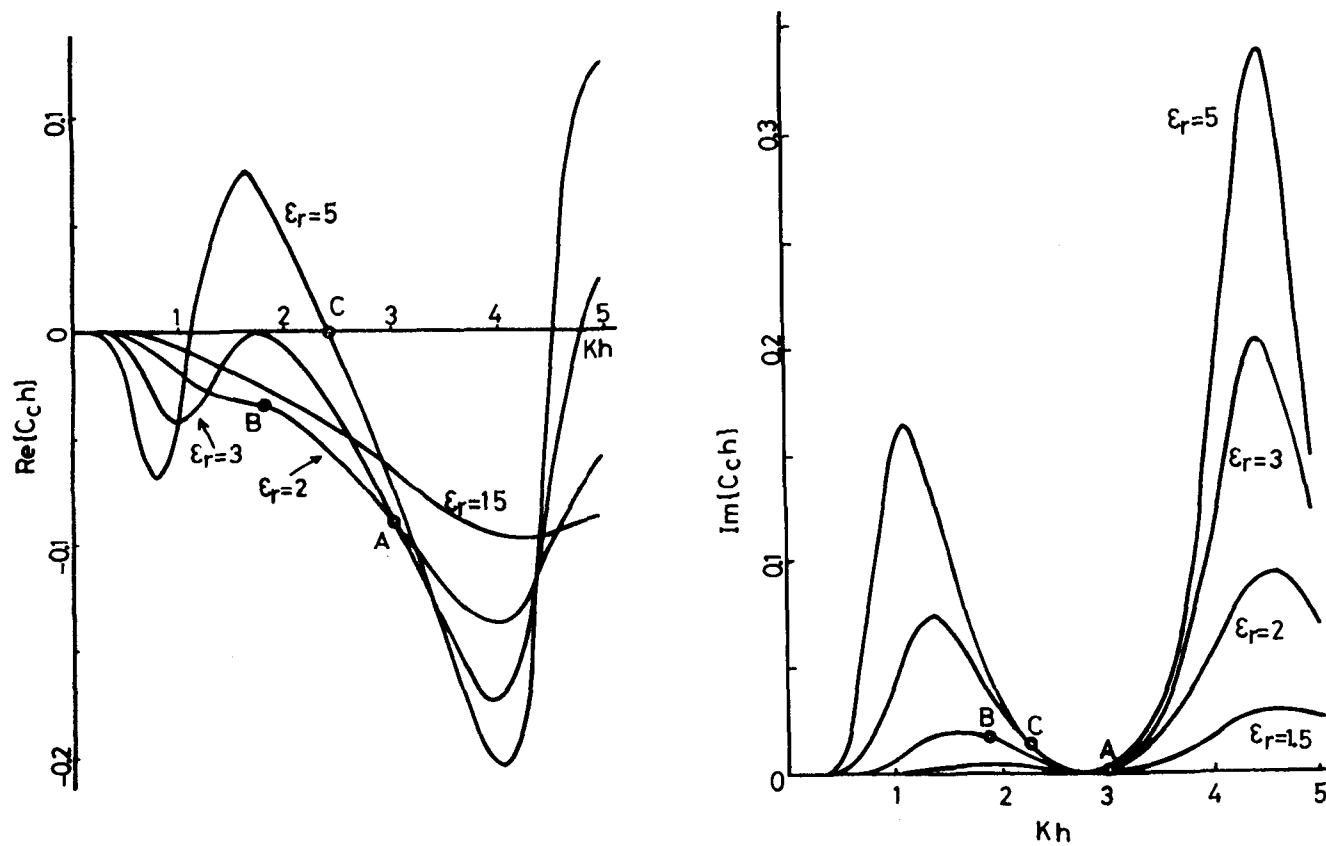
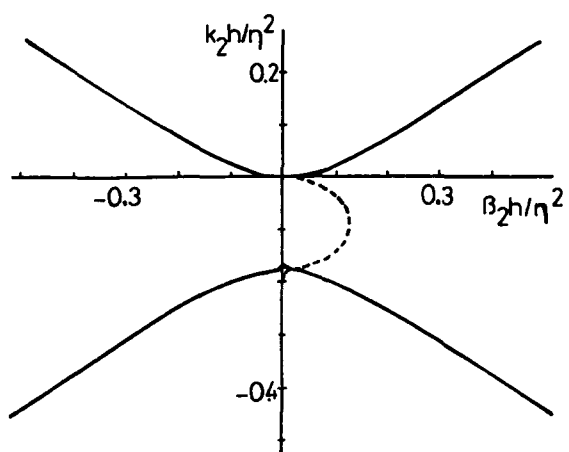
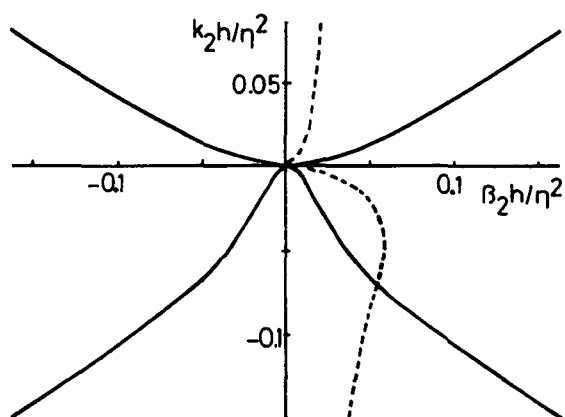


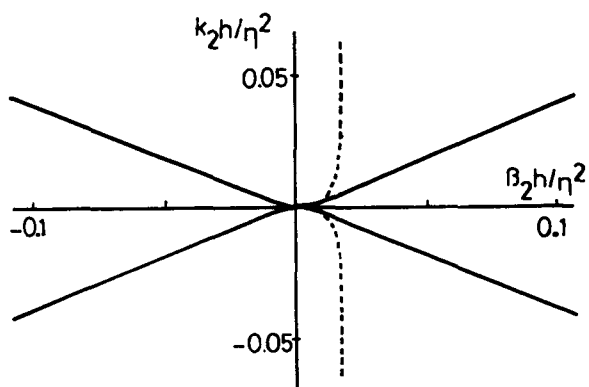
図4.3 漏洩波阻止帯におけるモード結合係数



(a) $\epsilon_r=2.0$
 $Kh=3.0$
 (at point A)



(b) $\epsilon_r=2.0$
 $Kh=1.89$
 (at point B)



(c) $\epsilon_r=5.0$
 $Kh=2.4$
 (at point C)

図4.4 漏洩波阻止帯におけるブリルアン曲線

である。 $A^\pm = A_0^\pm \exp(-j\beta_2 y_2)$ において結合モード方程式 4.42~4.43 の固有値 β_2 を求めると、

$$\beta_2 = \pm \sqrt{k_2(k_2 - 2\eta^2 C_c)} / V_g \quad 4.45$$

となる。

結合モード方程式 4.42, 4.43 を用いて、前進波と後退波の電力の差の y 方向変化を計算すると、

$$\frac{\partial}{\partial y_2} \{ |A^+|^2 - |A^-|^2 \} = -\frac{2}{V_g} \eta^2 \Im\{C_c\} |A^+ + A^-|^2 \quad 4.46$$

となる。従って、結合係数 C_c が実数でない限りエネルギー保存則が成立しない。即ち、波動のエネルギーがイメージ線路から自由空間中へ漏洩することを意味している。

式 4.44 から 結合係数 C_c を数値計算し、 $Kh (= 2\pi h / \lambda)$ の関数として図示すると、図 4.3 のようになる。結合係数 C_c は実部虚部ともパラメータ ϵ_r や Kh によって大幅に変化する。同図中に示した 3 点 A, B, C はそれぞれ、

点 A: 結合係数がほぼ実数 $\Im\{C_c\} \approx 0$

点 B: 結合係数が複素数 $\Re\{C_c\} \neq 0$, $\Im\{C_c\} \neq 0$

点 C: 結合係数がほぼ純虚数 $\Re\{C_c\} \approx 0$

となる場合である。このような 3 つの場合について式 4.45 より固有値 β_2 を数値計算して漏洩波阻止帯におけるブリルアン曲線を描くとそれぞれ図 4.4 の (a)(b)(c) のようになる。同図で実線は β_2 の実部、破線は虚部を示す。結合係数がほぼ実数の場合は阻止帯域内で導波モードの減衰（阻止作用）が現れており、これは第 3 章で述べた一次のブラック結合のブリルアン曲線（図 3.2）に類似している。結合係数が複素数の場合は通過帯でも減衰（ β_2 の虚部）がある。これは、導波モードから放射モードへのモード変換によって阻止作用と同時に漏洩現象が生じていることを意味する。更に、結合係数がほぼ純虚数の場合は阻止作用がほとんどなくなり、漏洩による減衰が支配的となる。

4.3.3 反射係数と放射効率

図4.2に示したような有限長 L の周期構造を装荷したイメージ線路に左方から $+y$ 方向にTM波を励振した場合の $-y$ 方向への反射係数、 $+x$ 方向（ブロードサイド方向）への放射効率及び $+y$ 方向への透過係数を求める。

区間 $0 < y < L$ における界を式3.45と同様に，

$$\psi(y) = A_o^+ e^{-j\beta_o y} + A_o^- e^{+j\beta_o y} \quad 4.47$$

とおく。前進波，後退波の振幅 A_o^+ ， A_o^- は周期構造による摂動を受け，

$$\begin{bmatrix} A_o^+ \\ A_o^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_o^{++} & A_o^{+-} \\ A_o^{-+} & A_o^{--} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \exp(-j\beta_2 y_2) \\ \exp(+j\beta_2 y_2) \end{bmatrix} \quad 4.48$$

となる。これを結合モード方程式4.42, 4.43に代入して，

$$\frac{A^{++}}{A^{-+}} = \frac{A^{+-}}{A^{--}} = \frac{k_2 + \beta_2 V_g}{k_2 - \beta_2 V_g} \quad 4.49$$

なる関係を得る。イメージ線路の右端は整合負荷で終端されていると仮定すると

$$A^-|_{y=L} = 0 \quad 4.50$$

である。式4.48~4.50より，反射係数 Γ 及び透過係数 T はそれぞれ，

$$\Gamma = \frac{A^-|_{y=0}}{A^+|_{y=0}} = \eta^2 C_c \sin(\beta_2 L) / Q_3 \quad 4.51$$

$$T = \frac{A^+|_{y=L}}{A^+|_{y=0}} = -j\beta_2 V_g / Q_3$$

$$Q_3 = (k_2 - \eta^2 C_c) \sin \beta_2 L - j\beta_2 V_g \cos \beta_2 L \quad 4.52$$

となる。ブロードサイド方向への放射効率 $P_{\text{rad}} / P_{\text{ex}}$ は放射波の振幅式4.36より，

$$\frac{P_{\text{rad}}}{P_{\text{ex}}} = \frac{\int_0^L \text{Re}\{E_y H_z^*\} dy|_{x=0}}{\int_{-h}^{\infty} \text{Re}\{-E_x H_z^*\} dx|_{y=0}}$$

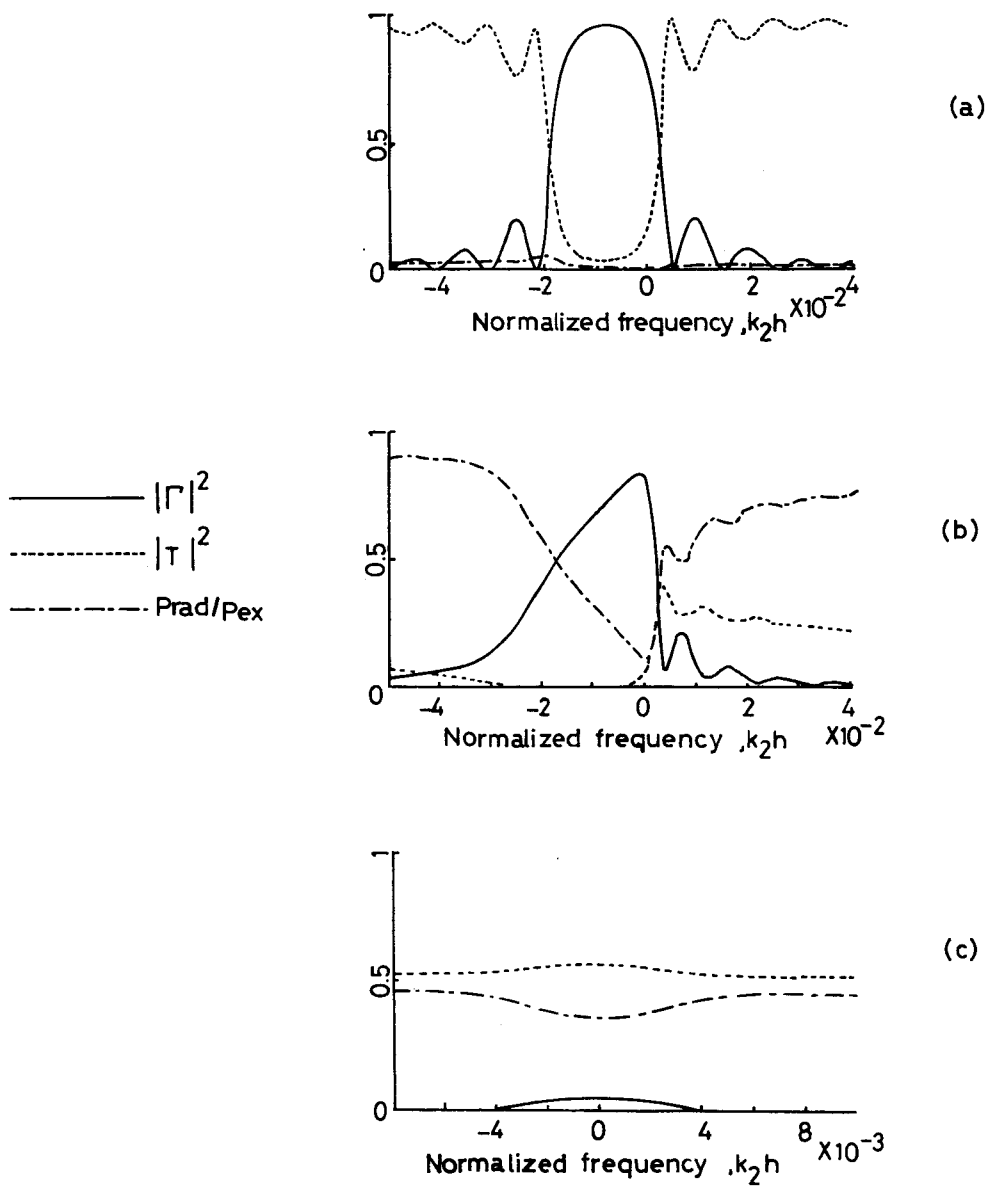


図4.5 漏洩波阻止帯における反射係数，透過係数及び放射効率

$$= \frac{-k_0 h^2 \epsilon_r (\epsilon_r - 1) \alpha_1^3 \alpha_2^2 \tan^2 \alpha_3 h \cdot (k_2 - V_g \beta_2)(k_2 - V_g \beta_2^*)}{4 \beta_0 \{ \operatorname{Im} \{ \beta_2 \} \} (\epsilon_r + \tan^2 \alpha_3 h) \eta^2 C_c C_c^* (\epsilon_r k_0^2 + \alpha_1 h Q_2)} \quad 4.53$$

となる。図4.4に示した3つの場合について電力反射係数 $|r|^2$ 、電力透過係数 $|T|^2$ 及び放射効率 $P_{\text{rad}}/P_{\text{ex}}$ を計算すると図4.5(a)(b)(c)のようになる。同図で実線、破線及び一点鎖線がそれぞれ反射、透過係数及び放射効率を示す。結合係数がほぼ実数の場合(a)は第3章の図3.7に示した1次“ブラッグ”反射の特性と類似であり、放射効率は全帯域で5%以下となる。結合係数が複素数の場合(b)は周波数について非対称な特性であり、中心周波数付近で反射が大きく、中心周波数から離れると励振電力の80%以上が放射する。結合係数が純虚数の場合(c)は平坦な周波数特性であり、特に反射電力は中心周波数でも約5% ($V.S.W.R. \approx 1.5$)、離れるとほとんど反射しない。

即ち、図4.2に示した構造を2次“ブラッグ”反射器として用いるときは図4.3の点Aの値にパラメータ(イメージ線路の厚み、誘電率、周期)を選べば放射損が5%以下となる。一方、“ブロードサイド”放射の漏洩波アンテナとして用いるときは同図の点Cの値に選ぶとV.S.W.R.を1.5以下に抑えることができる。更に、同図の点Bに選ぶと、“ブラッグ”反射と漏洩現象を組み合わせた新しい機能素子⁴への応用が可能である。

4.4 ミリ波帯での実験

4.4.1 実験原理

第3章で述べた実験装置を用いて2次の“ブラッグ”反射の実験を行なう。テフロンスラブ($2 \times 20 \times 320 \text{ mm}$, $\epsilon_r = 2.0$)の片面を銅基板で接地しイメージ線路を構成する。このイメージ線路の表面に深さ1mmの溝を周期5mmで61本彫ったものを試料とする。1次の“ブラッグ”反射の場合と同様に、電磁ホーンから試料にTM最低次モードを励振する。試料に入射した電磁波は周期構造によって散乱し、一部反射して電磁ホーンへ戻り、一部自由空間へ放射し、残りが試料の終端まで透過する。本実験では入射波と反射波の振幅を測定し、その比から反射係

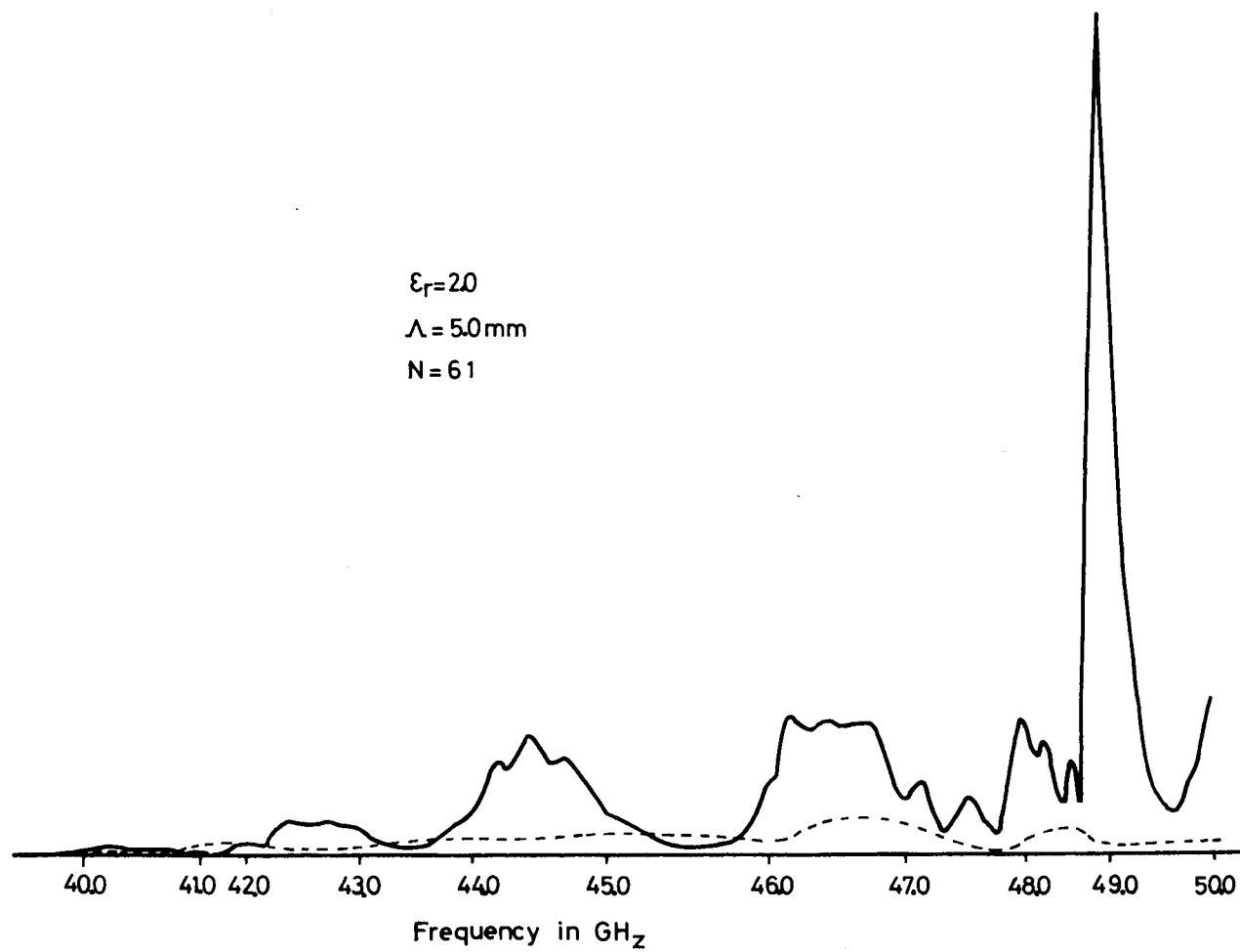


図4.6 第2次ブラッグ反射

数を求める。実験を行なう前に測定系の振幅特性，周波数特性を校正する必要があるが，これについては第3章の3.3.2節で既に詳しく述べてあるのでここでは省略する。

4.4.2 第2次ブラッグ反射

周期的な溝を装荷したテフロンイメージ線路に40～50GHzのミリ波を入射すると反射波が生じる。この反射波を方向性結合器で検出してXYレコーダ上に周波数の関数として描くと図4.6の実線のようになる。同図の破線はテフロンを置かずにホーンと銅基板だけによる反射特性である。テフロンなしの場合即ち測定系自身による反射は全帯域で非常に少ないが周期構造を装荷した試料を置くと49GHz付近に鋭い反射のピークが現れる。この周波数は第2章の図2.2の点Q即ち第2次のブラッグ周波数に対応する。

方向性結合器に接続してある無反射終端と検波器を交換することによって入射

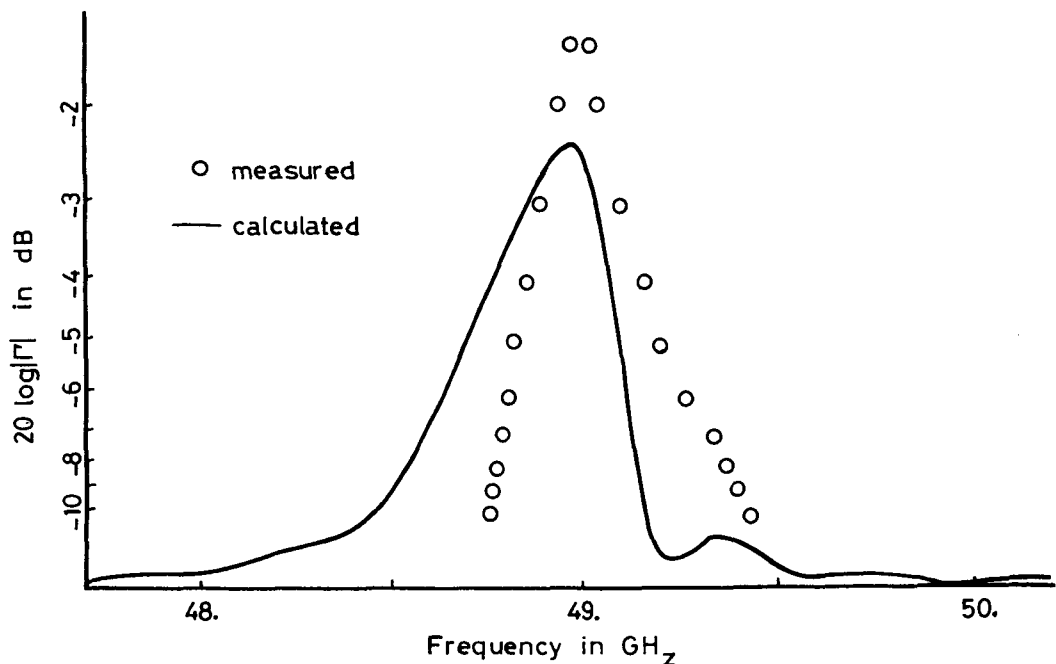


図4.7 反射係数の周波数特性

	中心周波数	反射係数の最大値	反射係数の半値幅
	GHz	-dB	MHz
実験	49.0	1.3	350
理論	49.0	2.3	430
差	0.0	1.0	80

表4.1 反射係数の実験値と理論値の比較

波の振幅を測定し，49GHz付近の各周波数で反射波と入射波の振幅比即ち反射係数を求めると図4.7の○印のようになる。同図の実線は式4.51から求まる反射係数の理論値である。

4.4.3 理論値との比較検討

正弦波状の周期構造を装荷したイメージ線路のモデル（図4.2）を用いて理論的に計算した反射係数と，矩形溝を61本装荷した $2 \times 20 \times 320$ mmのテフロンイメージ線路を用いて測定した反射係数とを比較すると表4.1のようになる。中心周波数（第2次ブラッグ周波数）はよく一致しているが，反射係数の最大値と半値幅は少し差異が見られる。実験に用いた試料と理論解析に用いたモデルとは次の2点で異なっている。第一に，実験試料は有限の寸法をもつ3次元線路であるのに対し理論モデルは簡単のため2次元構造を採用していることである。このことについては第3章で詳しく述べたように，スラフの幅が厚みの7倍以上であればほぼ2次元状であるとみなせる。本実験の場合，幅が厚みの10倍であるので問題はない。第二に，周期構造の形状が実験では矩形であるのに対し理論では正弦波状である。実験試料の周期構造の形をフーリエ級数展開し，正弦波で近

似すると，式4.1における η の値は約0.42となる。理論解析では 次振動項まで考慮しているにもかかわらず実験結果と少し差異が出たのはこの42%という比較的大きな振動によるものであると考える。

4.5 結 言

周期構造を装荷した誘電体イメージ線路における漏洩波について考察した。漏洩波は導波モードから放射モードへのモード変換によって生じるという考えに基づいて，振動論的に導波モードの減衰定数を導出し，漏洩波の指向性，放射効率等を定式化した。特に，高次のブラッグ周波数付近では前進波，後退波，放射波の3モードが同時に結合する。この場合は漏洩現象と阻止作用が共存していると考え，導波モードの減衰定数を操り込んだ結合モード方程式を導出した。その結果，漏洩波阻止帯ではモード結合係数が周期回路のパラメータに複雑に依存して実数，純虚数，複素数となり，その実部と虚部の割合によって漏洩現象と阻止作用の共存割合が決定されることが明らかとなった。更に，テフロンイメージ線路で周期回路を試作し，40GHz帯で第2次ブラッグ反射の実験を行なった結果，42%という比較的大きな振動にもかかわらず，測定された反射係数は少しの誤差で理論値と一致した。

第5章 周期構造を装荷したフェライトイメージ線路における漏洩波

5.1 緒言

YIG (イットリウム鉄ガーネット) 等のフェライト媒質は直流磁界を印加することによって高周波透磁率が変化する。本章ではフェライトを用いて周期回路を構成すると漏洩波の伝搬特性を直流磁界によって制御できると考え、電子走査漏洩波アンテナへの応用の観点から、周期構造を装荷したフェライトイメージ線路における漏洩波について考察する。まず、フェライト媒質中及び表面における電磁界の波動方程式と境界条件を示し、前章と同様の方法によって導波モードから放射モードへのモード変換を定式化する。次に、漏洩波の指向性と放射効率を求めて、それらの直流磁界依存性を明らかにする。更に、多結晶YIG板を用いて漏洩波アンテナを構成し、40 GHz帯でビーム走査の実験を行なう。得られた実験結果と摂動法による理論値から、ビーム走査アンテナの実現性について検討する。

5.2 摂動理論

5.2.1 波動方程式

図5.1に示すように、片面を導体で接地した厚み h 、比誘電率 ϵ_r 、飽和磁化 M_s のフェライトイメージ線路を考える。フェライトに一様な直流磁界 H_{dc} を z 方向に印加したときに、 y 方向に伝搬するTEモードの電磁波を取り扱う。電磁界の時間因子を $\exp(j\omega t)$ と仮定すると、空気領域I及びフェライト領域IIにおけるマクスウエルの方程式はそれぞれ、

$$\nabla \times \mathbf{E}^I = -j\omega\mu_0 \mathbf{H}^I, \quad \nabla \times \mathbf{H}^I = j\omega\epsilon_0 \mathbf{E}^I \quad 5.1$$

$$\nabla \times \mathbf{E}^{II} = -j\omega\mu_0 \hat{\mu} \cdot \mathbf{H}^{II}, \quad \nabla \times \mathbf{H}^{II} = j\omega\epsilon_0 \epsilon_r \mathbf{E}^{II} \quad 5.2$$

である。但し、 $\hat{\mu}$ はフェライトの比透磁率テンソル、

$$\hat{\mu} = \begin{bmatrix} \mu & j\kappa & 0 \\ -j\kappa & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad 5.3$$

$$\mu = 1 + \frac{\omega_m \omega_h}{\omega_h^2 - \omega^2}, \quad \kappa = \frac{\omega_m \omega}{\omega_h^2 - \omega^2}$$

$$\omega_h = \gamma \mu_0 H_{dc}, \quad \omega_m = \gamma \mu_0 M_s, \quad \gamma = 1.76 \times 10^{11} [\text{C/kg}]$$

である。Z方向には界は一樣であるとし、式5.1, 5.2 よりHを消去すると、ヘルムホルツの方程式、

$$(\nabla^2 + k^2) E_z^I = 0, \quad (\nabla^2 + \epsilon_r \mu_r k^2) E_z^{\text{II}} = 0 \quad 5.4$$

を得る。ここで $k = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$, μ_r はフェライトの実効透磁率、

$$\mu_r = \frac{\mu^2 - \kappa^2}{\mu} \quad 5.5$$

である。フェライトの表面の形を、

$$x = x_1(y) \triangleq \delta \eta h \cos Ky, \quad K = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad 5.6$$

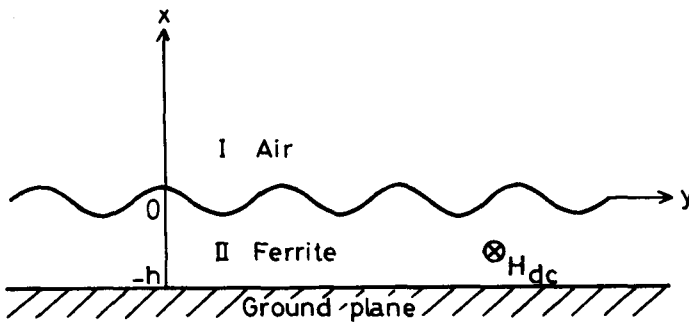


図5.1 周期構造を装荷したフェライトイメージ線路

とする。ここで η 及び Λ は周期構造の振幅及び周期， δ は η が小さい量であることを示すための形式的なパラメータである。TEモードを構成する電磁界成分(H_x, H_y, E_z)をパラメータ δ で展開して，

$$H_x^i = H_{x0}^i + \delta H_{x1}^i + \delta^2 H_{x2}^i \quad 5.7$$

$$H_y^i = H_{y0}^i + \delta H_{y1}^i + \delta^2 H_{y2}^i \quad 5.8$$

$$E_z^i = E_0^i + \delta E_1^i + \delta^2 E_2^i \quad , \quad i = I, II \quad 5.9$$

と表す。ここで添字の0,1,2はそれぞれ非摂動量，一次摂動量，二次摂動量を示す。マルチプルスケール法¹³に従って変数変換 $y_0 = y$, $y_2 = \delta^2 y$ を行なうと連鎖定理により y 方向微分演算子は，

$$\frac{\partial}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y_0} + \delta^2 \frac{\partial}{\partial y_2} \quad 5.10$$

となる。式5.9, 5.10を式5.4に代入し， δ^3 の項を省略して整理すると， E_0, E_1, E_2 に関する波動方程式，

$$(\nabla_0^2 + k^2) E_0^I = 0 \quad , \quad (\nabla_0^2 + \epsilon_r \mu_r k^2) E_0^II = 0 \quad 5.11$$

$$(\nabla_0^2 + k^2) E_1^I = 0 \quad , \quad (\nabla_0^2 + \epsilon_r \mu_r k^2) E_1^II = 0 \quad 5.12$$

$$(\nabla_0^2 + k^2) E_2^I = -2 \frac{\partial^2 E_0^I}{\partial y_0 \partial y_2} \quad , \quad (\nabla_0^2 + \epsilon_r \mu_r k^2) E_2^II = -2 \frac{\partial^2 E_0^II}{\partial y_0 \partial y_2} \quad 5.13$$

を得る。

フレライトの表面 $x = x_1(y)$ における境界条件を，第3章の3.2.1節の手法に従って $x=0$ のまわりでマクローリン展開し， δ^3 の項を省略すると $x=0$ における境界条件，

$$E_0^I = E_0^II \quad 5.14$$

$$\mu_r \frac{\partial E_0^I}{\partial x} + j \kappa_r \frac{\partial E_0^II}{\partial y_0} = \frac{\partial E_0^II}{\partial x} \quad 5.15$$

$$E_1^I - E_1^II + \eta h \cos Ky \cdot \left(\frac{\partial E_0^I}{\partial x} - \frac{\partial E_0^II}{\partial x} \right) = 0 \quad 5.16$$

$$\mu_r \frac{\partial E_1^I}{\partial x} + j\kappa_r \frac{\partial E_1^I}{\partial y_0} - \frac{\partial E_1^I}{\partial x} + \eta h K \sin Ky \cdot \left(\mu_r \frac{\partial E_0^I}{\partial y_0} - \frac{\partial E_0^I}{\partial y_0} - j\kappa_r \frac{\partial E_0^I}{\partial x} \right) \\ + \eta h \cos Ky \cdot \left(-\frac{\partial^2 E_0^I}{\partial x^2} + j\kappa_r \frac{\partial^2 E_0^I}{\partial x \partial y_0} - \frac{\partial^2 E_0^I}{\partial x^2} \right) = 0 \quad 5.17$$

$$E_2^I - E_2^I + \eta h \cos Ky \cdot \left(\frac{\partial E_1^I}{\partial x} - \frac{\partial E_1^I}{\partial x} \right) + \frac{1}{2} \eta^2 h^2 \cos^2 Ky \cdot \left(\frac{\partial^2 E_0^I}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 E_0^I}{\partial x^2} \right) = 0 \quad 5.18$$

$$\mu_r \frac{\partial E_2^I}{\partial x} + j\kappa_r \left(\frac{\partial E_0^I}{\partial y_2} + \frac{\partial E_2^I}{\partial y_0} \right) - \frac{\partial E_2^I}{\partial x} \\ + \eta h \cos Ky \cdot \left(\mu_r \frac{\partial^2 E_1^I}{\partial x^2} + j\kappa_r \frac{\partial^2 E_1^I}{\partial x \partial y_0} - \frac{\partial^2 E_1^I}{\partial x^2} \right) \\ + \eta h K \sin Ky \cdot \left(\mu_r \frac{\partial E_1^I}{\partial y_0} - \frac{\partial E_1^I}{\partial y_0} - j\kappa_r \frac{\partial E_1^I}{\partial x} \right) \\ + \eta^2 h^2 K \sin Ky \cos Ky \cdot \left(\mu_r \frac{\partial^2 E_0^I}{\partial x \partial y_0} - \frac{\partial^2 E_0^I}{\partial x \partial y_0} - j\kappa_r \frac{\partial^2 E_0^I}{\partial x^2} \right) \\ + \frac{1}{2} \eta^2 h^2 \cos^2 Ky \cdot \left(\mu_r \frac{\partial^3 E_0^I}{\partial x^3} + j\kappa_r \frac{\partial^3 E_0^I}{\partial^2 x \partial y_0} - \frac{\partial^3 E_0^I}{\partial x^3} \right) = 0 \quad 5.19$$

を得る。ここで $\kappa_r = \kappa / \mu$ である。一方、フェライトの接地面 $x = -h$ における境界条件は簡単に、

$$E_0^I = E_1^I = E_2^I = 0 \quad 5.20$$

となる。

5.2.2 ビーム走査

図5.1の系に左端から導波モードが入射し、フェライト表面の周期的振動によって放射モードが発生すると考え、非振動界 $E_0^{I,II}$ 及び一次振動界 $E_1^{I,II}$ としてそれぞれ導波モード及び放射モードの界、

$$E_0^I = A_0 e^{-\alpha_1 x - j\beta_0 y_0}, \quad E_0^{II} = A_0 \frac{\cos \alpha_2 (x+h)}{\cos \alpha_2 h} e^{-j\beta_0 y_0} \quad 5.21$$

$$E_1^I = R_1 e^{-jk(x \cos \theta_0 + y_0 \sin \theta_0)}, \quad E_1^{II} = R_2 \frac{\cos \alpha_3 (x+h)}{\cos \alpha_3 h} e^{-jk y_0 \sin \theta_0} \quad 5.22$$

を採用する。これらを波動方程式5.11, 5.12に代入すると、 x 方向の波数、

$$\alpha_1 = \sqrt{\beta_0^2 - k^2}, \quad \alpha_2 = \sqrt{\epsilon_r \mu_r k^2 - \beta_0^2}, \quad \alpha_3 = k \cdot \sqrt{\epsilon_r \mu_r - \sin^2 \theta_0} \quad 5.23$$

が求まる。ここで β_0 は導波モードの伝搬定数, θ_0 は放射角である。非摂動界 5.21 を境界条件 5.14, 5.15 に代入すると非摂動特性方程式,

$$\mu_r \alpha_1 - \kappa_r \beta_0 + \alpha_2 \cot \alpha_2 h = 0 \quad 5.24$$

を得る。次に, 一次摂動界 5.22 を境界条件式 5.16, 5.17 に代入し, 位相整合条件,

$$\beta_0 - K = k \sin \theta_0 \quad 5.25$$

及び式 5.24 を考慮すると, 振幅 A_g, R_1, R_2 間の関係式,

$$\begin{aligned} R_1 &= \eta C_1 A_g, \quad R_2 = \eta C_2 A_g \\ \begin{bmatrix} C_1 \\ C_2 \end{bmatrix} &= -\frac{1}{2} h \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ j\mu_r k \cot \theta_0 & \alpha_3 \cot \alpha_3 h - \kappa_r k \sin \theta_0 \end{bmatrix}^{-1} \\ &\quad \cdot \begin{bmatrix} (1 - \mu_r) \alpha_1 + \kappa_r \beta_0 \\ \mu_r \alpha_1^2 + \alpha_2^2 + K \beta_0 (1 - \mu_r) + \kappa_r (\beta_0 - K) (\kappa_r \beta_0 - \mu_r \alpha_1) \end{bmatrix} \end{aligned} \quad 5.26$$

を得る。即ち, 励振された導波モードは式 5.26 に従って放射モードに変換し, その放射角 θ_0 は式 5.25 によって与えられる。 β_0 は印加直流磁界 H_{dc} の関数であるため, H_{dc} によって放射角 θ_0 が走査できる。

5.2.3 指向性と放射効率

放射モードの発生によって導波モードが減衰すると考え, 二次摂動界 $E_2^{\pm}$ として導波モードの界,

$$E_2^I = \Phi_1(x) e^{-j\beta_0 y_0}, \quad E_2^{\Pi} = \Phi_2(x) e^{-j\beta_0 y_0} \quad 5.27$$

を仮定する。式 5.21, 5.27 を波動方程式 5.13 に代入すると, $\Phi_{1,2}(x)$ に関する常微分方程式,

$$\frac{d^2 \Phi_1(x)}{dx^2} - \alpha_1^2 \Phi_1(x) = 2j\beta_0 \frac{\partial A_2}{\partial y_2} e^{-\alpha_1 x} \quad 5.28$$

$$\frac{d^2 \Phi_2(x)}{dx^2} + \alpha_2^2 \Phi_2(x) = 2j\beta_0 \frac{\partial A_g}{\partial y_2} \cdot \frac{\sin \alpha_2(x+h)}{\sin \alpha_2 h} \quad 5.29$$

を得る。これらを境界条件 5.20 のもとで解くと、

$$\Phi_1(x) = -j \frac{\beta_0}{\alpha_1} \cdot \frac{\partial A_g}{\partial y_2} x e^{-\alpha_1 x} + D_7 e^{-\alpha_1 x} \quad 5.30$$

$$\Phi_2(x) = -j \frac{\beta_0}{\alpha_2} \cdot \frac{\partial A_g}{\partial y_2} (x+h) \frac{\cos \alpha_2(x+h)}{\sin \alpha_2 h} + D_8 \frac{\cos \alpha_2(x+h)}{\cos \alpha_2 h} \quad 5.31$$

となる。ここで D_7, D_8 は積分定数である。式 5.21, 5.22, 5.27~5.31 を境界条件式 5.18, 5.19 に代入することによって積分定数 D_7, D_8 を消去し、式 5.23 ~ 5.26 を考慮すると、振幅 A_g についての方程式、

$$j P_3 \frac{\partial A_g}{\partial y_2} + \frac{1}{2} \eta^2 h P_4 A_g = 0 \quad 5.32$$

$$P_3 = \frac{\beta_0}{\alpha_1} - \kappa_4 + \beta_0 \left\{ h(1 + \cot^2 \alpha_2 h) - \frac{\cot \alpha_2 h}{\alpha_2} \right\}$$

$$P_4 = \mu_r C_1 \{ k^2 - \beta_0(\beta_0 - K) + j k \alpha_1 \cos \theta_0 \} \\ + C_2 \{ K(\beta_0 - K) - \alpha_3^2 - \alpha_2 \alpha_3 \cot \alpha_2 h \cot \alpha_3 h \}$$

を得る。この微分方程式は容易に解けて、

$$A_g = A_{g0} e^{-j\beta_2 y_2} \quad 5.33$$

となる。ここで β_2 は伝搬定数の振動量、

$$\beta_2 = -\frac{\eta^2 h P_4}{2 P_3} \triangleq \beta_2' - j\beta_2''$$

である。 β_2 が求まると、第4章の4.2.3節の場合と同様に、有限長 L の周期構造を装荷したフェライトイメージ線路における漏れ波の指向性 $D(\theta)$ 及び放射効率 P_{rad}/P_{ex} は、

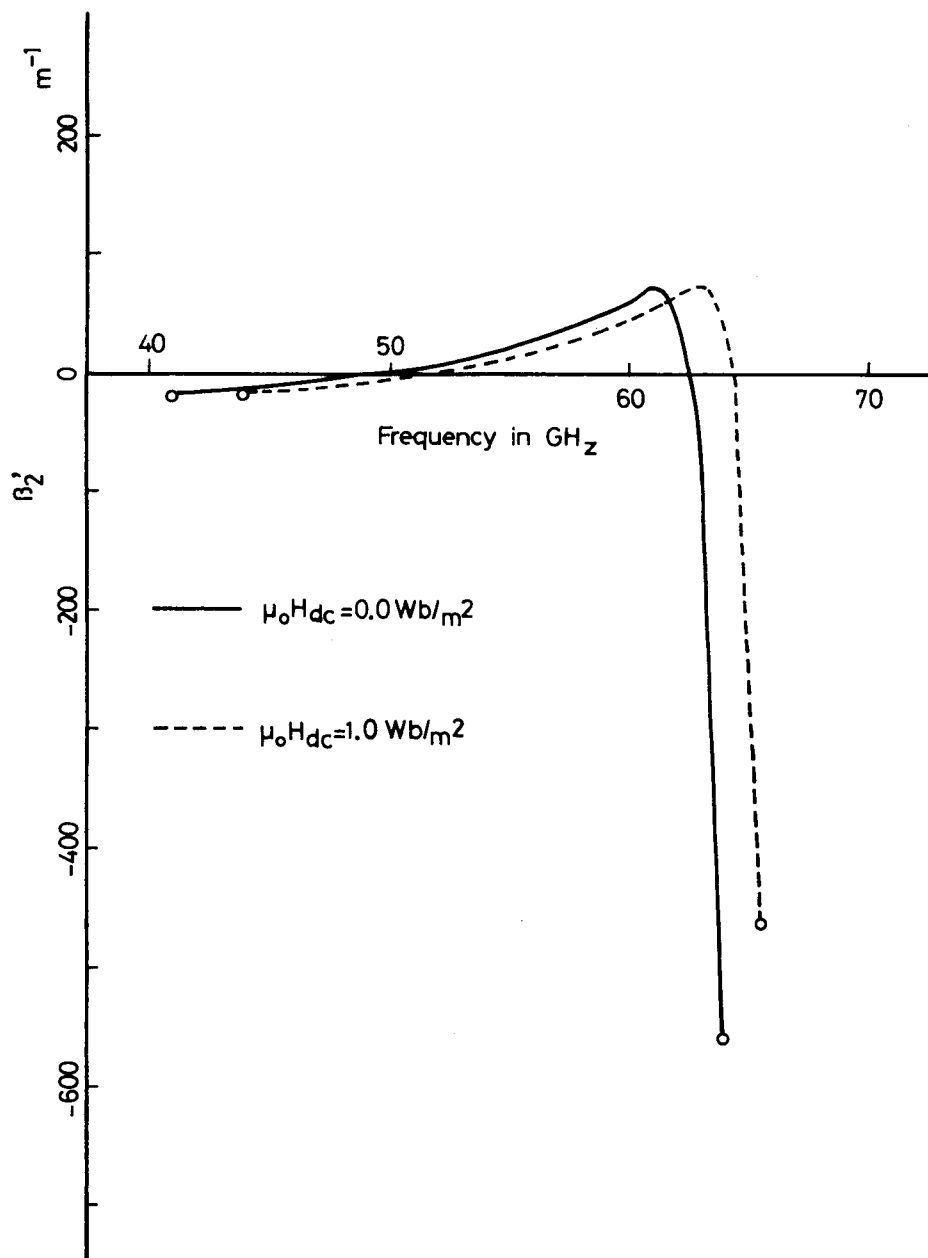


図5.2 伝搬定数の虚部 (実部)

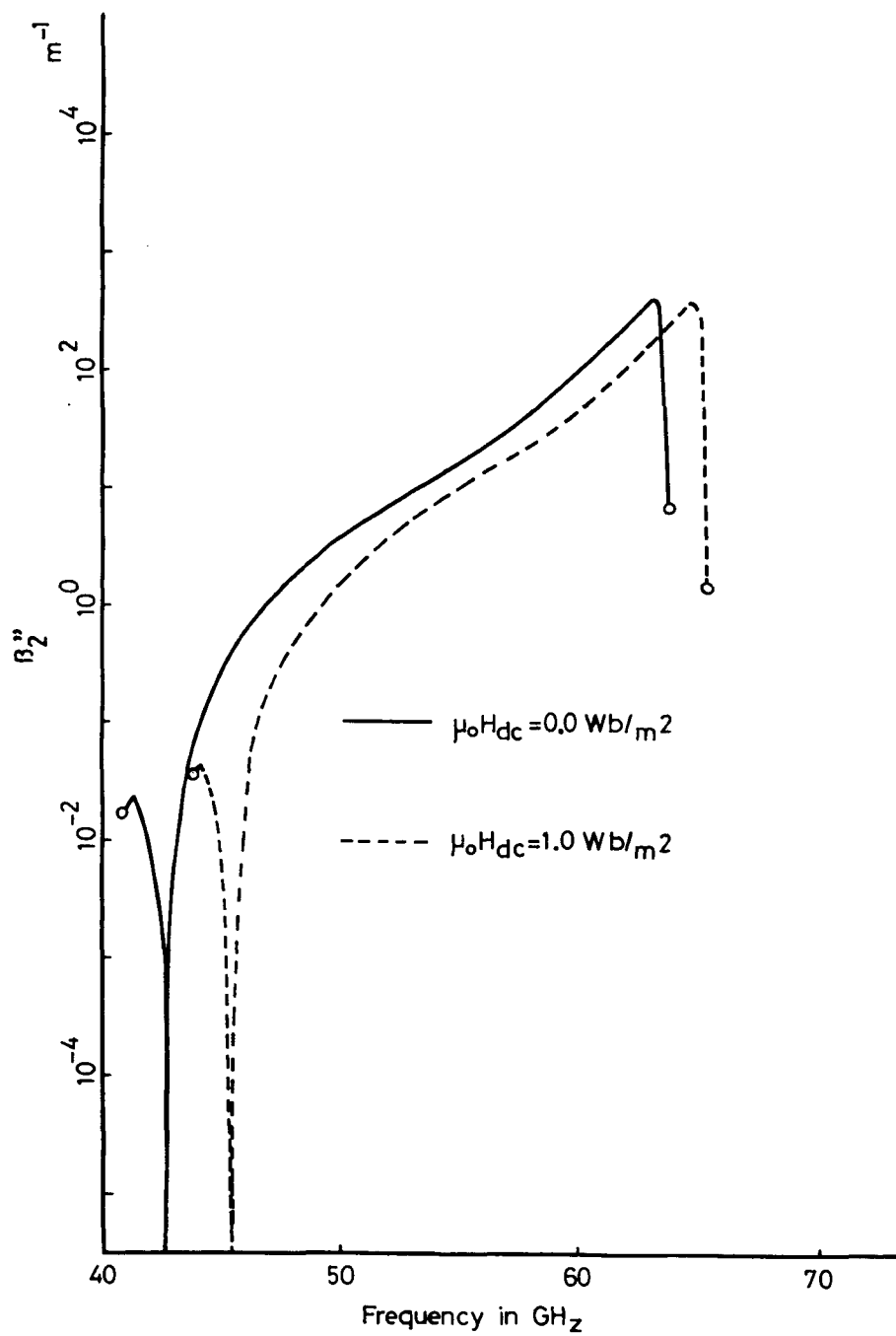


図 5.3 伝搬定数の振動量 (虚部)

$$D(\theta) \propto \frac{\cosh(\beta_2'' L) - \cos(\sigma L)}{\sigma^2 + \beta_2''^2}, \quad \sigma = \beta_0 + \beta_2' - K$$

$$\frac{P_{\text{rad}}}{P_{\text{ex}}} = 1 - e^{-2\beta_2'' L}$$

で計算できる。数値例として、後述の実験に用いる多結晶YIG板の定数（比誘電率15.6, 飽和磁化 0.1802 Wb/m^2 , 厚み 1.04 mm , 溝の深さ 0.2 mm , 溝の幅 1.0 mm , 周期 2.0 mm , 溝の数35本）を用いて β_2' , β_2'' を計算するとそれぞれ図5.2, 5.3 のようになる。同図で実線は内部直流磁界 $\mu_0 H_{dc}$ が 1 Wb/m^2 , 破線は 0 Wb/m^2 の場合の値である。

5.3 ミリ波帯での実験

5.3.1 実験原理

ビーム走査の実験装置を図5.4に示す。実験試料の多結晶YIG板は比誘電率15.6, 飽和磁化 0.1802 Wb/m^2 , 厚さ 1.04 mm , 幅 15.0 mm , 長さ 84.4 mm である。その表面に深さ 0.2 mm , 幅 1.0 mm の溝を周期 2.0 mm で35本彫る。更に端面からの不要反射を軽減するため、フランジとの結合部分をテーパ状に加エし、終端面に吸収材を塗布する。銅基板を導波管WRI-500のフランジのE面に直結し、その上に多結晶YIG板を置き、発泡スチロールでおさえ、YIGイメージ線路を構成する。電磁石の磁極間にイメージ線路を挿入しパルスモータで回転させる。約60cm離れた送信ホーンから45.1GHzのミリ波（水平偏波）を放射し、YIGイメージ線路で受信する。受信出力をクリスタルダイオードで検波し、選択増幅した後XYレコーダのY軸端子に入力する。SN比を改善するためミリ波の信号は1kHzで振幅変調する。パルスモータによってイメージ線路が回転し、回転角度に比例した電圧はXYレコーダのX軸端子に入力する。

5.3.2 ビーム走査

直流磁界が -1.0 Wb/m^2 及び -0.0 Wb/m^2 (負号は $-Z$ 方向磁化を意味する) のときの指向性パタンの測定結果を図5.5に示す。 0° から $+90^\circ$ までのビームは漏残波ではなくフランジやYIG板の端面からの散乱によるものであり、 -60° から 0° までが漏残波のビームである。 $\mu_0 H_{dc} = -0.0 \text{ Wb/m}^2$ の場合(実線)は -23° 付近に半値角 4.6° の主ビームがある。 $\mu_0 H_{dc} = -1.0 \text{ Wb/m}^2$ にすると(破線), -40° 付近まで主ビームが移動し、半値角がやや広がる。更に、破線の場合は実線に比べて主ビーム以外の放射が多く、放射効率が低い事がわかる。

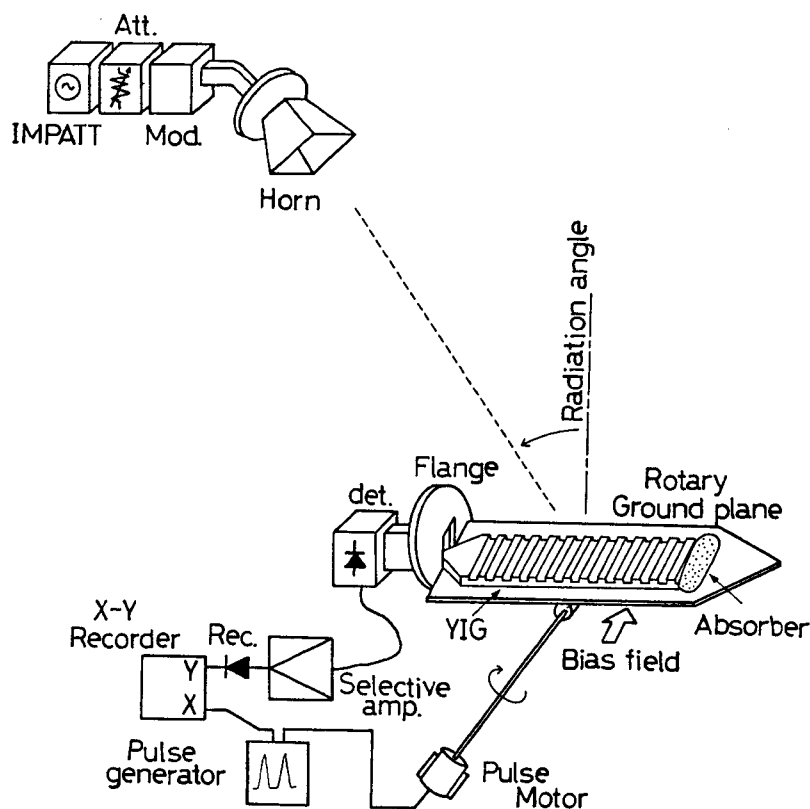


図5.4 ビーム走査の実験

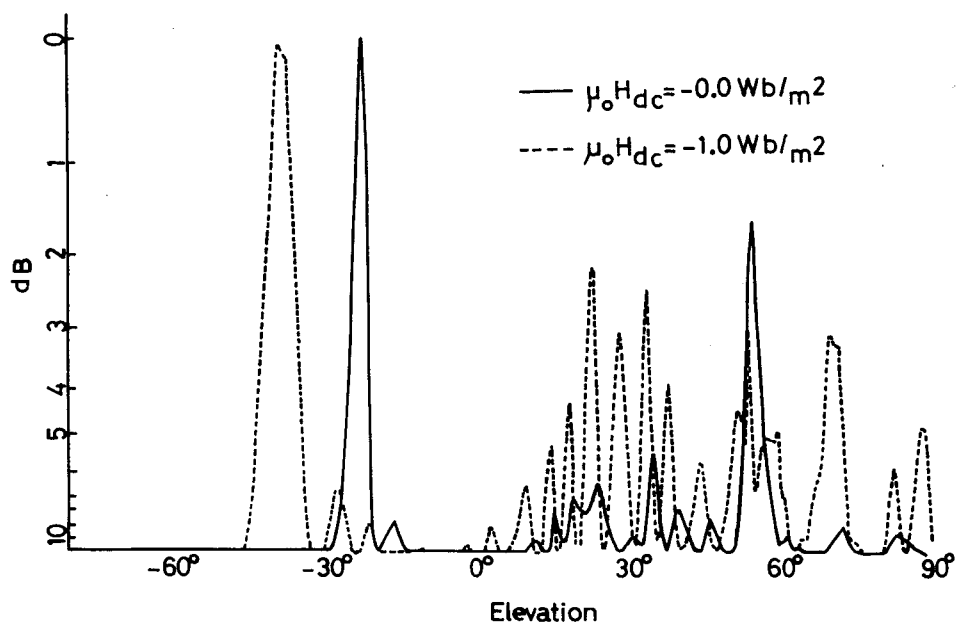


図5.5 漏洩波アンテナの指向性(実験)

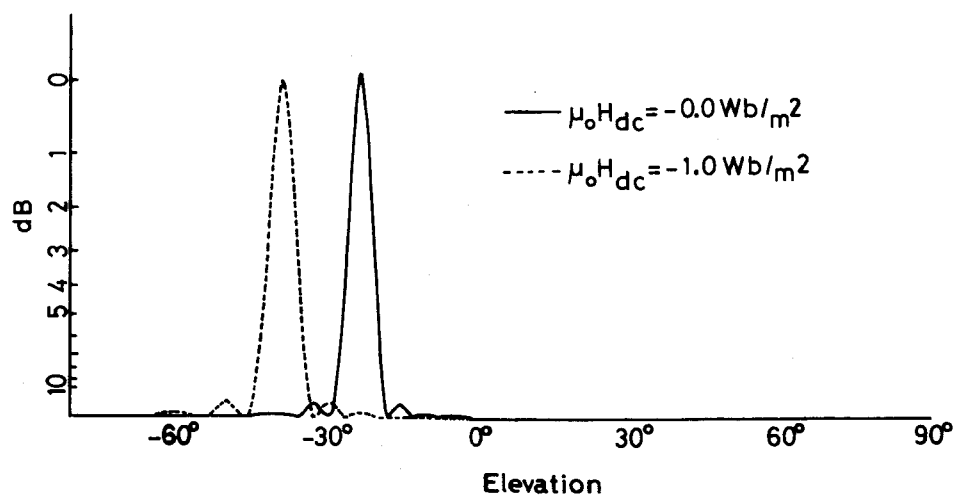


図5.6 漏洩波アンテナの指向性(理論)

5.3.3 理論値との比較検討

本実験の結果を摂動法による理論値と比較検討する。実験試料のYIG板のデータを5.2.3節の式5.35に代入して理論的に指向性を求めると図5.6のようになる。実験結果と同様に -23° 付近($\mu_0 H_{dc} = -0.0 \text{ Wb/m}^2$)及び -40° 付近($\mu_0 H_{dc} = -1.0 \text{ Wb/m}^2$)に主ビームが得られる。漏洩波以外の放射($0^\circ \sim 90^\circ$)は理論的には計算されない。直流磁界を $+1.0 \text{ Wb/m}^2$ から -1.0 Wb/m^2 まで変えて漏洩波の指向性(主ビーム角, 半値幅等)を測定し, 摂動法による理論値と比較すると表5.1のようになる。以上の結果から次の事が考察できる。

- i) 導波管とフランジによる簡単な励振方法で漏洩波による鋭い放射ビーム(半値角 $5^\circ \sim 6^\circ$)が得られる。
- ii) フェライトに印加する直流磁界を変化することにより, ビームを連続的に走査できる。例えば, 45.1 GHz において 1 Wb/m^2 の磁界変化で 17.5° のビーム走査が可能である。
- iii) 直流磁界が $+1.0 \text{ Wb/m}^2$ の場合(表5.1の*印)を除いて, 実験結果と理論値はかなりよく一致し, 誤差は主ビーム角で平均 2.0° , 半値角で

直流磁界	-1.0	-0.88	-0.52	-0.0	0.0	0.52	1.0	Wb/m^2
主ビーム角	理	-38.5	-34.5	-28.3	-23.4	-29.2	-35.8	degree
	実	-40.5	-31.0	-27.0	-23.0	-25.0	-36.0	
半値角	理	6.2	5.9	5.5	5.3	5.5	6.0	degree
	実	7.5	5.4	6.5	4.6	4.8	6.1	
ローファ	理	-13.3	-13.3	-13.3	-13.3	-13.3	-13.3	dB
	実	-6.7	-8.5	-9.0	-8.0	-6.5	-8.4	
β_2	理	-0.56	-0.69	-0.93	-1.20	-0.33	-0.14	-0.005
効率	理	0.075	0.092	0.12	0.16	0.045	0.020	0.0007

表5.1 理論値と実験値の比較

平均 0.8° である。

- iv) 直流磁界が $+1.0 \text{ Wb/m}^2$ の場合 (表 5.1 の * 印) は理論的には -55° の方向に半値角 8.5° の主ビームが得られるはずであるが、 β_2'' が 5×10^{-3} と非常に小さいため放射効率が 0.1% 以下となり、実験では主ビームが検出できない。
- v) 主ビーム角がブロードサイド ($\theta = 0^\circ$) からバックファイア ($\theta \rightarrow 90^\circ$) に近づくにつれて半値角が広くなる。これは、遠方から見たフェライトの開口面積がブロードサイドのとき最大で、ビーム角が傾くにつれて $\cos \theta$ に比例して小さくなるためである。
- vi) 直流磁界が正 (+Z 方向磁化) のときと負 (-Z 方向磁化) のときでビーム角が異なる。これはフェライトが非相反性を示すためである。また直流磁界が -0 と $+0$ とでもビーム角が異なるのはフェライトの磁化特性がヒステリシスをもつためである。
- vii) 実験で得られるサイドローレベルは理論値より平均 5 dB 程大きい。

5.4 結 言

周期構造を装荷したフェライトイメージ線路における漏洩波について摂動法により理論的に考察した。波動の漏洩現象は導波モードから放射モードへのモード変換であると考えて、漏洩波の指向性、放射効率等を求めた。その結果、フェライトに印加する直流磁界によって主ビーム角が連続的に走査できることが明らかになった。次いで、多結晶 YIG 板を用いて漏洩波アンテナを試作し、 40 GHz 帯でビーム走査の実験を行なった。 $1.04 \times 15.0 \times 84.4 \text{ mm}$ の多結晶 YIG 板の表面に深さ 0.2 mm の溝を周期 2.0 mm で 35 本装荷した場合、 45.1 GHz において 1 Wb/m^2 の直流磁界変化で主ビーム角を 17.5° 走査することが可能である。ビーム走査アンテナの実現のためには、より大きな走査角を得るべく構造を検討することが必要である。更に、ビーム走査の速度の問題や制御用電磁石の小形軽量化についても検討の余地が残されている。

第6章 結 論

本章では、本研究の成果を総括して述べる。着者は本論文においてミリ波周期回路系に関する問題を振動論的に解析するとともに、実際にミリ波周期回路の試作・実験を行ない、種々の興味ある結果を得た。

第2章では周期回路における電磁波の解析に振動法を適用するための準備段階として、非振動系即ち一様回路における電磁波の伝搬定数と界分布を求め、各モードが独立に伝搬することを示した。次に、フロッケの定理と空間高調波の概念を導入し、周期的な振動によってブラッグ反射が生じることを示した。また、ブラッグの周波数より更に高い帯域では漏洩波が発生し、特に高次のブラッグ周波数付近では前進波、後退波、放射波が同時に結合し、漏洩波阻止作用が現れることを述べた。

第3章では周期構造を装荷した誘電体スラブ線路におけるミリ波のブラッグ反射について考察した。まず、ブラッグ反射は導波モードの前進波と後退波の相互作用によるものと考え、相互作用を支配する結合モード方程式を導出した。結合モード方程式の固有値を伝搬定数の複素振動量として評価し、その虚部即ち波動の減衰定数からブラッグ反射の反射係数並びに帯域幅等を計算した。更に、テフロンスラブを用いて40GHz帯でブラッグ反射の実験を行なった。実験結果が振動法による理論値とよく一致し、この回路を40GHz帯のフィルタに応用した場合、半値幅370MHz、リターン損5.0dBの帯域阻止フィルタが実現できることを示した。

第4章では周期構造を装荷した誘電体イメージ線路における漏洩波について考察した。まず、漏洩波は導波モードから放射モードへのモード変換によって生じると考え、振動論的に導波モードの減衰定数を導出し、漏洩波の指向性、放射効率等を定式化した。次に、漏洩波阻止帯における前進波、後退波、放射波の3モードの結合を支配する結合モード方程式を導出した。その結果、漏洩波阻止帯ではモード結合係数が周期回路のパラメータに複雑に依存して実数、純虚数、複素

数となり，その実部と虚部の割合によって漏洩現象と阻止作用の共存割合が決定されることが明らかとなった。更に，テフロンイメージ線路で周期回路を試作し40GHz帯で第2次ブラッグ反射の実験を行なった結果，測定された反射係数は理論値とかなりよく一致した。

第5章ではビーム走査形漏洩波アンテナへの応用の観点から，周期構造を装荷したフェライトイメージ線路における漏洩波について考察した。第4章と同様の手法によって漏洩波の指向性，放射効率等を計算し，フェライトに印加する直流磁界によって主ビーム角が連続的に走査できることを示した。次に，多結晶YIG板を用いて漏洩波アンテナを試作し，40GHz帯でビーム走査の実験を行なった。その結果， 1 Wb/m^2 の磁界変化に対してビーム角が 17.5° 走査できることが明らかとなった。

以上，本研究で得られた諸成果が，ミリ波集積回路の開発並びに通信工学の発展に多少なりとも貢献し得るならば，著者の最も幸いとするところである。

謝 辞

本研究を行なうに際し御懇切な御指導，御激励を賜った大阪大学工学部熊谷信昭教授，並びに終始一貫して直接御指導，御教示を頂いた大阪大学工学部堤誠講師に深甚なる謝恩の意を表す。

大学院在学中，通信工学一般及び本研究に関して，御指導，御教示を頂いた大阪大学工学部滑川敏彦教授，手塚慶一教授並びに中西義郎教授に深く感謝する。

また，種々有益な御教示，御討論を頂いた大阪大学工学部松原正則助教授，倉藺貞夫助教授，森田長吉助手並びに桜井照男技官に深謝する。

特に振動法に関して御助言，御討論を頂いた大阪電気通信大学張年錫教授に深謝する。

本研究遂行にあたり熱心なる御討論，御援助を頂いた正岡義彦氏（現在三菱重工業株式会社）に深謝するとともに，実験及び数値計算に関して御協力頂いた山口隆雄（現在ソニー株式会社），石黒正典（現在電々公社），湯浅鉄二（現在川崎重工業株式会社）並びに大阪大学工学部永井健一の各氏に感謝する。

本論文作成に際し事務的な面で御協力頂いた千馬友子嬢に感謝する。

更に，日ごろ御討論頂いた里村裕博士，森下克己博士（現在大阪電気通信大学講師），下代雅啓博士（現在愛媛大学講師），河崎善一郎博士（現在名古屋大学助手）をはじめとする熊谷研究室の諸兄に厚く御礼申し上げる。

文 献

- [1] T.Itoh: "Open guiding structures for millimeter-wave integrated circuits", Microwave Journal, 25, 9, pp.113-126 (Sept. 1982).
- [2] R.M.Knox: "Dielectric waveguide microwave integrated circuits — An overview", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-24, 11, pp.806-814 (Nov. 1976).
- [3] T.Itoh: "Application of gratings in a dielectric waveguide for leaky-wave antennas and band-reject filters", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-25, 12, pp.1134-1138 (Dec. 1977).
- [4] T.Itoh and F.Hsu: "Distributed bragg reflector gunn oscillators for dielectric millimeter-wave integrated circuits", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-27, 5, pp.514-518 (May 1979).
- [5] T.Itoh and A.S. Hebert: "Simulation study of electronically scannable antennas and tunable filters integrated in a quasi-planar dielectric waveguide", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-26, pp.987-991 (Dec. 1978).
- [6] B.S.Song and T.Itoh: "Distributed bragg reflection dielectric waveguide oscillators", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-27, pp.1019-1022 (Dec. 1979).
- [7] K.L.Klohn, R.E.Horn, H.Jacobs and E.Freibergs, "Silicon waveguide frequency scanning linear array antenna", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-26, pp.764-773 (Oct. 1978).
- [8] R.E.Horn, H.Jacobs, E.Freibergs and K.L.Klohn: "Electronic modulated beam-steerable silicon waveguide array antenna", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-28, 7, pp.647-653 (June 1980).

- [9] K.L.Klohn: "Metal wall in close proximity to a dielectric waveguide antenna", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-29, pp.962-966 (Sept. 1981).
- [10] S.T.Peng, T.Tamir and H.L.Bertoni: "Theory of periodic dielectric waveguides", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-23, 1, pp.123-133 (Jan. 1975).
- [11] A.H.Nayfeh: "Perturbation Methods", New York: Wiley, 1973, pp.228-243.
- [12] S.R.Seshadri: "Love wave interaction in a thin film with a periodic surface corrugation", IEEE Trans. Sonics Ultrason., SU-25, pp.378-383 (Nov. 1978).
- [13] S.R.Seshadri: "Asymptotic theory of mode coupling in a space-time periodic medium, Part-I, Stable interactions", Proc. IEEE, 65, 7, pp.996-1004 (July 1977).
- [14] R.E.Collin and F.J.Zucker, "Antenna Theory, Part-II ", New York: McGraw-Hill, 1969, pp.195-232.
- [15] H.Furuta, H.Noda and A.Ihaya: "Novel optical waveguide for integrated optics", Appl. Optics, 13, 2, pp.322-329 (Feb. 1974).

付録1 本論文に関する原著論文

(論文誌)

[1] 大平, 堤, 熊谷

コルゲーションを装荷した誘電体スラブ線路のミリ波帯におけるフィルタ特性——振動法による理論値と実験値の比較——

信学論(B), J 63-B, 9, pp.947-948 (昭55-09)

[2] 大平, 堤, 熊谷

振動法によるミリ波誘電体周期回路の解析とフィルタへの応用

信学論(B), J 64-B, 7, pp.659-665 (昭56-07)

[3] 大平, 石黒, 堤, 熊谷

周期構造を装荷したイメージ線路における漏れ波阻止帯について

信学論(B), J 65-B, 2, pp.253-260 (昭57-02)

[4] 大平, 堤, 熊谷

フェライト周期構造線路からのミリ波の放射

信学論(B), J 65-B, 6, pp.819-820 (昭57-06)

[5] M.Tsutsumi, T.Ohira, T.Yamaguchi and N.Kumagai

Reflection of millimeter waves by a corrugated dielectric slab waveguide

Proc. IEEE, 68, 6, pp.733-734 (June 1980)

[6] T.Ohira, M.Tsutsumi and N.Kumagai

Radiation of millimeter waves from a grooved ferrite image line

Proc. IEEE, 70, 6, pp.682-683 (June 1982)

[7] 大平, 湯浅, 堤, 熊谷

フェライト周期構造線路からのミリ波の放射

信学論(B), 照会後採録, 57-420

(研究会)

[8] 大平, 堤, 熊谷

振動法によるミリ波誘電体周期回路の取り扱いとフィルタへの応用

信学技報MW80-7, pp. 17-24 (1980-05)

[9] 堤, 大平, 山口, 熊谷

ミリ波フェライト周期回路とその応用

信学技報MW80-26, pp. 45-52 (1980-07)

[10] 大平, 堤, 熊谷

イメージ線路を用いた漏洩波アンテナの振動法による取り扱い

信学技報A・P80-61, pp. 23-30 (1980-09)

[11] 大平, 堤, 熊谷

漸近的振動法によるミリ波フェライトスラブ線路の取り扱い

信学技報MW80-94, pp. 23-30 (1981-02)

[12] 大平, 石黒, 堤, 熊谷

周期構造を装荷した誘電体イメージ線路における漏洩波阻止帯について

信学技報A・P81-9, pp. 7-14 (1981-05)

[13] 大平, 湯浅, 堤, 熊谷

フェライト周期構造線路からのミリ波の放射

信学技報A・P82-2, pp. 9-16 (1982-04)

(学会講演発表)

[14] 大平, 堤, 熊谷

マルチプルスケール法によるミリ波フェライト周期回路の取り扱い

昭54 電気関係学会関西連大 G11-13

[15] 大平, 堤, 熊谷

コルゲーションを装荷したフェライトスラブにおけるミリ波の伝搬特性

昭55 信学総全大 670

[16] 大平, 堤, 熊谷

周期構造を装荷した誘電体イメージ線路における漏れ波阻止作用について

昭56信学総全大 560

[17] 大平, 湯浅, 堤, 熊谷

グレーティングを装荷したフェライトイメージ線路からのミリ波の漏れ現象

昭57信学総全大 706

付録2 その他の発表論文

(論文誌)

- [1] 大平, 堤, 熊谷

2乗余弦状に磁化されたYIGにおける表面静磁波の伝搬特性

信学論(B), J62-B, 6, pp.603-604 (昭54-06)

- [2] 正岡, 堤, 大平, 熊谷

不均一に磁化されたYIGスラブを用いた静磁波遅延線

信学論(B), J63-B, 11, pp.1117-1123

(昭55-11)

- [3] M.Tsutsumi, Y.Masaoka, T.Ohira and N.Kumagai

The effect of an inhomogeneous bias field on the delay characteristics of magnetostatic forward volume waves
Appl. Phys. Lett., 35, 2, pp.204-206 (July 1979)

- [4] M.Tsutsumi, Y.Masaoka, T.Ohira and N.Kumagai

Experimental observation of delay of magnetostatic waves in a partially magnetized YIG slab

IECE Trans., E62, 7, pp.481-482 (July 1979)

- [5] M.Tsutsumi, Y.Masaoka, T.Ohira and N.Kumagai

A new technique for magnetostatic wave delay lines

IEEE Trans., Microwave Theory Tech., MTT-29, 6, pp.583-587 (June 1981)

(研究会)

- [6] 正岡, 大平, 堤, 熊谷

部分的に磁化されたYIGスラブにおける静磁波の遅延特性

信学技報MW78-90, pp.55-62 (1978-11)

[7] 大平, 堤, 熊谷

不均一に磁化されたYIGにおける表面静磁波の伝搬特性

信学技報MW79-25, pp.53-60 (1979-06)

[8] 大平, 堤, 熊谷

静磁波共振系の変分表現式とその応用

信学技報MW82-36, EMCJ 82-25, pp.15-22

(1982-09)

(学会講演発表)

[9] 堤, 正岡, 大平, 熊谷

静磁波遅延線の分散性に関する実験的考察

昭53 信学総全大 641

[10] 大平, 正岡, 堤, 熊谷

静磁波の分散性に関する一考察

昭53 信学光電波部門全大 203

[11] 堤, 正岡, 大平, 熊谷

不均一な直流磁界の勾配に束縛された静磁波の遅延特性

昭55 信学総全大 659

[12] 大平, 堤, 熊谷

静磁波共振系の変分表現式

昭57 信学光電波部門全大 149

[13] M.Tsutsumi, Y.Masaoka, T.Ohira and N.Kumagai

A new technique for magnetostatic wave delay lines

Proceedings of the International Conference on

Ferrites, ICF-3, pp.847-850 (Sept.-Oct.1980)