OUKA
Osaka University Knowledge Archive

| | |
|---|---|
| Title | 周期構造をもつ誘電体導波路中のミリ波の伝搬と放射に関する研究 |
| Author(s) | 松本, 正行 |
| Citation | 大阪大学, 1988, 博士論文 |
| Version Type | VoR |
| URL | https://hdl.handle.net/11094/1673 |
| rights | |
| Note | |

*Osaka University Knowledge Archive : OUKA*

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

Osaka University

# 周期構造をもつ誘電体導波路中のミリ波の伝搬と放射に関する研究

昭和63年2月

松本正行

# 周期構造をもつ誘電体導波路中のミリ波の伝搬と放射に関する研究

昭和63年2月

松　本　正　行

# 本論文の概要

本論文は、筆者が大阪大学大学院工学研究科通信工学専攻在学中ならびに大阪大学工学部通信工学教室在職中に行った、周期構造をもつ誘電体導波路中のミリ波の伝搬および放射特性に関する研究の成果をまとめたものであり、次の６章から構成される。

第１章は序論であり、電磁波スペクトラムのうちのミリ波周波数帯がもつ特徴、誘電体導波路を用いた周期構造素子の役割、ミリ波周期構造素子の理論解析に適用し得る解析手法の必要性など、本研究の背景ならびに目的について述べる。

第２章では、周期構造導波路中の電磁波のブラッグ反射現象を取り扱う。導波路の誘電体媒質として高抵抗率半導体を用いることを想定し、周期構造は、半導体表面への光照射による電子正孔プラズマの生成を利用して形成されるものとみなす。５０ＧＨｚ付近の周波数で数値計算を行い、ブラッグ反射特性のプラズマ密度などに対する依存性を明らかにする。

第３章から第５章では、誘電体導波路中の導波電磁界と放射電磁界の周期構造を介しての結合、ならびにそれに起因する導波電磁界の放射現象について論じる。第３章では、表面に周期的な凹凸（コルゲーション）が設けられた２本の誘電体平板（誘電体スラブ）を平行に並べた構造の導波路の放射特性を解析する。まず、モード結合理論に基づく近似手法を用いて理論的な解析を行い、入射導波モードの位相を変えることによって放射ビームの方向を２方向の間で切り換えることが可能なことを示す。次に、５０ＧＨｚ帯でテフロンスラブを用いて実験を行い、ビーム方向切り換えの機能を実際に確認する。

第４章では、厚みのある金属ストリップが周期的に装荷された誘電体導波路の放射特性を解析する。格子層中の電磁界を境界積分方程式によって記述する数値解析手法を用いて、ＴＥ、ＴＭ両偏波の最低次モード電磁界の放射特性を解析する。その結果、この導波路構造は、金属ストリップの幅や厚さを適切な値に選ぶことによって、ミリ波・サブミリ波用のモードフィルタにも応用でき

ることを明らかにする。

第５章では、可変周期の周期構造導波路の実現、およびそのミリ波ビーム走査アンテナへの応用を目的として、光照射によって形成された格子層をもつ誘電体導波路の放射特性を解析する。周期構造は第２章と同じく、半導体表面への光照射による電子正孔プラズマの生成を利用して形成されるものとみなす。本章では、絶縁体スラブ表面に高抵抗率半導体薄膜が積層された多層構造導波路を解析の対象とする。第４章で提案した積分方程式に基づく手法を用いて数値解析を行い、ＴＭ、ＴＥ両偏波の最低次モード電磁界の放射特性のプラズマ密度などに対する依存性を明らかにする。また、このような光誘起格子を実際に生成するために必要な光照射強度に対する見積りも行う。

第６章は結論であり、本研究で得られた成果ならびに今後に残された課題について述べる。

なお、以上の各章を構成する内容は、電子通信学会論文誌、IEEE Transactions on Microwave Theory & Technique 等において既に発表されたものである。

目　次

第１章　序論 ---------1
１．１　ミリ波電磁波の応用 ---------1
１．２　ミリ波周期構造素子 ---------4

第２章　周期的にプラズマが誘起された半導体導波路のブラッグ反射特性 ---------7
２．１　緒言 ---------7
２．２　一様なプラズマ層をもつ半導体導波路の伝搬特性 ---------8
２．３　導波路不連続部問題 -------１０
２．４　周期構造からのブラッグ反射 -------１５
２．４．１　反射係数の導出 -------１５
２．４．２　数値計算例 -------１８
２．５　結言 -------２１

第３章　コルゲーションをもつ２本の平行誘電体スラブ導波路の放射特性 -------２２
３．１　緒言 -------２２
３．２　モード結合方程式 -------２３
３．３　結合方程式の一次摂動解 -------２５
３．４　放射モードから導波モードへの再結合の影響 -------３０
３．５　５０ＧＨｚ帯における実験 -------３４
３．６　結言 -------３８

第４章　厚みのある金属ストリップが周期的に装荷された誘電体導波路の放射特性 -------４０
４．１　緒言 -------４０

４．２　特性方程式の導出 -------４０
４．２．１　境界積分方程式 -------４１
４．２．２　一様層中の電磁界 -------４２
４．２．３　境界条件 -------４４
４．２．４　特性方程式 -------４６
４．３　数値計算例 -------４８
４．４　結言 -------５４

第５章　光照射によって形成された格子層をもつ誘電体導波路の放射特性 -------５５
５．１　緒言 -------５５
５．２　絶縁体と半導体からなる２層構造導波路 -------５６
５．３　特性方程式の導出 -------５７
５．４　数値計算例 -------６２
５．４．１　ＴＭ偏波 -------６２
５．４．２　ＴＥ偏波 -------６７
５．５　必要な光照射強度 -------７０
５．６　電気的に周期を変えるための方法 -------７２
５．７　結言 -------７４

第６章　結論 -------７５

謝辞 -------７７

参考文献 -------７８

# 第1章　序 論

## 1．1　ミリ波電磁波の応用

３０ＧＨｚから３００ＧＨｚに及ぶ周波数帯を占めるミリ波電磁波は、大気中の伝播に伴う損失が大きい、機器を手軽に作製することが難しい、などの理由により、これまで、マイクロ波や光波など他の電磁波周波数領域にくらべてその工学的な開発や実用化が遅れてきた。しかしながら近年、マイクロ波周波数利用の過密化、短距離大容量無線通信あるいは各種計測など新しい応用分野の出現、さらに、大量生産に適した回路構成の研究・開発の進展に伴い、ミリ波電磁波の積極的な利用に対する機運が高まりつつある。

マイクロ波電磁波と比較して、ミリ波電磁波がもつ特徴は、(１)波長が１桁ないし２桁短い、(２)さまざまな物質との相互作用が大きい、の２点に要約できる。波長の短さは機器の小型・軽量化につながり、さらに、小口径で指向性の鋭いアンテナの実現 ―― 情報伝送媒体としての空間の利用率の向上をもたらす ―― を可能にする。また、物質との間で大きな相互作用をもつという第２の特徴は、長距離無線通信への応用にとって重大な欠点である大気伝播損失の大きさをもたらす反面、さまざまな計測や物質の探索などミリ波あるいはサブミリ波特有の非通信の応用分野を生んでいる。また、天文物理学の一分野である電波天文学においてもミリ波技術が強く必要とされている。

ここで、現在、研究開発が活発に行われている、あるいは既に実用化が進んでいる、ミリ波電磁波の応用分野を列挙すると次のようになる。

通信分野

（１）衛星通信（地上－衛星、衛星－衛星間）[1]～[3]

（２）大容量無線加入者システム　[4]～[6]

（３）５０ＧＨｚ帯簡易無線システム　[7],[8]

（４）交通制御用無線通信（４０ＧＨｚ帯列車通信[9]、
６０ＧＨｚ帯自動車通信[10]）

非通信分野

（１）核融合プラズマ診断　[11]～[13]

（２）オゾン分布測定などの大気観測　[3],[13]

（３）人体体表温の遠隔測定などの医療応用　[14],[15]

（４）上空からの地表観測用イメージングセンサ　[16]

（５）自動車衝突防止用レーダなどの民生用レーダ　[8],[17]～[19]

なお、現在、長距離大容量通信は伝送媒体として光ファイバを用いる方式が主流となりつつあるが、信号伝送速度の向上に伴って、このような光通信システムにおける変復調回路をミリ波回路としてとらえる必要性が高まっている。今後、この分野にもミリ波技術が応用されることになると予想される[20],[21]。

以上にその例を示したミリ波電磁波の応用をさらに進め、広く実用化するためには、ミリ波の短波長性を生かした小型軽量な機器が安価で提供されるようになることが不可欠である。このために現在、ミリ波回路の集積化、すなわち、多数の素子を一つの基板上に隣接して配置し、できるだけ多くの機能を一つのパッケージ内に作りつけること、が強く望まれており、さまざまなタイプのミリ波集積回路に関する研究が活発に行われている。

一般に、ミリ波集積回路は、基板材料、作製方法、基板上の素子を接続するための伝送線路の形態などの違いによって分類することができる。今日、盛んに研究が行われている代表的なミリ波集積回路に、（１）誘電体基板マイクロストリップ線路を主要な伝送線路とするハイブリッド集積回路[8],[22],[23]、（２）回路パターンが印刷された誘電体基板を方形導波管Ｅ面内にはさみこんだ形のＥ面ハイブリッド集積回路 [24],[25]、（３）ＧａＡｓなどの半導体を基板とするモノリシック集積回路[26]～[29]、がある。前２者の集積回路においては、マイクロストリップ線路などの導体パターンが、高精度の加工が可能な、また、大量生産性に優れた、印刷回路技術によって作製される。マイクロストリップハイブリッド集積回路に関しては約１００ＧＨｚ、Ｅ面ハイブリッド集積回路の場合は１４０ＧＨｚ前後の周波数において、回路のかなりの部分を集積化した報告例がある[22],[25]。また、モノリシック集積回路はＭＥＳＦＥＴ

をはじめとする能動素子をも基板上に一体化して形成した集積回路であり、ハイブリッド集積回路よりさらに小型、低価格のミリ波回路を実現できる可能性がある。現在のところ、多くの研究はマイクロ波周波数で行われており、ミリ波帯での回路の試作例はまれであるが、今後、高周波数化が進むものと予想される。以上に述べた集積回路における伝送線路はいずれも、金属導体に沿って電磁界を導波するタイプのものである。このタイプの伝送線路は、周波数が高くなるにつれて金属による伝送損失が増し、また、線路断面寸法が小さくなる（マイクロストリップ線路の場合、たとえば９４ＧＨｚにおいて金属ストリップ幅が０．２５ｍｍ、誘電体基板（石英）の厚さが０．１２５ｍｍである[22]）ため、非常に高精度の加工技術が必要となる。

一方、これら金属導体を用いた伝送線路と比較して、高周波数領域でより優れた伝送特性、加工の容易さを有する伝送線路が、イメージ線路に代表される誘電体導波路である。その理論的な伝送損失はマイクロストリップ線路と比較して１／２～１／３程度と小さく[30]、導波路断面寸法はマイクロストリップ線路の数倍である（誘電体として石英を用いたイメージ線路の場合、９４ＧＨｚにおいて幅が約１．４ｍｍ、高さが約０．７ｍｍである[31]）。このような、誘電体導波路のもつ高周波数領域における優位さに着目して、１９７０年代前半から今日に至るまで、誘電体導波路を主要な構成要素とするミリ波集積回路に関する研究が広範囲に行われている[30]～[32]。今のところ、およそ１００ＧＨｚ以下の周波数では、能動素子との一体化が難しい、線路曲り部での不用な放射が大きく回路の小型化が困難である、大量生産性に劣る、などの誘電体導波路の短所が長所をうわまわっているため、実用的なミリ波集積回路へと発展させることは先に述べた３種の集積回路（マイクロストリップハイブリッド集積回路、Ｅ面ハイブリッド集積回路、半導体基板モノリシック集積回路）より難しいようである[33]。しかしながら、このような誘電体導波路型ミリ波集積回路は誘電体アンテナとの整合性に優れているため、アンテナをも一体化したミリ波集積回路を実現する際の回路構成として有力になると考えられる[34]～[36]。また、マイクロストリップ線路などの使用が困難となる、ミリ波帯の

より高い周波数領域、さらにはサブミリ波帯、の工学的な開発が進むにつれてその地位が向上していくと予想される。

## １．２　ミリ波周期構造素子

前節の最後で、ミリ波帯の高周波数領域およびサブミリ波周波数領域（およそ２００ＧＨｚ以上）における集積回路として、誘電体導波路技術に基づく集積回路構成が有望であることを述べた。このような、誘電体導波路を主要な構成要素とする集積回路においては、作製の容易さ、構造の堅牢さ、誘電体導波路との整合性の良さなどの特徴を生かして、周期構造を設けた誘電体導波路をフィルタやアンテナなどの機能素子として活用することができる[37]。

周期構造をもつ誘電体導波路を集積回路素子に応用する試みは、従来、光周波数において広く行われてきた[38]。たとえば、グレーティング結合器は自由空間中のレーザ光ビームを光集積回路内に入射する、あるいは集積回路から光信号を取り出すための入出力結合器として重要であり[39]、また、グレーティングフィルタは薄膜光導波路用の波長フィルタとして有用である[40]。さらに、周期構造導波路を鋭い波長選択性を持つ反射器として用いたＤＦＢ、ＤＢＲ半導体レーザは長距離大容量光ファイバ通信用の光源としてきわめて重要である[41]～[43]。

このような、光集積回路用の周期構造素子の開発の発展をうけて、ミリ波周波数においてもさまざまな周期構造素子が考案、試作されてきた。これまでの報告例を分類すると、周期構造を介しての導波電磁界どうしの結合を利用してフィルタを作製することを目的としたもの[36],[37],[44]～[51]と、導波電磁界と放射電磁界との結合を利用して漏れ波アンテナを作製することを目的としたもの[36],[37],[52]～[64]とに大別できる。これらのうち、特に後者の周期構造型漏れ波アンテナは、小型、軽量、堅牢であり、また、周波数を走査することによって放射ビームの方向を変えることができるという利点を持っているため、誘電体導波路型ミリ波集積回路用としてだけではなく、他のミリ波回路

用のアンテナとしても利用価値が高い。なお、ミリ波周期構造素子の導波路媒質としては、アルミナ、テフロンなどの誘電体が広く用いられているが、近年、シリコンをはじめとする半導体[49],[52],[53],[59],[63]や、フェライトなどの磁性体[47],[48],[56],[60] を導波路媒質に用い、ミリ波の伝搬特性の制御機能を周期構造導波路に組み込むことによって、周波数可変フィルタや固定周波数のビーム走査アンテナを実現する試みもいくつか行われている。また、周期構造の形態としては導波路表面に周期的な凹凸（コルゲーション）を設けたものと、周期的に金属ストリップを装荷したものが代表的である。特に後者の金属を用いた格子は、光波帯では損失が大きく作製も困難であるため、ミリ波およびサブミリ波特有の周期構造であると言える。さらにミリ波帯においては、半導体導波路表面に周期的に電子正孔プラズマを誘起することによって周期構造を形成することも可能である[49],[63]。

さて、以上に述べた周期構造素子の理論的な解析および設計にあたっては、周期構造導波路に沿って伝搬する表面波タイプの特性解、特にその複素伝搬定数を求めることが基本となる。表面コルゲーションなど誘電体からなる格子層をもつ周期構造導波路に対する解析手法としては、モード結合方程式を摂動法的に解く近似解法[38],[65]～[67]と、 フロケの定理に基づく空間高調波展開法[68]～[71]が代表的である。これらの手法は主として光波帯周期構造導波路の解析のために考案された手法であるが、ミリ波用周期構造素子の解析にもそのまま用いることができる。しかしながら、金属導体からなる格子をもつ周期構造導波路に対してはこれらの手法を用いることはできず、導体上の電流密度分布を未知関数とする方程式をガラーキン法を用いて解く方法[45]や、積分方程式に基づく方法[62],[63]などを用いる必要がある。 また、ミリ波周期構造素子の場合、光波帯と違って、かなり大きな周期的摂動（たとえば、深いコルゲーション）を導波路に付加することによって周期構造が形成される場合が多い。このような状況のもとでは、周期構造素子入出力端面での電磁界の散乱をも考慮にいれた解析を行わねばならない。そのための解析手法も近年いくつか提案されている[72],[73]。

以上、本節では周期構造導波路素子の役割とその解析手法について簡単に説明し、ミリ波領域では光領域にくらべてより多様な方法（金属ストリップ装荷やプラズマの誘起など）で周期構造を形成できること、および、それらの周期構造導波路を解析するためには、光波帯での解析法とは違った解析手法を用いる必要があること、を述べた。本論文の以下の章は、このようなミリ波帯特有の格子層をもつ周期構造導波路の解析手法に関する考察と、これまでにない新しい機能をもつミリ波周期構造素子の開発、とを目的として、筆者がこれまでに行ってきた主として理論的な研究の結果をまとめたものである。

各章で取り上げる導波路構造は

第２章　周期的にプラズマが誘起された半導体導波路　[49]

第３章　コルゲーションをもつ２本の平行誘電体導波路　[61]

第４章　厚みのある金属ストリップが周期的に装荷された誘電体導波路 [62]

第５章　光照射によって形成された格子層をもつ誘電体導波路　[63]

であり、第２章では導波電磁界のブラッグ反射特性を、第３章から第５章では導波電磁界の放射特性を解析する。また、理論解析の際の解析手法としては、導波路不連続部での電磁界散乱特性の解析に基づく回路網的手法（第２章）、モード結合方程式を摂動論的に解く方法（第３章）、および積分方程式に基づく手法（第４章、第５章）を用いる。

# 第２章　周期的にプラズマが誘起された半導体導波路のブラッグ反射特性

## ２．１　緒言

一般に、波長 $\lambda_g$ の導波モード電磁界が導波されている導波路に、周期 $d = m\lambda_g / 2$ （ m は自然数 ）の周期構造を設けると、互いに逆方向に伝搬する２つの導波モードが分布的に結合し、導波モードの反射（ブラッグ反射）が生じる。この反射は鋭い周波数選択性をもつため、この現象を利用して狭帯域のフィルタや単一モードの発振器を作ることができる。ミリ波帯では通常、周期構造は、誘電体導波路表面に周期的なコルゲーションを設ける、または、周期的に金属ストリップを装荷することによって形成されており、その周期長は固定されている。このような固定周期の構造ではなく、周期を電気的に変えうる構造が見出されれば、中心周波数が可変のフィルタや、発振周波数が可変の分布ブラッグ反射型（ＤＢＲ）発振器を実現できる可能性が生まれる。

ところで近年、ミリ波誘電体導波路の誘電体媒質に高抵抗率半導体を用い、導波路表面への光照射によって電子正孔プラズマを生成させ、それによって生じる複素誘電率の変化を利用してミリ波の伝搬特性を制御する試みが活発に行われている[74]～[77]。本章では、この性質を利用して、すなわち高抵抗率の半導体からなる導波路の表面に周期的に光を照射することによって、周期構造導波路を形成することを考える。このような導波路では、光照射を停止すると格子は消滅し、また、照射する光のパターンを変えることによって格子の周期を変えることができる。

以下ではまず、プラズマが波動の伝搬方向に均一に誘起された導波路の固有モードの伝搬特性および界分布を求め、次に、プラズマが誘起された導波路と誘起されていない導波路との接続部での電磁界の散乱特性を解析する。そしてそれを基にして、回路網的な考え方に従って周期構造導波路からの導波モードの反射係数の表現式を導出する。数値計算は５０ＧＨｚ付近のミリ波周波数で行い、ブラッグ反射特性のプラズマ密度やプラズマが誘起された区間の長さに

対する依存性を明らかにする。

## ２．２　一様なプラズマ層をもつ半導体導波路の伝搬特性

本節では、波動の伝搬方向に一様にプラズマが誘起された２次元の半導体スラブ導波路におけるＴＥ偏波の固有モードの伝搬特性および界分布について考察する。

図２.１に示すような、厚さｈ、比誘電率$\varepsilon_r$の半導体スラブ（半導体の抵抗率は非常に高く、$\varepsilon_r$は実数であるとする）の下側の表面に深さｔにわたって均一な密度でプラズマが誘起された構造を考える。ここで取り扱う周期構造導波路は、ミリ波集積回路用の素子として利用することが本来の目的であることを考えれば、半導体スラブ上下が自由空間であるような開放型構造を解析することが望ましいのであるが、開放型構造では高次モードが連続スペクトラムをもつ放射モードとなり、導波路不連続部の取り扱いが非常に複雑になる。そこでここではスラブ上下に空気層を隔てて完全導体壁を置いた遮へい型の構造を取り扱う。このような遮へい型構造の解析においては、電磁界のブラッグ反射に伴う放射損失が無視されることになる。しかしながら、ブラッグ反射特性のプラズマ密度に対する依存性などは、開放型と遮へい型とで定性的に類似な

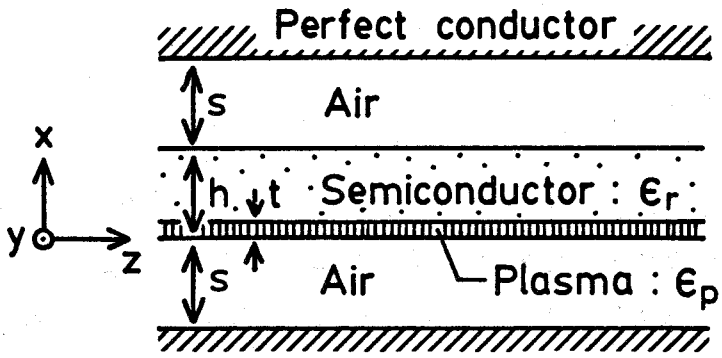



図２.１　一様なプラズマ層をもつ半導体導波路

ものになると考えられる。なお、半導体スラブと完全導体壁との距離をｓとする。また、電磁界のｚ方向の伝搬因子を exp（－ｊβｚ）とし、時間因子を exp（ｊωｔ）とする。

プラズマが存在する領域 ０＜ｘ＜ｔ の複素比誘電率は

$$\epsilon_p = \epsilon_r - \sum_{i=e,h} \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2+\nu_i^2}\left(1+j\frac{\nu_i}{\omega}\right) \qquad (2.1)$$

ただし $\omega_{pi}^2 = \dfrac{nq^2}{\epsilon_0 m_i}$

で与えられる[75]。ここで

ｎ　：プラズマ密度

ｑ　：電子の電荷量

$\varepsilon_0$　：自由空間の誘電率

$\nu_e$（$\nu_h$）：電子（正孔）の衝突周波数

$m_e$（$m_h$）：電子（正孔）の有効質量

である。シリコンの場合 $\varepsilon_r = 11.8$、$\nu_e = 4.53\times10^{12}\ s^{-1}$、$\nu_h = 7.71\times10^{12}\ s^{-1}$、$m_e = 0.259m_0$、$m_h = 0.38m_0$（$m_0$は電子の静止質量）である。本章の以下の数値計算では半導体としてシリコンを想定し、上記の数値を用いる。なお、５０～１００ＧＨｚ　前後のミリ波周波数ではキャリアの衝突周波数$\nu_i$ は電磁界の角周波数ωより１桁程度大きいため（１００ＧＨｚにおいて $\omega = 6.28\times10^{12}\ s^{-1}$）、プラズマ媒質は導電率がプラズマ密度にほぼ比例して変化する損失性の媒質としてふるまう。

図２．１に示す構造におけるＴＥモードの特性方程式は

$$\left(1-\frac{k_p}{k_a}\tan k_a S\tan k_p t\right)\cdot\left\{\frac{1}{k_a}\tan k_a(S-h)+\frac{1}{k_d}\tan k_d(h-t)\right\}$$

$$+\left(\frac{1}{k_p}\tan k_p t+\frac{1}{k_a}\tan k_a S\right)$$
$$\cdot\left\{1-\frac{k_d}{k_a}\tan k_d(h-t)\tan k_a(S-h)\right\}=0 \qquad (2.2a)$$

$$k_a=(\omega^2\epsilon_0\mu_0-\beta^2)^{1/2} \qquad (2.2b)$$

$$k_d=(\omega^2\epsilon_0\mu_0\epsilon_r-\beta^2)^{1/2} \qquad (2.2c)$$

$$k_p=(\omega^2\epsilon_0\mu_0\epsilon_p-\beta^2)^{1/2} \qquad (2.2d)$$

で与えられる。ここで $\mu_0$ は自由空間の透磁率である。図２.２は、プラズマ密度ｎを零から無限大まで変化させた場合の式（２.２）の低次の２つの解$\beta$の軌跡を複素平面上に描いたものである。$n \neq 0$、$\infty$ の場合には、$\beta$は実部と虚部の両方をもつ複素数となる。また、△印で示した $n \to \infty$ の場合の値は、プラズマ層を完全導体で置き換えた導波路の伝搬定数の値と一致する。

図２.３は、プラズマ密度が $n=10^{16}$、$10^{17}$、$10^{18}\ cm^{-3}$の場合の最低次モードの規格化界分布である。$n=10^{16}$ および$10^{17}\ cm^{-3}$の場合には電磁界分布のかなりの部分が損失をもつプラズマ領域中に存在するため、最低次モードは大きな減衰をうける。それに対して、$n=10^{18}\ cm^{-3}$の場合には、プラズマ媒質は金属状態に近づき、電磁界がプラズマ領域内に浸透しなくなるため、最低次モードの減衰定数は小さくなる。したがってこのような高密度のプラズマを発生させ得る強度をもつ光を用いれば、光を照射するかしないかによって、ミリ波の伝搬特性を大きな減衰を伴わずに制御することができる。

## ２．３　導波路不連続部問題

本節では、プラズマが誘起された導波路と誘起されていない導波路との接続部における電磁界散乱特性の解析手順について述べる。

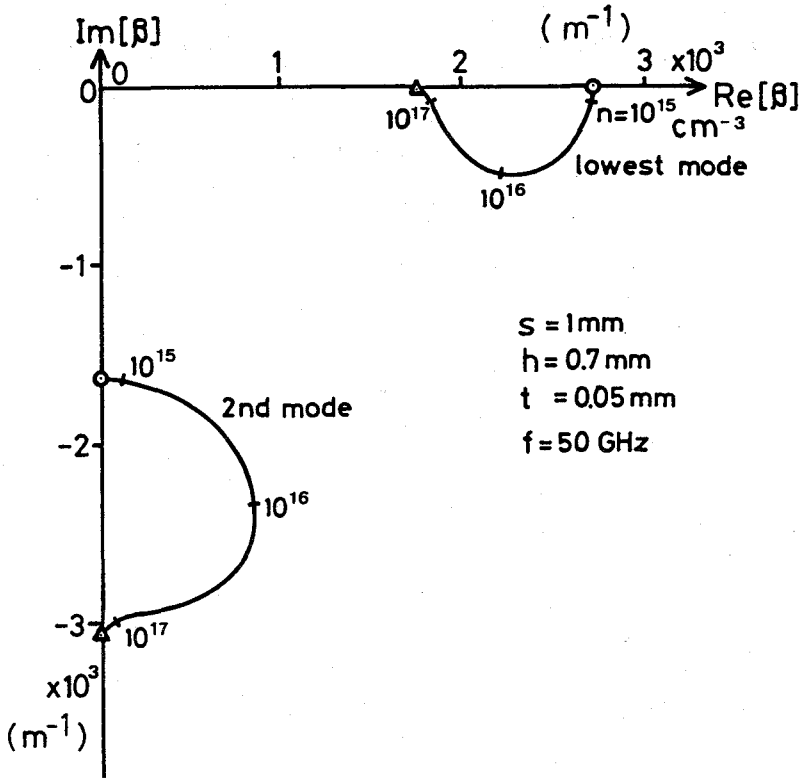



図２．２　プラズマ密度を変えた場合の伝搬定数の軌跡

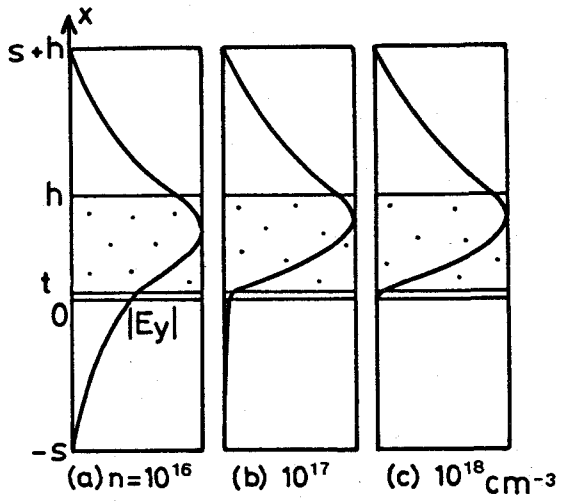



図２．３　最低次モードの規格化電界分布　（ｓ＝１ｍｍ　、
ｈ＝０．７ｍｍ　、ｔ＝５０μｍ　、ｆ＝５０ＧＨｚ）

図２．４に示すような導波路不連続部（プラズマが誘起されていない導波路を導波路ａ、プラズマが誘起された導波路を導波路ｂと名付ける）に導波路ａ側から振幅１のｍ次のＴＥモードが入射すると考える。導波路ａ領域 $z<0$ および導波路ｂ領域 $z>0$ 内の電磁界をそれぞれの導波路の固有モード関数で展開すれば、接合面 $z=0$ における導波路ａ側および導波路ｂ側の電磁界は

$$E_y^{(a)}(x) = E_{ym}^{(a)}(x) + \sum_{i=1}^{N} R_i E_{yi}^{(a)}(x)$$

$$H_x^{(a)}(x) = -\frac{1}{\omega\mu_0}\left\{\beta_m^{(a)} E_{ym}^{(a)}(x) - \sum_{i=1}^{N} R_i \beta_i^{(a)} E_{yi}^{(a)}(x)\right\}$$

$$E_y^{(b)}(x) = \sum_{i=1}^{N} T_i E_{yi}^{(b)}(x)$$

$$H_x^{(b)}(x) = -\frac{1}{\omega\mu_0} \sum_{i=1}^{N} T_i \beta_i^{(b)} E_{yi}^{(b)}(x)$$

のように表わせる。ここで

$E_{yi}^{(p)}$ ： 導波路ｐ（ｐ＝ａ，ｂ）のｉ次の固有モード関数

$\beta_i^{(p)}$ ： 導波路ｐ（ｐ＝ａ，ｂ）のｉ次の固有モードの伝搬定数

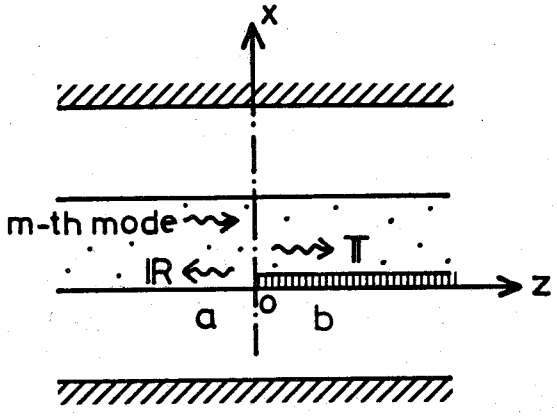



図２．４　導波路不連続部

$R_i$ ： 導波路aのi次モードへの反射係数

$T_i$ ： 導波路bのi次モードへの透過係数

N ： 各導波路での展開モードの個数

である。なお、導波路bの固有モード関数ならびに固有モードの伝搬定数は複素数である。また、各導波路の固有モード関数は

$$\int_{-S}^{h+S} |E_{yi}^{(p)}|^2 dx = 1 \quad , \quad i = 1 \sim N \ , \ p = a, b$$

を満たすように規格化されているものとする。

次に、接合面 $z = 0$ における境界条件に対する平均2乗誤差を

$$F = \frac{1}{2}\left( \frac{\int_{-S}^{h+S} |E_y^{(a)} - E_y^{(b)}|^2 dx}{\int_{-S}^{h+S} |E_{ym}^{(a)}|^2 dx} + \frac{\int_{-S}^{h+S} |H_x^{(a)} - H_x^{(b)}|^2 dx}{\int_{-S}^{h+S} |H_{xm}^{(a)}|^2 dx} \right) \qquad (2.3)$$

のように定義する[72],[78]。誤差Fが最小値をとるための条件

$$\frac{\partial F}{\partial R_i^*} = 0 \quad , \quad \frac{\partial F}{\partial T_i^*} = 0 \quad , \quad i = 1 \sim N$$

より、次の連立1次方程式を得る。

$$\begin{bmatrix} \mathbb{D}_{11} & \mathbb{D}_{12} \\ \mathbb{D}_{21} & \mathbb{D}_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbb{R} \\ \mathbb{T} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbb{C}_1 \\ \mathbb{C}_2 \end{bmatrix} \qquad (2.4)$$

ここで $\mathbb{D}_{ij}$ （i，j＝1，2）はN次の正方行列であり、その要素は

$$(\mathbb{D}_{11})_{ij} = \left( 1 + \frac{\beta_j^{(a)} \beta_i^{(a)*}}{|\beta_m^{(a)}|^2} \right) \int_{-S}^{h+S} E_{yj}^{(a)} E_{yi}^{(a)*} dx$$

$$= \left( 1 + \frac{|\beta_i^{(a)}|^2}{|\beta_m^{(a)}|^2} \right) \delta_{ij}$$

$$(\mathbb{D}_{12})_{ij} = -\left(1 - \frac{\beta_j^{(b)}\beta_i^{(a)*}}{|\beta_m^{(a)}|^2}\right)\int_{-s}^{h+s} E_{yj}^{(b)} E_{yi}^{(a)*}\, dx$$

$$(\mathbb{D}_{21})_{ij} = (\mathbb{D}_{12})_{ji}^{*}$$

$$(\mathbb{D}_{22})_{ij} = \left(1 + \frac{\beta_j^{(b)}\beta_i^{(b)*}}{|\beta_m^{(a)}|^2}\right)\int_{-s}^{h+s} E_{yj}^{(b)} E_{yi}^{(b)*}\, dx$$

で与えられる。ただし$\delta_{ij}$はクロネッカのデルタ記号である。なお、導波路bは損失のある媒質を含むためにその固有モード関数は直交性を有さず、　行列$\mathbb{D}_{22}$は$\mathbb{D}_{11}$のような対角行列にならない。また、$\mathbb{C}_1$、$\mathbb{C}_2$はN元の列ベクトルであり、その成分は

$$(\mathbb{C}_1)_i = -\left(1 - \frac{\beta_i^{(a)*}}{\beta_m^{(a)*}}\right)\int_{-s}^{h+s} E_{ym}^{(a)} E_{yi}^{(a)*}\, dx = 0$$

$$(\mathbb{C}_2)_i = \left(1 + \frac{\beta_i^{(b)*}}{\beta_m^{(a)*}}\right)\int_{-s}^{h+s} E_{ym}^{(a)} E_{yi}^{(b)*}\, dx$$

で与えられる。さらに$\mathbb{R}$、$\mathbb{T}$、はそれぞれ反射係数$R_i$、透過係数$T_i$を成分とするN元の列ベクトルである。

式（2.4）を解くことによって、導波路a側からm次のモードが入射した場合の反射係数ならびに透過係数が求まる。導波路b側からm次のモードが入射した場合の反射・透過係数も同様の手順で求めることができる。

表2.1は式（2.4）の解を式（2.3）に代入することによって求まる、誤差Fの最小値の数値計算例である。同表より、モード数Nを増すにしたがってFが単調に零に近づくことがわかる。

表２．１　誤差Ｆの最小値の数値計算例

（ｓ＝１ｍｍ、ｈ＝０．７ｍｍ、ｔ＝３０μｍ、ｆ＝５０ＧＨｚ）

| N | F ( dominant mode incidence from waveguide a ) | F ( dominant mode incidence from waveguide b ) |
|---|---|---|
| 5 | 8.095 % | 6.111 % |
| 10 | 4.132 | 2.577 |
| 20 | 1.909 | 1.145 |
| 40 | 0.802 | 0.452 |
| 80 | 0.290 | 0.158 |
| 160 | 0.163 | 0.090 |

## ２．４　周期構造からのブラッグ反射

### ２．４．１　反射係数の導出

図２．５に周期的にプラズマが誘起された半導体導波路の横断面図を示す。本節では周期構造導波路を、前節で解析した導波路不連続部が複数個縦続接続された構造であると見なして反射特性の解析を行う。

図２．５に示す導波路に最低次モード電磁界が入射した場合、それぞれの不

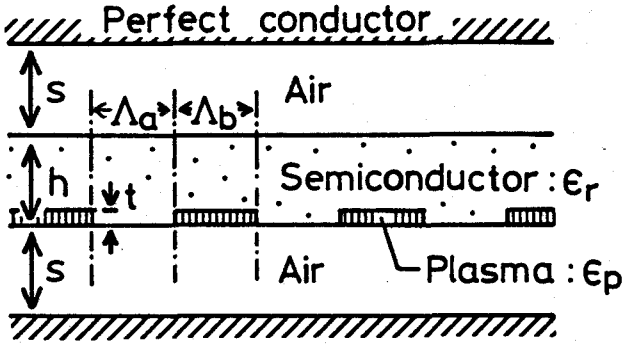



図２．５　周期的にプラズマが誘起された半導体導波路

連続部では無限個の固有モードが励起される。しかしながらこれらのモードのうちの大多数のエバネセントモードは、エネルギーが不連続部近傍に局在し、隣接する不連続部に影響を及ぼさない。そこでここでは、一つの不連続部で発生したモードのうち、隣接する不連続部にまで大きな減衰を受けることなく到達し、不連続部間の相互作用を引き起こすモードを accessible モードと呼び[79]、その個数を導波路a領域で$M_a$個、導波路b領域で$M_b$個とする。つまりこの場合、不連続部に入射するモードとして、導波路a側からは最低次モードから第$M_a$次モードまでを、また、導波路b側からは最低次モードから第$M_b$次モードまでを考えればよい。不連続部における accessible モード間の散乱行列は

$$\begin{bmatrix} \mathbb{A}^- \\ \mathbb{B}^+ \end{bmatrix} = \mathbb{S} \begin{bmatrix} \mathbb{A}^+ \\ \mathbb{B}^- \end{bmatrix} , \qquad \mathbb{S} \triangleq \begin{bmatrix} \mathbb{S}_{11} & \mathbb{S}_{12} \\ \mathbb{S}_{21} & \mathbb{S}_{22} \end{bmatrix}$$

で表される。ここで行列 $\mathbb{S}$ は、各列が式（2.4）あるいは導波路b側から入射がある場合の同様の式の解 $[\mathbb{R}, \mathbb{T}]^T$（ただし accessible モード以外のモードへの反射・透過係数は切り捨てる）からなる $M_a+M_b$ 次の正方行列であり $\mathbb{S}_{11}$、$\mathbb{S}_{12}$、$\mathbb{S}_{21}$、$\mathbb{S}_{22}$ はそれぞれ $M_a \times M_a$、$M_a \times M_b$、$M_b \times M_a$、$M_b \times M_b$ の小行列である。また、$\mathbb{A}^{\pm}$（$\mathbb{B}^{\pm}$）は、導波路a（b）を$\pm z$方向に伝搬する最低次から$M_a$（$M_b$）次までの固有モードの振幅を成分とする列ベクトルである。1周期（図2.6）に対する伝送行列は $\mathbb{S}_{ij}$ を用いて

$$\begin{bmatrix} \mathbb{A}^+(\Lambda_b) \\ \mathbb{A}^-(\Lambda_b) \end{bmatrix} = \mathbb{G} \begin{bmatrix} \mathbb{A}^+(-\Lambda_a) \\ \mathbb{A}^-(-\Lambda_a) \end{bmatrix} , \qquad \mathbb{G} \triangleq \begin{bmatrix} \mathbb{G}_{11} & \mathbb{G}_{12} \\ \mathbb{G}_{21} & \mathbb{G}_{22} \end{bmatrix}$$

$$\mathbb{G}_{11} = (\mathbb{P} - \mathbb{Q}\mathbb{P}^{-1}\mathbb{Q})\mathbb{D}_a , \quad \mathbb{G}_{12} = \mathbb{Q}\mathbb{P}^{-1}\mathbb{D}_a^{-1}$$

$$\mathbb{G}_{21} = -\mathbb{P}^{-1}\mathbb{Q}\mathbb{D}_a , \quad \mathbb{G}_{22} = \mathbb{P}^{-1}\mathbb{D}_a^{-1}$$

$$\mathbb{P} = \mathbb{S}_{12}\left(\mathbb{D}_b^{-1} - \mathbb{S}_{22}\,\mathbb{D}_b\,\mathbb{S}_{22}\right)^{-1}\mathbb{S}_{21}$$

$$\mathbb{Q} = \mathbb{S}_{11} + \mathbb{S}_{12}\left(\mathbb{D}_b^{-1} - \mathbb{S}_{22}\,\mathbb{D}_b\,\mathbb{S}_{22}\right)^{-1}\mathbb{S}_{22}\,\mathbb{D}_b\,\mathbb{S}_{21}$$

$$\mathbb{D}_i = diag\left[\exp(-j\beta_1^{(i)}\Lambda_i), \cdots\cdots, \exp(-j\beta_{M_i}^{(i)}\Lambda_i)\right] \qquad (i = a, b)$$

のように表すことができる。ここで$\Lambda_a$および$\Lambda_b$はそれぞれ導波路a、導波路bの区間の長さである。図2.6に示す単位構造を$N_c$個縦続接続した周期構造導波路からの最低次モードの反射係数rは、行列 $\mathbb{G}$ の$N_c$乗を

$$\mathbb{G}^{N_c} \triangleq \begin{bmatrix} \tilde{\mathbb{G}}_{11} & \tilde{\mathbb{G}}_{12} \\ \tilde{\mathbb{G}}_{21} & \tilde{\mathbb{G}}_{22} \end{bmatrix}$$

とおいた場合、

$$r = -\left(\tilde{\mathbb{G}}_{22}^{-1}\,\tilde{\mathbb{G}}_{21}\right)_{11}$$

で与えられる。

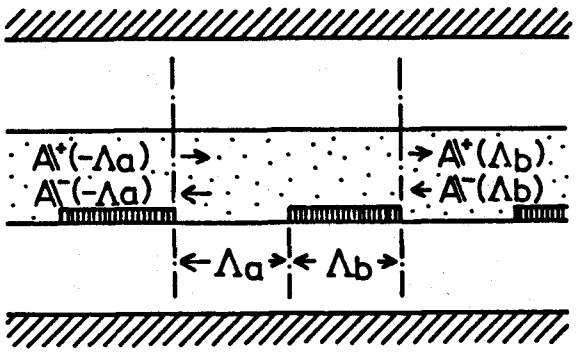
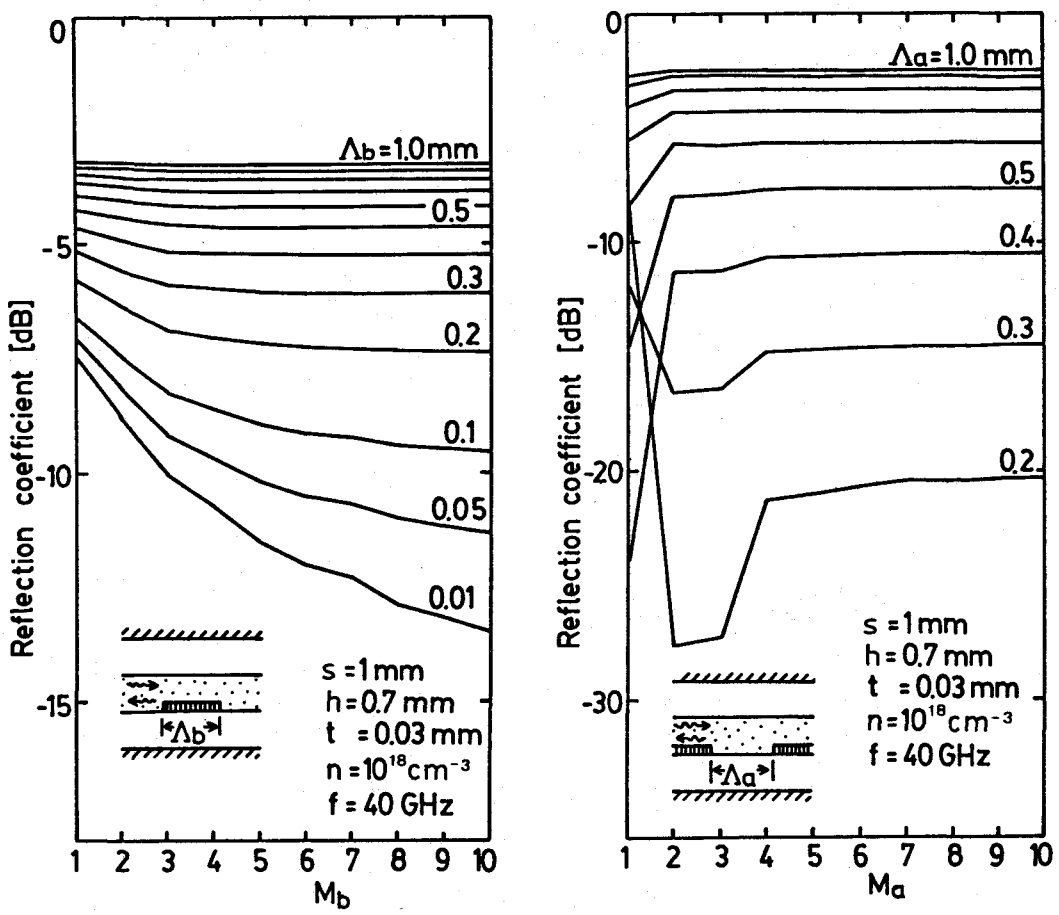



図2.6　周期構造導波路の1周期の区間

## ２．４．２　数値計算例

周期構造導波路の反射特性の計算を行う前に、まず、図２．７（ａ）および（ｂ）の挿入図に示すような、向かい合う一対の不連続部からの最低次モードの反射係数を計算する。図２．７（ａ）、（ｂ）は、不連続部間の間隔 $\Lambda_b$、$\Lambda_a$をパラメータとし、accessible モードの数$M_b$、$M_a$を変化させて、反射係数の大きさを計算した結果である。なお、本節のすべての数値計算において、




（ａ）　　（ｂ）

図２．７　向かい合う１対の不連続部からの反射

不連続部解析の際のモード展開個数は N＝５０ である。 図２.７（ａ）および（ｂ）から、不連続部間の間隔が小さいほど$M_b$、$M_a$の増加に対する反射係数の収束が遅く、より高次のモードまでを accessible モードの中に含める必要があることがわかる。 図２.７（ａ）および（ｂ）を用いることによって、解析しようとする周期構造導波路の$\Lambda_b$、$\Lambda_a$の値に対応して$M_b$および$M_a$の値をどのように選べば良いかがわかる。

図２.８は、ｓ＝１mm、ｈ＝０.７mm、ｔ＝３０$\mu$m、$n=10^{18}\ cm^{-3}$、$\Lambda_a=\Lambda_b=0.68mm$ の周期構造導波路のブラッグ反射特性である。なお、計算を行った周波数範囲内では、導波路ａ、ｂのどちらにおいても伝搬モードの数は１個である。 図２.８に示す反射特性は、反射係数の大きさがピーク値をとる１次のブラッグ周波数に関して対称な形をしておらず、３８～４８ＧＨｚの低周波数側でもかなりの反射が生じている。これは、この周波数帯では導波路ｂの最低次モードが遮断状態に近く、１不連続部あたりの反射量が大きいために、入射波の電力のかなりの部分が周期構造の最初の数段で反射されてしまい、縦続する多数の不連続部からの反射波が干渉して打ち消し合う効果が弱いためと考えられる。１周期あたりの反射量を小さくするためには、プラズマが誘起された区間の長さ$\Lambda_b$を短くすれば良い。このことは、電子正孔プラズマを光照射によって発生させる際に必要な光のエネルギーが小さくてすむという点からも望ましい。 図２.９は $\Lambda_a=1.13mm$、$\Lambda_b=0.03mm$ の場合の反射特性である。この図から、$\Lambda_b$ を小さくすると、低周波数側での反射量が小さくなり、反射特性が対称に近い形になることがわかる。

図２.１０は、ブラッグ反射特性のプラズマ密度に対する依存性を示したものである。同図よりプラズマ密度が高いほど反射係数のピーク値が大きいことがわかる。これは、プラズマ密度が高いほど、導波路不連続部での電磁界の散乱の程度が大きくなり、かつ、プラズマが誘起された区間での最低次モードの減衰量が小さくなるためである。 図２.１０に示した計算結果から、本章で取り上げた周期構造導波路を損失の少ないＤＢＲ反射器として働かせるためには $10^{17}\ cm^{-3}$ 程度以上のプラズマ密度が必要であることがわかる。

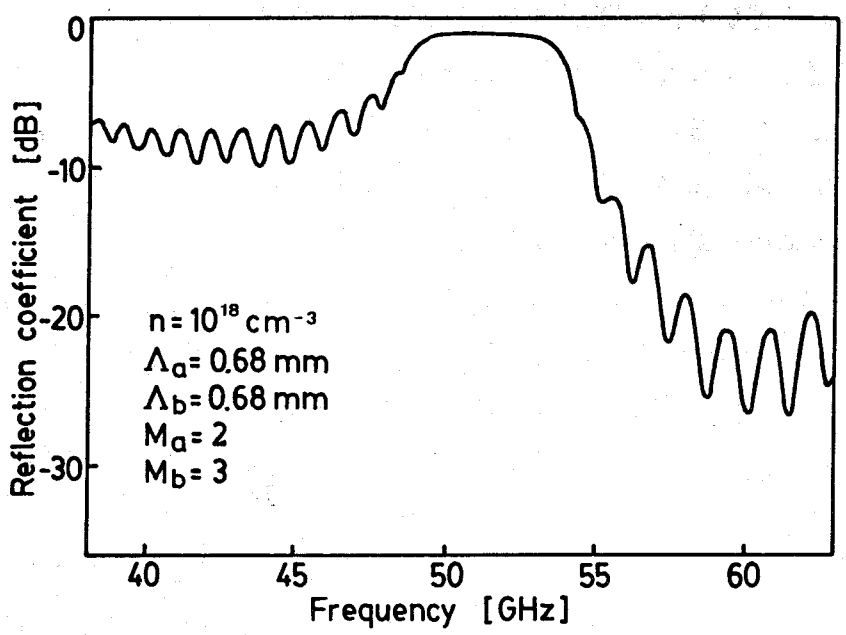



図２．８　ブラッグ反射特性

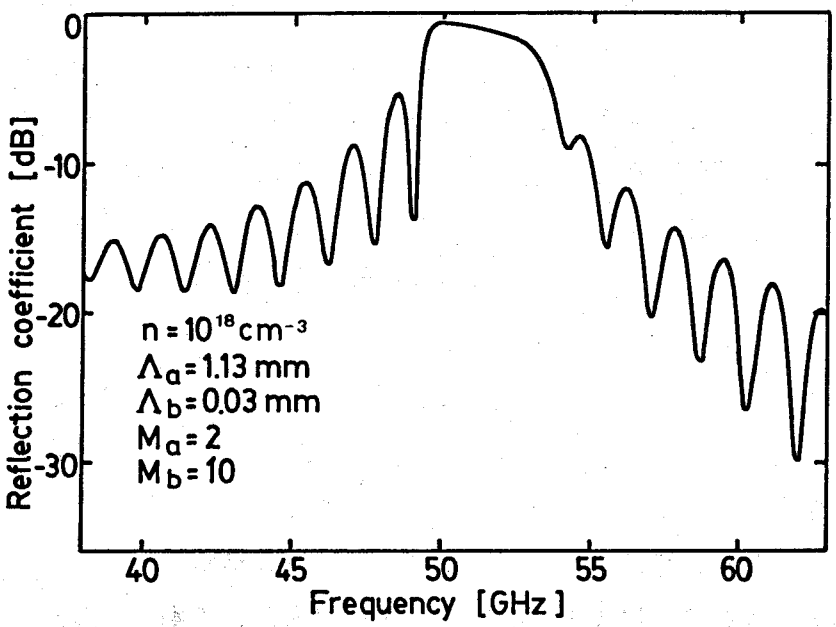



図２．９　$\Lambda_b$ が小さい場合のブラッグ反射特性

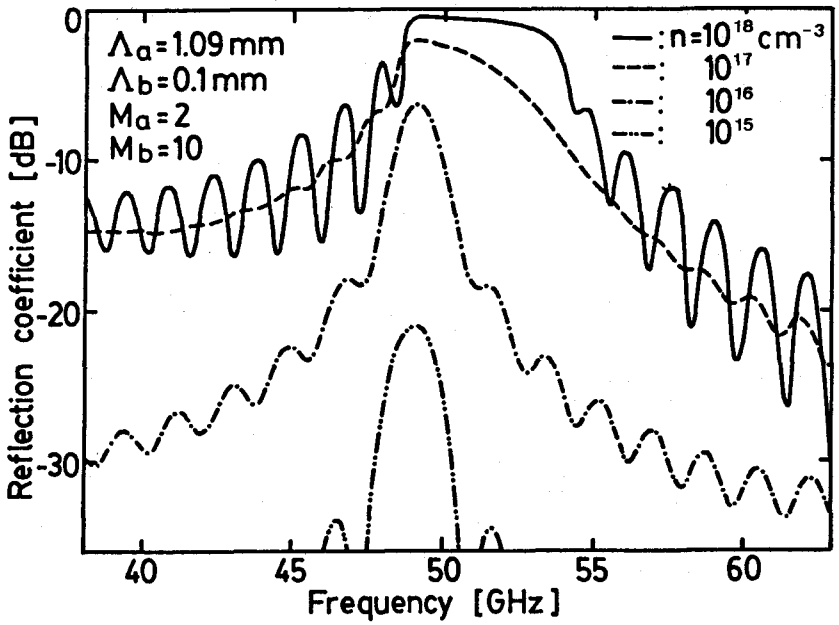



図２．１０　ブラッグ反射特性のプラズマ密度に対する依存性

## ２．５　結言

本章では、高抵抗率半導体スラブ導波路の表面に周期的に光が照射されるという状況を想定し、この周期構造導波路におけるミリ波のブラッグ反射特性を解析した。ブラッグ反射特性の、プラズマ密度やプラズマが誘起された区間の長さに対する依存性を明らかにするために、いくつかの数値計算を行った。その結果、中心周波数より低い周波数側での反射量を小さくし、対称に近い周波数特性を得るためには、プラズマが誘起された区間の長さを短くする必要があることや、ここで取り上げた構造を損失の少ないＤＢＲ反射器として働かせるためには $n = 10^{17}\ cm^{-3}$ 程度以上のプラズマ密度が必要なことがわかった。

本章で取り扱った周期構造導波路では、従来のコルゲーション等による周期構造導波路とは異なり、照射する光のパターンを変えることによって周期構造の周期を変えることができるので、中心周波数が可変のフィルタや発振周波数が可変のＤＢＲ発振器などに応用できると考えられる。

# 第３章　コルゲーションをもつ２本の平行誘電体スラブ導波路の放射特性

## ３．１　緒言

第２章では、周期構造導波路中の導波モードのブラッグ反射現象を取り扱った。第３章から第５章では、周期構造導波路中の導波モード電磁界と放射電磁界との結合、および、それに起因する導波モードの漏洩現象について論じる。

従来解析されてきた、あるいは試作されてきた、光波帯グレーティング結合器もしくはミリ波帯漏れ波アンテナは、ほとんどが１層の格子層をもつ構造であった。これに対して、複数個の格子層をもつ構造では、各格子層からの放射波が重なりあって全体の放射ビームを形成するので、この干渉現象を利用することによって従来の周期構造デバイスにはない新しい機能をもったデバイスを実現できる可能性がある。†

本章では、表面コルゲーションを設けた２本の誘電体スラブをある間隔をおいて平行に並べた構造の導波路を取り上げ、ミリ波帯での放射特性について理論的ならびに実験的に考察する。

解析は、導波モードと放射モード間の結合方程式を放射モードから導波モードへの再結合を無視して１次近似的に解く方法[65]と、放射モード ── 導波モード間の結合因子をローレンツ分布で置き換え、放射モードから導波モードへの再結合を考慮に入れて解く方法[81]とによって行い、両結果を比較する。また、放射パターン測定の実験を５０ＧＨｚ帯でテフロンスラブを用いて行い、理論解析から導かれた、放射ビーム切り換えの機能を実際に確認する。

---

† 過去に、光薄膜導波路の空気－フィルム、フィルム－サブストレートの両方の境界面にコルゲーションを設けることによって高効率のグレーティング結合器を作製できることを示した報告例がある[80]。

## ３．２　モード結合方程式

本章で取り扱う導波路の構造を図３．１に示す。 正弦波状のコルゲーションが設けられた２つの誘電体スラブ（比誘電率 $\varepsilon_r$ ）が、自由空間中に平行に置かれている。コルゲーションの形状を

領域Ⅱ－Ⅲ間：　$$x = x_1(z) = \frac{s}{2} + \eta h \cos\frac{2\pi}{d} z$$

領域Ⅲ－Ⅳ間：　$$x = x_2(z) = -\frac{s}{2} - \eta h \cos\frac{2\pi}{d} z$$

と表す。ここで s、h はそれぞれ、スラブ間の平均間隔、スラブの平均の厚さであり $\eta$、d はそれぞれ、コルゲーションの変調率、周期である。本章の理論解析においては、電磁界はｙ座標に依存しないという２次元問題を取り扱い、ｚ方向に伝搬するＴＥ偏波の放射特性を解析する。また、電磁界の時間因子は exp（ｊωｔ）とする。

結合モード解析における基本系（非摂動系）として、ここでは 図３．１に示す構造において $\eta = 0$ とした、ｚ方向に一様な対称５層導波路を採用する。このような開放型の導波路の固有モードは導波モードと放射モードとからなる。

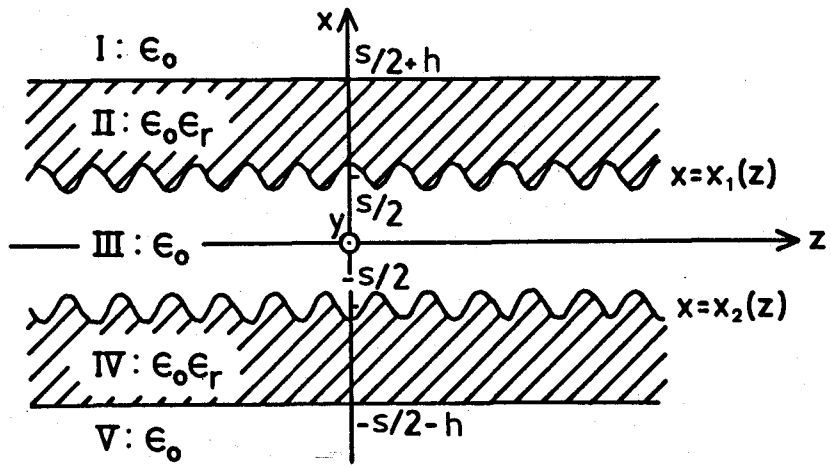



図３．１　コルゲーションをもつ２本の平行誘電体スラブ導波路

また、ここで用いる基本系導波路は $x=0$ に関して対称であるので、導波モードは電界分布が $x=0$ に関して偶対称なモード（偶モード）と奇対称なモード（奇モード）とに分離し、また、放射モードは偶モードと奇モードとの和で表すことができる。これらの固有モードの電界のy成分を $\mathcal{E}_{Ge}$、$\mathcal{E}_{Go}$、$\mathcal{E}_{Re}(\beta,x)$、$\mathcal{E}_{Ro}(\beta,x)$、と表す。ただし、2つの添字のうち第1の添字はG：導波モード、R：放射モードを意味し、第2の添字はe：偶モード、o：奇モードを意味する。また、$\beta$は放射モードのz方向の伝搬定数である。これらの固有モードの詳しい界分布は文献[61]に示されている。

この基本系導波路に、図3.1に示すようにコルゲーションによる摂動が加わると、導波モードと放射モードが周期構造を介して位相整合し、これらのモード間に結合が生じる。ここでは、偶および奇導波モードの伝搬定数 $\beta_e$、$\beta_o$ とコルゲーションの周期d、さらに自由空間中の平面波の波数 $k_o$ との間に

$$0 < \beta_e - \frac{2\pi}{d} < k_o \quad , \quad 0 < \beta_o - \frac{2\pi}{d} < k_o$$

という関係が成り立つとする。この場合、導波モードの前進波と放射モードの前進波が結合し、これらのモード間の結合の様子は次の結合方程式で記述される。

$$\begin{cases} \dfrac{dG_i(z)}{dz} = \displaystyle\int_0^{k_o} K_i(\beta) R_i(\beta, z)\, e^{-j(\beta-\Gamma_i)z} \frac{\beta}{p}\, d\beta & (3.1) \\ \dfrac{dR_i(\beta,z)}{dz} = -K_i^*(\beta)\, G_i(z)\, e^{j(\beta-\Gamma_i)z} & (3.2) \end{cases}$$

ただし、

$$K_i(\beta) = \frac{j\omega\epsilon_o}{4}(\epsilon_r - 1)\eta h\, \mathcal{E}_{Gi}^*\left(\frac{s}{2}\right)\mathcal{E}_{Ri}\left(\beta, \frac{s}{2}\right) \qquad (3.3)$$

$$p = \sqrt{k_o^2 - \beta^2}\ , \quad \Gamma_i = \beta_i - \frac{2\pi}{d}\ , \quad i = e, o$$

ここで $G_i(z)$、$R_i(\beta, z)$ はそれぞれ、導波モードの前進波、放射モー

ドの前進波の複素振幅である。式（３.３）は、コルゲーションが存在するｘの範囲　ｓ／２－ηｈ＜ ｘ ＜ｓ／２＋ηｈ　内では固有モードの界が一定であるとして求めた結合係数の近似式である。なお、式（３.１）、（３.２）はｉ＝ｅ の場合は偶モード間の、また、ｉ＝ｏ の場合は奇モード間の結合の様子を表す。また、図３.１に示すように２層のコルゲーションの形状は ｘ＝０に関して対称であるので、偶モードと奇モードの間には結合が生じない。

## ３．３　結合方程式の１次摂動解

本節では、前節で示した結合方程式を、放射モードから導波モードへの再結合を無視して１次近似的に解いて得られる導波モードの減衰定数、ならびに放射電磁界パターンの数値計算例を示す。また、２つのスラブ間の間隔、および２つの入射導波モード（偶モードと奇モード）間の位相差を適切な値に選ぶことによって導波路の上側または下側のどちらか一方のみに放射を生じさせることが可能なこと、さらに、入射導波モードの位相を変えることによって放射方向を２方向に切り換えることができることを示す。

導波モードの減衰定数は、摂動法の考え方に従うと

$$\alpha_i = \frac{\Delta P_i}{2|G_i|^2 \ell} \quad , \quad i = e, o \qquad (3.4)$$

で与えられる[65]。ここで、ΔＰｉ はｚ方向の長さが ℓ の短い区間内で導波モードが失う電力、$|G_i|^2$ は導波モードの入射電力である。ΔＰｉ は、この区間内で励起される放射モードの複素振幅を用いて

$$\Delta P_i = \int_0^{k_0} |R_i(\beta, \ell)|^2 \, d\beta \quad , \quad i = e, o \qquad (3.5)$$

で表される。Ｇｉ（ｚ） を一定とみなして式（３.２）を積分することによってＲｉ を求め、式（３.４）、（３.５）を用いると、αｉ が近似的に

$$\alpha_i = \frac{\pi \Gamma_i}{\sqrt{k_0^2 - \Gamma_i^2}} |K_i(\Gamma_i)|^2 \quad , \quad i = e, o \qquad (3.6)$$

のように求まる。

次に、コルゲーションが存在する範囲を $0 \leqq z \leqq L$ であるとすると、$L < z$ における遠方放射電界は、停留位相法[82]を用いて次のように表される。

$$E_{yi}(x,z) = \int_0^{k_0} R_i(\beta, L)\, e^{-j\beta z}\, \mathcal{E}_{Ri}(\beta, x)\, d\beta$$

$$= p(1+j)\sqrt{\pi}\, R_i(\beta_s, L)\, A_{Ri}(\beta_s)\, e^{j\beta_s\left(\frac{s}{2}+h\right)} \cdot \frac{\beta_s}{\sqrt{k_0}} \frac{e^{-jk_0 r}}{\sqrt{r}}, \qquad i = e, o \qquad (3.7)$$

ただし

$$p = \begin{cases} 1 & (i = e) \\ \dfrac{x}{|x|} & (i = o) \end{cases}, \qquad \beta_s = k_0 |x| / r, \quad \beta_s = k_0 z / r, \quad r = \sqrt{x^2 + z^2}$$

ここで、$A_{Ri}$ は放射モードの界表現式（文献［61］参照）の中に現れる係数である。式（3.7）によって与えられる $E_{ye}$、$E_{yo}$ はそれぞれ、偶導波モード、奇導波モードを入射した場合に生じる放射波である。なお、式（3.7）中の R は式（3.2）を積分することによって、

$$R_i(\beta_s, L) = -K_i^*(\beta_s)\, G_i(0)\, f(\beta_s)$$

ただし

$$f(\beta_s) = \frac{\exp\left[\{-\alpha_i + j(\beta_s - \Gamma_i)\}L\right] - 1}{-\alpha_i + j(\beta_s - \Gamma_i)}, \qquad i = e, o$$

のように求まる。放射ビームの形は主として関数 $f(\beta_s)$ によって決定される。

以下に数値計算例を示す。導波路のパラメータとして $\varepsilon_r = 2$、$k_0 h = 1.796$、$d/h = 6.67$、$\eta = 0.141$、$L/h = 133$ という数値を用いるが、これらの数値は3.5節での実験で用いる周波数ならびに試作導波路の寸法に対応する。図3.2は、偶および奇導波モードの減衰定数 $\alpha_i$ を2

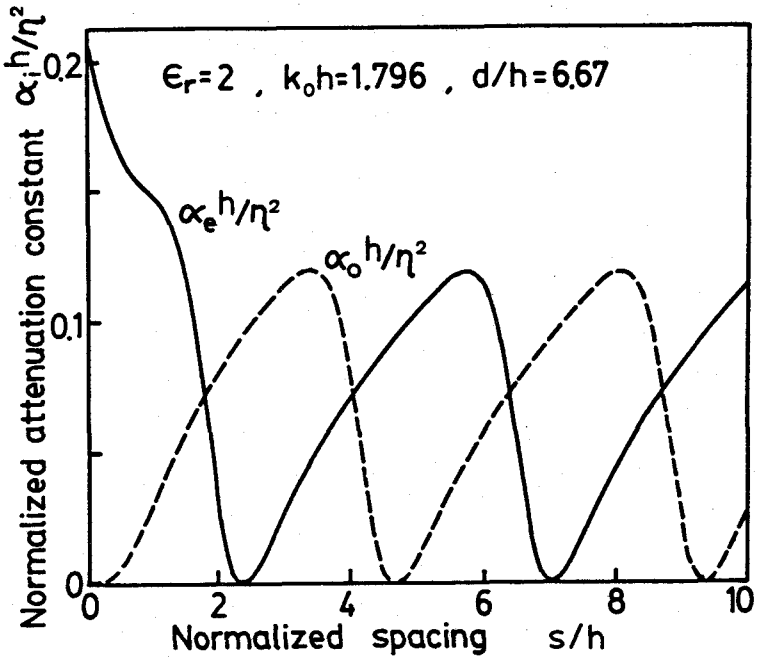



図３．２　減衰定数とスラブ間の間隔との関係

つのスラブ間の間隔ｓを変化させて計算した結果である。２層のコルゲーションからの散乱波が同位相で加わりあうようなｓ／ｈの値に対して減衰定数が極大になり、逆位相で加わりあう場合には減衰定数はほとんど零となる。ｓ／ｈの変化に対する減衰定数の変化はほぼ周期的であるが、その周期は導波モードと位相整合する自由空間中の平面波のｘ方向の波長

$$2\pi/\left\{h\sqrt{k_0^2-(\beta_i-2\pi/d)^2}\right\}$$

に等しい。図３．３は、偶および奇放射波 $E_{ye}$ 、$E_{yo}$ の主ビームのピーク方向をｓ／ｈを変化させて計算した結果である。実線は、偶モード、奇モードのそれぞれに対して

$$\phi_i = \cos^{-1}\frac{\beta_i-2\pi/d}{k_0} \quad , \quad i=e,o$$

で与えられる主ビームのピーク方向である。ここで、$\phi_i$ はエンドファイア方

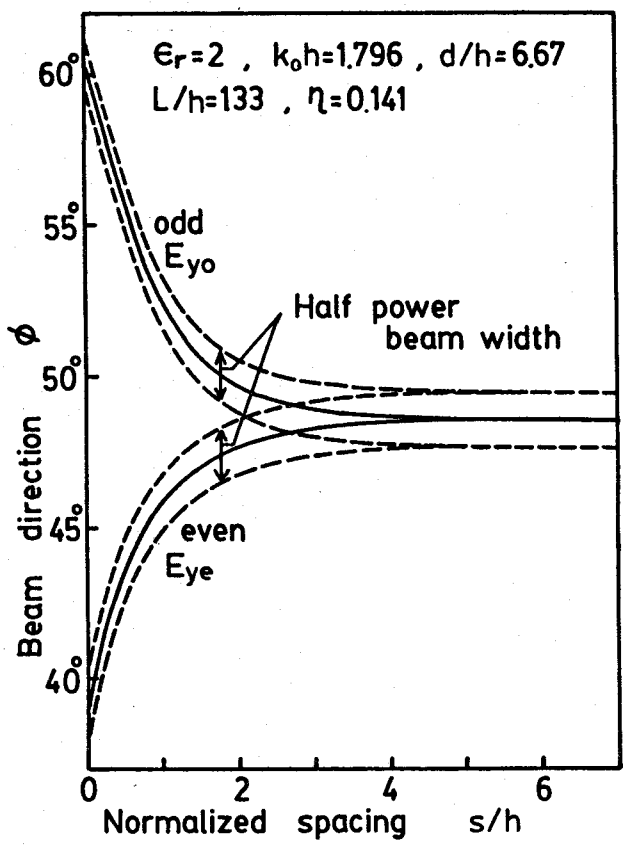



図３.３　放射方向とスラブ間の間隔との関係

向（ｚの正方向）からの角度である。また、図３.３には、放射波のパワーがピーク値の１／２になる方向（半値幅を与える方向）を破線で示している。２つのスラブ間の間隔を大きくすれば、偶導波モードと奇導波モードの伝搬定数差が小さくなり、偶放射波と奇放射波の主ビームの方向が接近する。図３.３から、ｓ／ｈの値を４以上に選ぶと、偶および奇放射波の主ビームがほぼ一つに重なることがわかる。また、主ビームの大きさは図３.２ に示す減衰定数の大きさから見積ることができ、同図からｓ／ｈの値を　１.７５９、　４.０２４、６.３５６ 等の値に選ぶと、偶放射波の主ビームと奇放射波の主ビームの大きさがほぼ等しくなることがわかる。ただし、偶放射波の場合はφの正方向のビームとφの負方向のビームが同位相であるのに対し、奇放射波の場合は２つの

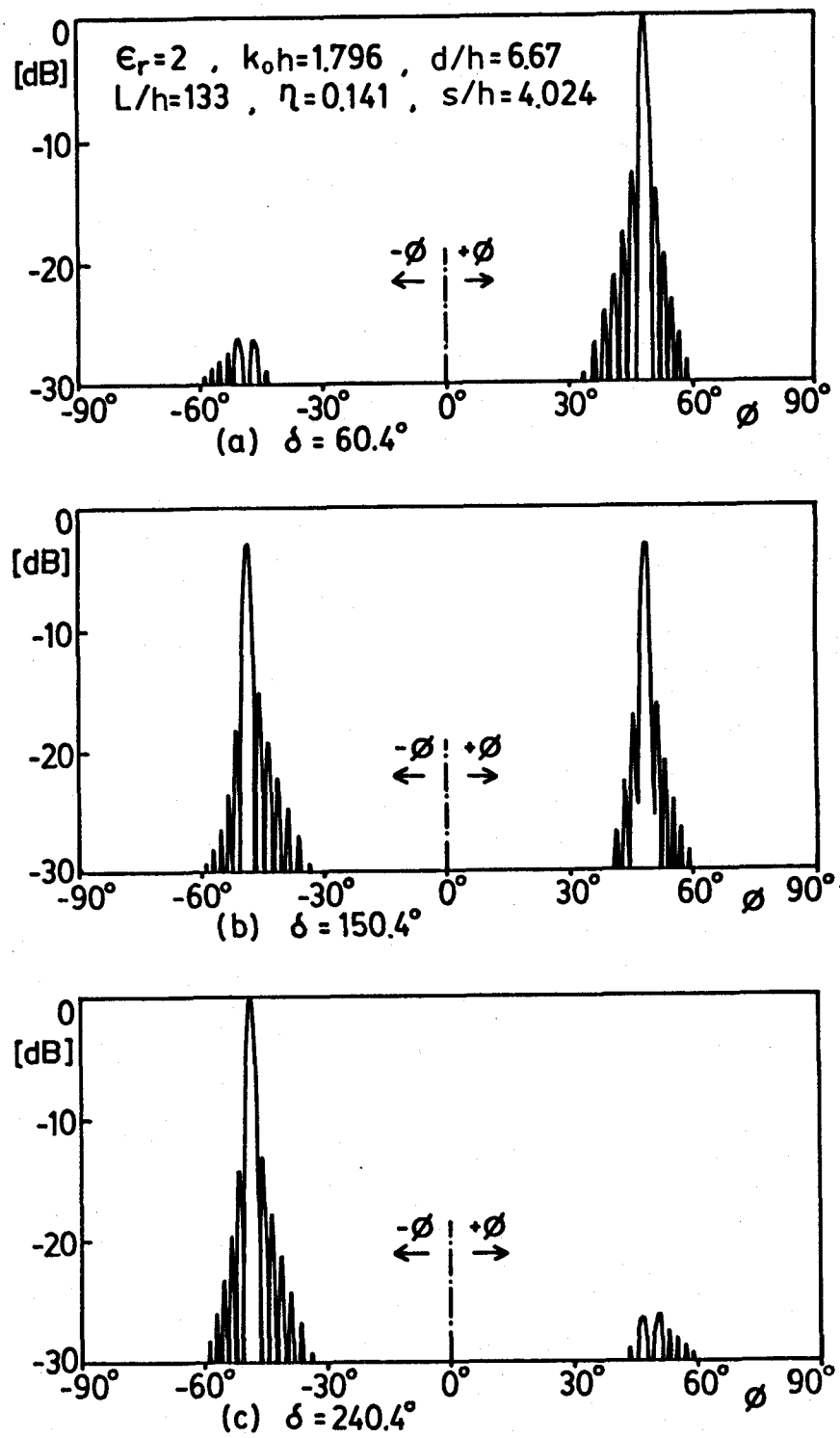



図３．４　放射パターン（理論値）

ビームが逆位相である。

以上の考察から、ｓ／ｈの値を　４．０２４、６．３５６　のような値に選び、偶導波モードと奇導波モードの両者を同時に入射すると、偶放射波と奇放射波の干渉によって、φの正方向または負方向のどちらか一方のみに放射を生じさせることが可能であることがわかる。ただし、入射導波モードに対する放射波の位相が偶モードの場合と奇モードの場合とで異なるので、それを補償するための位相差を２つの入射導波モードの間にあらかじめ与えておく必要がある。

図３．４（ａ）～（ｃ）はｓ／ｈ＝４．０２４の場合に、偶および奇導波モードを同時に入射した場合の放射パターンである。いずれの図でもφ＝±４８．６°の方向に鋭い放射ビームが生じている。 図３．４（ａ）は偶導波モードと奇導波モードの入射位相差

$$\delta = Arg\,[G_o(0)] - Arg\,[G_e(0)]$$

が６０．４° の場合の放射パターンである。この場合、偶放射波と奇放射波の主ビームがほぼ同位相となり、－φ方向への放射が打ち消される。図３．４（ｂ）はδ＝１５０．４° の場合で、この場合、偶放射波と奇放射波の位相差が９０°となり、＋φ方向と－φ方向のピーク値はほぼ等しい。図３．４（ｃ）は　δ＝２４０．４° の場合で、この場合、偶放射波と奇放射波の位相差が１８０° となり、放射パターンは図３．４（ａ）に示す放射パターンをφ＝０　に関して反転した形になる。

## ３．４　放射モードから導波モードへの再結合の影響

モード結合方程式（３．１）、（３．２）はβの複雑な関数である結合係数Ｋｉを含む微積分方程式であるので、これを解析的に閉じた形で解くことは困難である。前節では、放射モードから導波モードへの再結合を無視し、式（３．２）のみを用いて導波モードの減衰定数を求めた。本節では、方程式中に現れる結合因子[81] をローレンツ分布で置き換え、式（３．１）、（３．２）を連立させて解き、前節で求めた結果と比較する。

式（3.1）、（3.2）を連立させると

$$\frac{dG_i(z)}{dz} = -\int_0^z G_i(v) F_i(z-v)\, dv \qquad (3.8)$$

ただし

$$F_i(z) = \int_0^{k_0} |K_i(\beta)|^2 \frac{\beta}{\rho} e^{j(\Gamma_i-\beta)z}\, d\beta , \quad i=e,o \qquad (3.9)$$

を得る。ここで、式（3.9）中に含まれる結合因子

$$|K_i(\beta)|^2 \beta/\rho \qquad (3.10)$$

をローレンツ分布

$$a_i / \{(\beta-\beta_{mi})^2 + b_i^2\} \qquad (3.11)$$

で置き換えるとFi（z）は近似的に

$$F_i(z) = (a_i\pi/b_i) e^{-c_i z} \qquad (3.12)$$

ただし、 $c_i = b_i - j(\Gamma_i - \beta_{mi})$ , $i=e,o$

と書ける。ここで ai 、bi 、βmi （i＝e，o）はローレンツ分布の形を定める定数であり、式（3.10）で与えられる結合因子とローレンツ分布式（3.11）（これらは共にβの関数である）のピークの位置、ピーク値、および位相整合点β＝Γi での関数値が一致するようにこれら諸定数の値を決定する。 Fi（z）を式（3.12）のように指数関数で表すことができれば、 式（3.8）はラプラス変換の手法を用いて容易に解くことができ、その結果

$$G_i(z) = G_i(0)\{A_{i1} e^{(-\alpha_{i1}-\beta_{i1})z} + A_{i2} e^{(-\alpha_{i2}-\beta_{i2})z}\} \qquad (3.13)$$

ただし、

$$\alpha_{i1} = Re[u_{i-}] , \quad \alpha_{i2} = Re[u_{i+}]$$

$$\beta_{i1} = Im[u_{i-}] , \quad \beta_{i2} = Im[u_{i+}]$$

$$A_{i1} = u_{i+} \Big/ \left\{ 2\left( \frac{c_i^2}{4} - \frac{a_i\pi}{b_i} \right)^{1/2} \right\}$$

$$A_{i2} = -u_{i-} \Big/ \left\{ 2\left( \frac{c_i^2}{4} - \frac{a_i \pi}{b_i} \right)^{1/2} \right\}$$

$$u_{i\pm} = \frac{c_i}{2} \pm \left( \frac{c_i^2}{4} - \frac{a_i \pi}{b_i} \right)^{1/2}, \qquad i = e, o$$

を得る。式（３．１３）は、２つの減衰振動の和の形をしているが、結合因子がβに対して緩やかに変化する場合は、$a_i \pi / b_i \ll |c_i^2/4|$ が成立ち、$|A_{i1}| \cong 1$、$|A_{i2}| \ll 1$ となる。そして式（３．１３）は

$$G_i(z) \simeq G_i(0) A_{i1} e^{(-\alpha_{i1} - j\beta_{i1})z}, \qquad i = e, o \qquad (3.14)$$

と書くことができる。上式で$\alpha_{i1}$ は導波モードの減衰定数を表し、また$\beta_{i1}$ は、導波モードの位相定数のコルゲーションが存在しない場合からの変化量を表す。図３．５（ａ）は本節の方法で求めた減衰定数$\alpha_{i1}$ と前節の１次摂動法で求めた減衰定数$\alpha_i$ との差をコルゲーションの変調率$\eta$を変化させて計算した結果である。放射モードの再結合の影響を反映して、$\alpha_{i1}$ は$\alpha_i$ より小さな値をとる。その相対的な差は$\eta = 0.2$の場合で０．９％以下である。図３．５（ｂ）は$\beta_{i1}$ の計算例である。コルゲーションを設けることによって偶導波モードの位相定数はコルゲーションが存在しない場合より大きくなり、奇導波モードの位相定数は小さくなる。その変化量は$\eta = 0.2$の場合で０．１２％程度である。

以上のように本節では、放射モードから導波モードへの再結合を考慮にいれて、導波モードの減衰定数、および位相定数の変化量を求めた。しかしながら、ここで求めた値と１次近似によって求めた値との差は小さく、変調率$\eta$が０．２程度の場合では、放射モードから導波モードへの再結合の影響は無視できるほど小さいといえる。

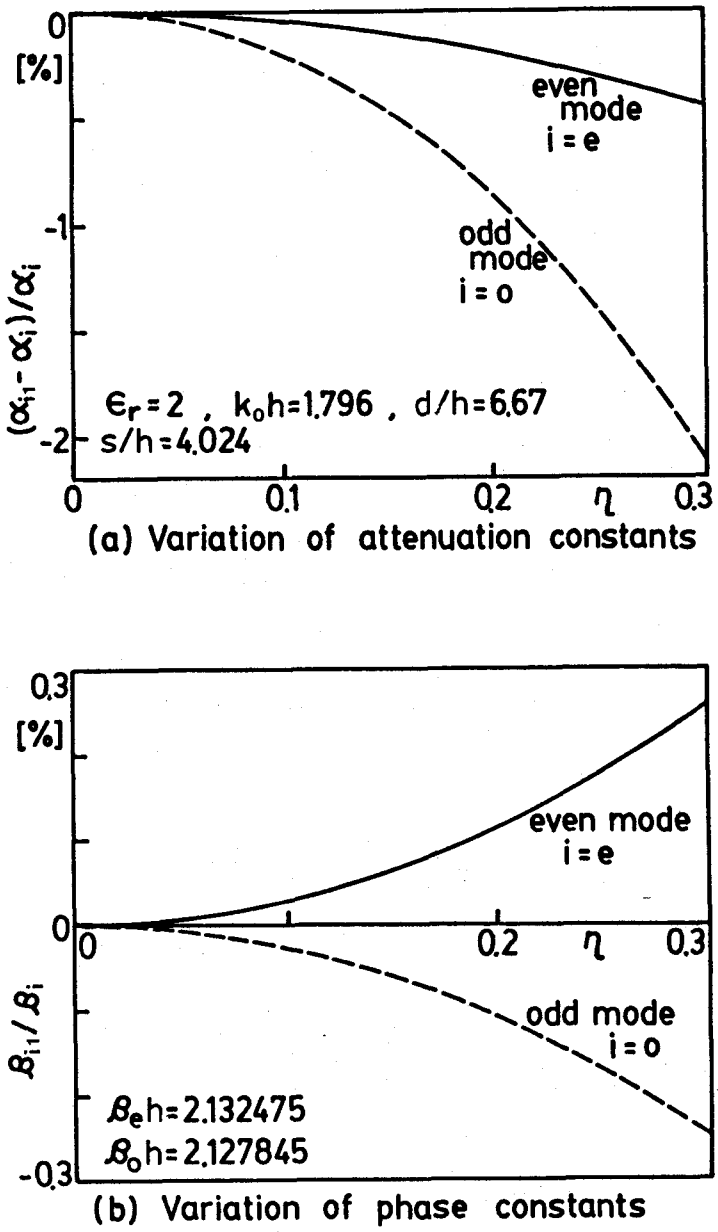



図３．５　放射モードから導波モードへの再結合の影響

## ３．５　５０ＧＨｚ帯における実験

コルゲーションを設けたテフロンスラブを用いて実験を行った。厚さ２mm、幅２０mmのテフロンスラブ（比誘電率２）に深さ０．４mm、幅６mmの方形の溝を周期１２mmで２０本彫る（図３．６）。この場合、スラブの平均の厚さｈは１．８mmとなり、コルゲーションの変調率$\eta$は方形波のフーリエ級数展開の基本波の係数より$\eta=0.141$となる。このテフロンスラブを６．８mmの間隔で２本平行に並べて導波路を構成する（図３．７）。図３．７において点Ｐからホーンアンテナによって一方のスラブに最低次のＴＥ導波モードを励振すると、面ＡＡ’において、結合した２本のテフロンスラブ導波路に最低次の偶モードと奇モードがほぼ同振幅同位相で励振される。ＢＢ’－ＣＣ’間で一方のスラブは屈曲しているが、この屈曲は緩やかであるので、ＤＤ’における偶

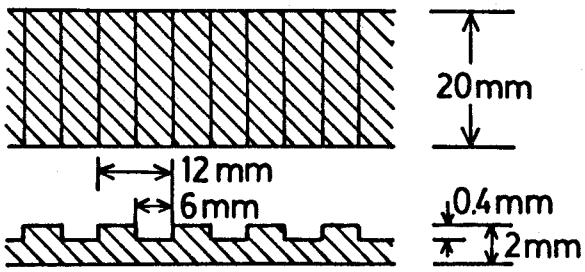



図３．６　テフロンスラブの形状

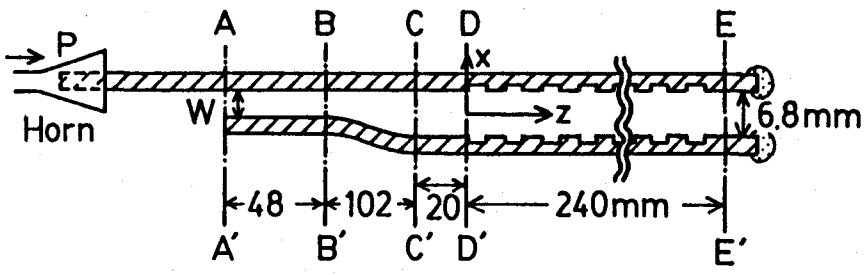



図３．７　導波路の構造と励振方法

導波モードと奇導波モードの位相差は

$$\delta = \int_{AA'}^{DD'} \{\beta_e(z) - \beta_o(z)\}\, dz \qquad (3.15)$$

で与えられる。そして、ＡＡ’－ＢＢ’間でのスラブ間の間隔Ｗを変えることによって位相差δを変化させる。この可動部を除いて、テフロンスラブはポリフォームによって固定されている。また、スラブ終端部に少量の電波吸収体が塗付されており、エンドファイア方向（φ＝０°）への不要な放射波を８ｄＢ程度抑圧している。 図３．８に実験装置の全体図を示す。放射波はグレーティングの中心から８２ｃｍの距離にあるホーンアンテナによって受信し、受信アンテナを動かして放射パターンを測定する。

３通りの間隔Ｗに対する放射パターンの測定結果を図３．９（ａ）～（ｃ）に示す。図３．９（ａ）、（ｃ）はそれぞれ＋φ方向、－φ方向への放射が最大になるようにＷを調整した場合（それぞれＷ＝５．０、２．３ｍｍ）の放射パタ

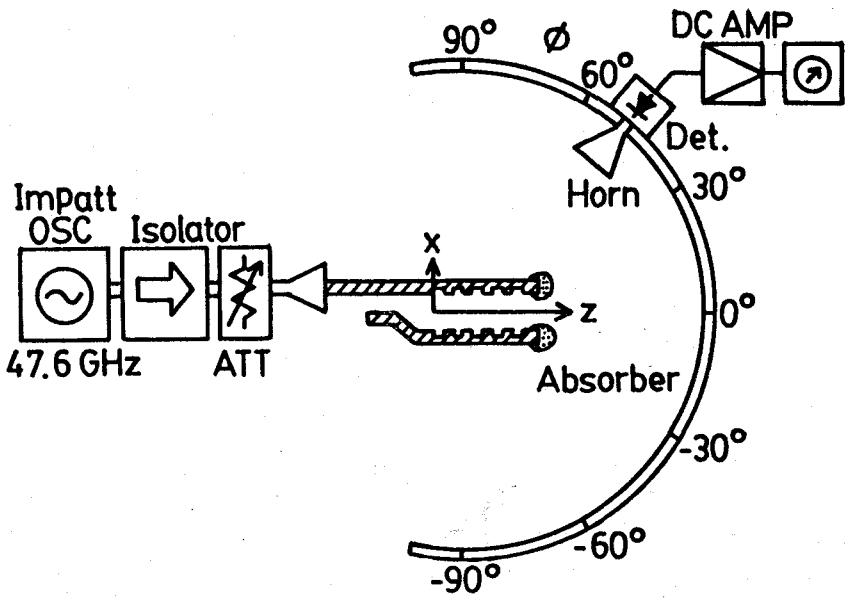



図３．８　実験装置

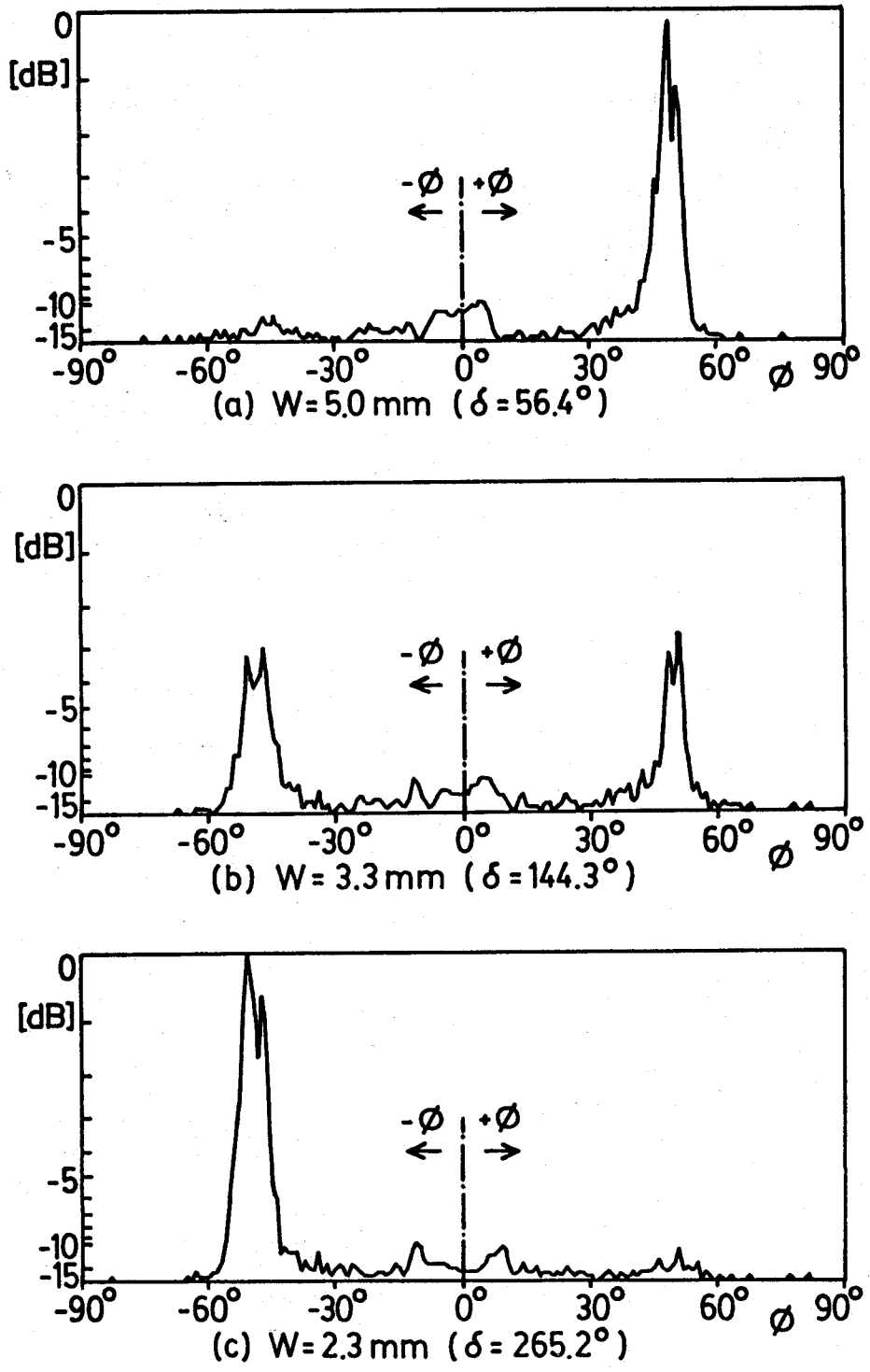



図３．９　放射パターン（実験値）

ーンであり、図３．９（ｂ）は両方向への放射強度が等しくなるようにWの値を選んだ場合（W＝３．３mm）の放射パターンである。図３．９（ａ）、（ｂ）、（ｃ）に対応する放射パターンの理論値は 図３．４（ａ）、（ｂ）、（ｃ）である。以下に実験値と理論値の比較を行う。

i)導波モードの入射位相差

式（３．１５）を用いてδを計算すると W＝５．０、３．３、２．３mmのそれぞれに対してδは５６．４°、１４４．３°、２６５．２°となる（図７に示すＢＢ'－ＣＣ'間でのスラブの間隔はｚに対して３次関数的に変化すると仮定した）。一方、理論計算から求まるδは順に６０．４°、１５０．４°、２４０．４°である。式（３．１５）の厳密性とWの測定精度の点から考えて、実験値と理論値はよく一致するといえる。

ii)主ビームの方向

実験値と理論値は±２％程度の差でよく一致する。

iii)主ビームの半値幅

実験値は理論値（１．８°）の約４倍である。

iv)＋φ方向および－φ方向への放射波の強度比

実験値は図３．９（ａ）、（ｃ）より約１１ｄＢであり、理論値は図３．４（ａ）、（ｃ）より２６．２ｄＢである。

上に述べた実験値と理論値の比較において、iii)主ビームの半値幅と、 iv)±φ方向への放射波の強度比については実験値と理論値がかなり異なっている。この主な原因は、理論値が遠方界に対する値であるのに対し、測定は近傍界に対して行ったためと考えられる（遠方と近傍の境界を定める目安は、Ｒ＝２Ｄ／λで与えられる[83]。ここでＤ、λはそれぞれ被測定アンテナの実効的な開口長、自由空間波長である。本構造の場合、Ｒ＝１０mである）。一般に観測点が被測定アンテナの近傍に位置する場合、開口面を点とみなせなくなり、主ビームの半値幅は遠方での値より大きくなる。また、本構造の場合、アンテナ近傍では、広がった主ビーム全体にわたって偶放射波と奇放射波が同位相または逆位相の関係を保つことが困難になるので、±φ方向への放射波の強度比は、

遠方での値より小さくなると考えられる。

なお、実験の際に用いた試作導波路は幅が有限（２０mm）であるのに対し、理論モデルは幅が無限な２次元構造である。しかしながら、等価誘電率法[84]を用いて導波モードの伝搬定数を計算したところ、幅が２０mmの場合の伝搬定数は、２次元の場合に比べて偶モード、奇モードそれぞれ　－０.４９、－０.５０％ 変化するだけであり、導波モードの伝搬特性に関する限り、有限幅の影響はほとんどないといえる。

## ３．６　結言

本章では、コルゲーションを設けた２本の平行誘電体スラブ導波路からのＴＥ波の放射について、理論的ならびに実験的に考察した。解析手法としてモード結合理論に基づく手法を用いた。結合方程式の解として、放射モードから導波モードへの再結合を無視した１次摂動解と、放射モード－導波モード間の結合因子をローレンツ分布で置き換え、放射モードの再結合を考慮に入れた解とを比較した。その結果、放射モードから導波モードへの再結合の影響はほとんど無視できることを示した。また、偶導波モードと奇導波モードを適切な位相差で同時に入射すると、導波路の上方または下方のどちらか一方のみに強い放射を生じさせ得ること、さらに２つの導波モードの位相差を１８０° 変えることによって放射の方向を２方向に切り換えることが可能なことを理論的に示した。次に５０ＧＨｚ帯で実験を行い、放射パターンを測定した。主ビームの方向は理論値とよく一致した。また、導波路の上方および下方への放射強度比は約１１ｄＢであり、２つの入射導波モードの位相差を変えることによって放射方向を切り換えることができることも確かめた。

本章で取り上げた構造の導波路と、電気的に位相量を変えることができるｐ-ｉ-ｎダイオード装荷移相器などとを組み合わせれば、電気的に放射方向を２方向に切り換えることができるミリ波帯漏れ波アンテナを構成することが可能である。このような、放射機能と電気的なビーム方向切り換え機能とを一体

化した素子を試作することが今後に残された課題である。

# 第４章　厚みのある金属ストリップが周期的に装荷された誘電体導波路の放射特性

## ４．１　緒言

ミリ波帯においては金属は良導体、あるいはほぼ完全導体として振舞うため、誘電体導波路表面に金属ストリップを装着することによって、この導波路に沿って伝搬する表面波電磁界を効率よく散乱させることができる。ミリ波帯漏れ波アンテナは、表面コルゲーションだけではなく、このような金属ストリップを導波路表面に周期的に装荷することによっても作成することができ、これまでに多くの試作例が報告されている。また、理論的にも、いくつかの手法を用いて、金属ストリップ装荷周期構造導波路の伝搬特性および放射特性が解析されている[45],[54],[85]。しかしながら、過去の解析のほとんどは、ストリップの厚さが無限に薄い場合を取り扱っており、ストリップの厚さが放射特性に及ぼす影響を考察した報告は見当たらない。

そこで本章では、厚みのある金属ストリップが周期的に装荷された誘電体導波路の放射特性を解析する。解析手法として、格子層内の電磁界を境界積分方程式を用いて記述する方法を用い、ＴＥ、ＴＭ両偏波の特性解の複素伝搬定数ならびに導波路上下方向への放射電力分配比を数値計算によって求める。そして、これら諸特性の金属ストリップの厚さおよび幅に対する依存性を明らかにする。

## ４．２　特性方程式の導出

開放型周期構造導波路の放射特性は、この導波路に沿って伝搬する表面波型の特性界の複素伝搬定数の値によってほぼ決定される。本節では伝搬定数を定める特性方程式を境界積分方程式に基づく手法を用いて導出する。

図４．１に本章で解析する２次元の周期構造導波路の横断面図を示す。誘電体層の厚さはｈ、比誘電率は$\varepsilon_r$である。また、格子は幅ｗ、厚さｔの方形断

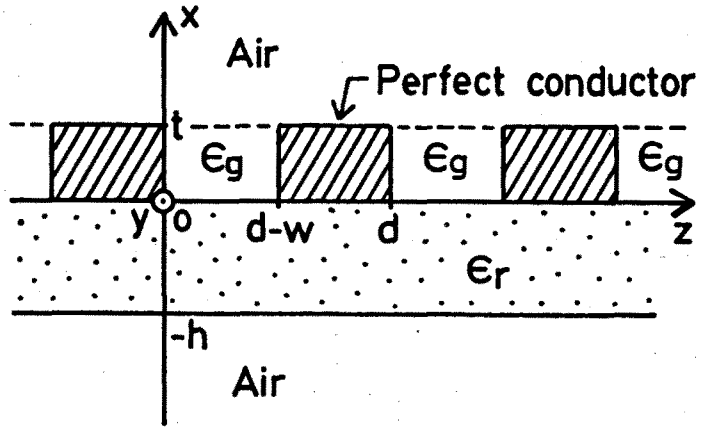



図４．１　厚みのある金属ストリップが周期的に装荷された誘電体導波路

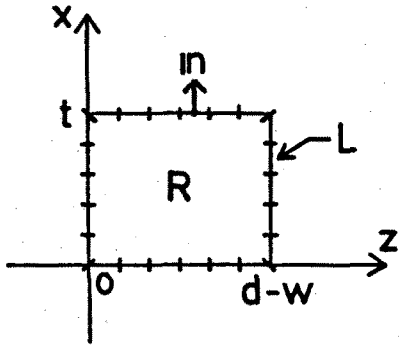



図４．２　境界積分方程式によって電磁界が記述される領域

面完全導体ストリップからなり、金属ストリップの間は比誘電率$\varepsilon_g$の媒質で満たされているとする。また周期をｄとする。なお、電磁界の時間因子を exp（ｊωｔ）とする。

### ４．２．１　境界積分方程式

図４．１において、０＜ｘ＜ｔ、０＜ｚ＜ｄ－ｗ　の領域を領域Ｒと名づける（図４．２）。領域Ｒ内の電磁界$\phi$は２次元のヘルムホルツ方程式

$$\nabla_t^2 \phi + k_o^2 \epsilon_g \phi = 0 \qquad (4.1)$$

を満足する。ここで $\phi$ は、ＴＥ偏波を解析の対象とする場合は$E_y$ を表し、ＴＭ偏波の場合は$H_y$ を表す。また、$k_0$ は自由空間の波数であり、$\nabla_t = \hat{i}_x \partial/\partial x + \hat{i}_z \partial/\partial z$ である。

２次元のグリーン関数を用いることによって、式（４．１）は、領域Ｒを囲む閉曲線Ｌ上の電磁界$\phi$および $\partial\phi/\partial n$を未知関数とする境界積分方程式

$$\frac{1}{2}\phi(\mathbf{r}_0) = \int_L \left(\psi\frac{\partial\phi}{\partial n} - \phi\frac{\partial\psi}{\partial n}\right) d\ell \qquad (4.2)$$

に変換される[86]。ここで $\mathbf{r}_0$ は閉曲線Ｌ上の点の位置ベクトルであり $\int$ は特異点を除いた主値積分を表す。また、$\partial/\partial n$はＬ上における外向き法線方向微分を表す。なお、グリーン関数$\psi$として、本章では第２種ベッセル関数

$$\psi(\mathbf{r},\mathbf{r}_0) = -\frac{1}{4}N_0(k_0\sqrt{\epsilon_g}\,|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|)$$

を用いる。

次に境界ＬをＮ個の境界要素に分割し、$\phi$および$\partial\phi/\partial n$をｉ番めの要素上のみで値１をもつステップ関数 $S_i(\mathbf{r})$によって

$$\phi = \sum_{i=1}^{N} u_i S_i(\mathbf{r}) \quad (4.3a), \qquad \frac{\partial\phi}{\partial n} = \sum_{i=1}^{N} q_i S_i(\mathbf{r}) \quad (4.3b)$$

のように展開する。式（４．３）を式（４．２）に代入し、点 Ｐ（$\mathbf{r}_0$）を各要素中央に位置させると、式（４．２）は次のような形の行列方程式となる。

$$\mathbb{G}\,\mathbb{u} + \mathbb{H}\,\mathbb{q} = \mathbb{0} \qquad (4.4)$$

ここで、$\mathbb{G}$ 、$\mathbb{H}$ はＮ次の正方行列であり、$\mathbb{u}$ 、$\mathbb{q}$ はそれぞれ、$u_i$ 、$q_i$ を成分とするＮ元の未知の列ベクトルである。

### ４．２．２　一様層中の電磁界

媒質がｚ方向に一様である上側の空気領域 $t < x$、誘電体層 $-h < x < 0$、および下側の空気領域 $x < -h$ 中の電磁界は、次のように、未知定数を係数

とする空間高調波の和の形で表すことができる。

$t < x$ :

$$\phi = \sum_n a_n e^{-j\rho_n(x-t)} e^{-j\beta_n z} \qquad (4.5a)$$

$-h < x < 0$ :

$$\phi = \sum_n (b_n \cos\sigma_n x + c_n \sin\sigma_n x) e^{-j\beta_n z} \qquad (4.5b)$$

$x < -h$ :

$$\phi = \sum_n d_n e^{j\rho_n(x+h)} e^{-j\beta_n z} \qquad (4.5c)$$

ただし

$$\beta_n = \beta_0 + \frac{2n\pi}{d}, \quad \rho_n = \pm(k_0^2 - \beta_n^2)^{1/2} \qquad (4.6)$$

$$\sigma_n = (k_0^2 \epsilon_r - \beta_n^2)^{1/2}$$

ここで、$\beta_0 \triangleq \beta - j\alpha$ が求めたい量である、基本空間高調波の伝搬定数である。実部$\beta$は位相定数であり、虚部$\alpha$は、外部空間へのエネルギーの漏れに伴う減衰定数である。また、式（4.6）によって$\rho_n$の値を求める際

$n \geqq 0$ の場合は　　$\mathrm{Im}[\rho_n] < 0$

$n < 0$ の場合は　$\mathrm{Re}[\beta_n] \leqq 0$ ならば　$\mathrm{Im}[\rho_n] < 0$

$\mathrm{Re}[\beta_n] > 0$ ならば　$\mathrm{Im}[\rho_n] > 0$

となるように平方根の符号を選択する[87]。

ここで、$x = -h$ において電磁界の接線方向成分が連続であるという境界条件を式（4.5b）、（4.5c）に適用すると

$$c_n = \frac{j\rho_n - \nu_r \sigma_n \tan\sigma_n h}{\nu_r \sigma_n + j\rho_n \tan\sigma_n h} b_n$$

ただし $$\nu_r = \begin{cases} 1 & (\text{TE偏波の場合}) \\ 1/\varepsilon_r & (\text{TM偏波の場合}) \end{cases}$$

という関係式を得る。上式を式（4.5b）に代入すると、誘電体層 $-h < x < 0$ 中の電磁界は一組の未知定数 $b_n$ を用いて

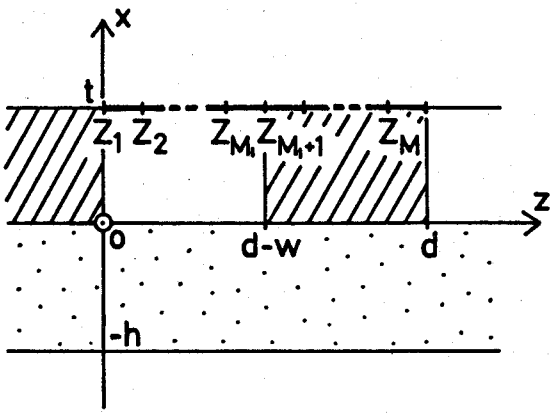
$$\phi = \sum_n b_n \left( \cos \sigma_n x + \frac{j\rho_n - \nu_r \sigma_n \tan \sigma_n h}{\nu_r \sigma_n + j\rho_n \tan \sigma_n h} \sin \sigma_n x \right) \cdot e^{-j\beta_n z} \qquad (4.7)$$

のように表される。

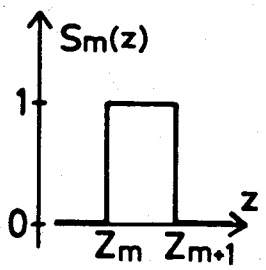
### 4．2．3　一様層・格子層間の境界条件

まず、境界 $x = t$、$0 < z < d$ を図4.3（a）に示すようにM個の境界要素に分割する（$0 < z < d-w$ を$M_1$ 個、$d-w < z < d$ を$M-M_1$ 個に分割する）。この境界における$\phi$および $\partial\phi/\partial n$（$\partial/\partial n = \partial/\partial x$）を図4.3（b）に示すステップ関数 $S_m(z)$ を用いて

$$\phi = \sum_{m=1}^{M} u_m S_m(z) \quad (4.8a), \qquad \frac{\partial \phi}{\partial n} = \sum_{m=1}^{M} q_m S_m(z) \quad (4.8b)$$




（a）要素分割




（b）ステップ関数

図4.3　境界 $x = t$ の要素分割と境界上のステップ関数

ただし　　TE偏波の場合は　$u_m = 0$　$(M_1 + 1 \leqq m \leqq M)$

　　TM偏波の場合は　$q_m = 0$　$(M_1 + 1 \leqq m \leqq M)$

のように展開する。$x = t$ における境界条件は、式（4.5a）とそれを微分した式、および式（4.8）より

$$\sum_{m=1}^{M} u_m S_m = \sum_{n} a_n e^{-j\beta_n z} \qquad (4.9a)$$

$$\nu_g \sum_{m=1}^{M} q_m S_m = \sum_{n} (-j) p_n a_n e^{-j\beta_n z} \qquad (4.9b)$$

ただし

$$\nu_g = \begin{cases} 1 & (\text{TE偏波の場合}) \\ 1/\varepsilon_g & (\text{TM偏波の場合}) \end{cases}$$

で表される。式（4.9）の右辺の和に含める空間高調波の個数を境界分割数Mと等しく選び（0次を中心として$-M_\ell$次から$M_u$次まで、$M_\ell + M_u + 1 = M$）、式（4.9）の左辺と右辺をM個の境界要素の中央で等しいとおくと、式（4.9a）、（4.9b）はそれぞれ次のように離散化される。

$$\begin{bmatrix} u_1 \\ \vdots \\ u_M \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{1,-M_\ell} & \cdots & A_{1,M_u} \\ \vdots & & \vdots \\ A_{M,-M_\ell} & \cdots & A_{M,M_u} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{-M_\ell} \\ \vdots \\ a_{M_u} \end{bmatrix} \triangleq \mathbb{A} \begin{bmatrix} a_{-M_\ell} \\ \vdots \\ a_{M_u} \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} q_1 \\ \vdots \\ q_M \end{bmatrix} = \frac{1}{\nu_g} \mathbb{A} \begin{bmatrix} K_{-M_\ell} & & 0 \\ & \ddots & \\ 0 & & K_{M_u} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{-M_\ell} \\ \vdots \\ a_{M_u} \end{bmatrix} \triangleq \mathbb{B} \begin{bmatrix} a_{-M_\ell} \\ \vdots \\ a_{M_u} \end{bmatrix}$$

ここで

$$A_{mn} = \exp\left(-j\beta_n \frac{z_m + z_{m+1}}{2}\right)$$

$$K_n = -j p_n \ , \qquad m = 1 \sim M \ , \ n = -M_\ell \sim M_u$$

なお、行列 $\mathbb{A}$ 、$\mathbb{B}$ はともに次数がMの正方行列である。行列 $\mathbb{B}\mathbb{A}^{-1}$、$\mathbb{A}\mathbb{B}^{-1}$ の第1～$M_1$ 行、第1～$M_1$ 列からなる$M_1$ 次の小行列を

$$\mathbb{B}\mathbb{A}^{-1}=\left[\begin{array}{c|c}\mathbb{C}_{TE} & \\ \hline & \end{array}\right],\quad \mathbb{A}\mathbb{B}^{-1}=\left[\begin{array}{c|c}\mathbb{C}_{TM} & \\ \hline & \end{array}\right]$$

のように $\mathbb{C}_{TE}$ 、$\mathbb{C}_{TM}$ とおくと、境界 $x=t$、$0<z<d-w$ 上の未知数 $u_m$、$q_m$ に課される境界条件は

$$\begin{bmatrix} q_1 \\ \vdots \\ q_{M_1} \end{bmatrix} = \mathbb{C}_{TE} \begin{bmatrix} u_1 \\ \vdots \\ u_{M_1} \end{bmatrix} \qquad (\text{TE偏波の場合}) \qquad (4.10a)$$

$$\begin{bmatrix} u_1 \\ \vdots \\ u_{M_1} \end{bmatrix} = \mathbb{C}_{TM} \begin{bmatrix} q_1 \\ \vdots \\ q_{M_1} \end{bmatrix} \qquad (\text{TM偏波の場合}) \qquad (4.10b)$$

で表される。

上に述べた手順と同様の手順によって、境界 $x=0$、$0<z<d-w$ 上の未知数に課される境界条件

$$\begin{bmatrix} q_1' \\ \vdots \\ q_{M_1}' \end{bmatrix} = \mathbb{D}_{TE} \begin{bmatrix} u_1' \\ \vdots \\ u_{M_1}' \end{bmatrix} \qquad (\text{TE偏波の場合}) \qquad (4.11a)$$

$$\begin{bmatrix} u_1' \\ \vdots \\ u_{M_1}' \end{bmatrix} = \mathbb{D}_{TM} \begin{bmatrix} q_1' \\ \vdots \\ q_{M_1}' \end{bmatrix} \qquad (\text{TM偏波の場合}) \qquad (4.11b)$$

を導くことができる。

### 4．2．4　特性方程式

閉曲線Lの各辺上の未知数を成分とするベクトルに、図4．4に示すように

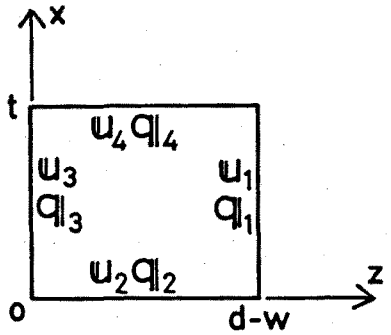



図４．４　閉曲線Ｌの各辺上の未知数を成分とするベクトル

添字をつける。式（４．４）、（４．１０）、（４．１１）はそれぞれ

$$\begin{bmatrix} G_1 & G_2 & G_3 & G_4 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \\ \psi_4 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} H_1 & H_2 & H_3 & H_4 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} q_1 \\ q_2 \\ q_3 \\ q_4 \end{bmatrix} = 0 \qquad (4.12)$$

$$q_4 = C_{TE}\, \psi_4 \qquad (TE) \qquad (4.13a)$$

$$\psi_4 = C_{TM}\, q_4 \qquad (TM) \qquad (4.13b)$$

$$q_2 = D_{TE}\, \psi_2 \qquad (TE) \qquad (4.14a)$$

$$\psi_2 = D_{TM}\, q_2 \qquad (TM) \qquad (4.14b)$$

のように書ける。また、ｚ＝０ および ｚ＝ｄ－ｗ における境界条件は

$$\psi_3 = 0 \qquad (TE) \qquad (4.15a)$$

$$q_3 = 0 \qquad (TM) \qquad (4.15b)$$

$$\psi_1 = 0 \qquad (TE) \qquad (4.16a)$$

$$q_{l_1} = 0 \qquad (\mathrm{TM}) \qquad (4.16\,b)$$

で表される。ＴＥ偏波の場合は式（４．１３ａ）、（４．１４ａ）、（４．１５ａ）、（４．１６ａ）を用いて、ＴＭ偏波の場合は式（４．１３ｂ）、（４．１４ｂ）、（４．１５ｂ）、（４．１６ｂ）を用いて、それぞれ未知数の数を減らすと、式（４．１２）は

ＴＥ偏波の場合：

$$\begin{bmatrix} G_2+H_2D_{TE} & G_4+H_4C_{TE} & H_1 & H_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_2 \\ u_4 \\ q_{l_1} \\ q_{l_3} \end{bmatrix} \triangleq F_{TE} \begin{bmatrix} u_2 \\ u_4 \\ q_{l_1} \\ q_{l_3} \end{bmatrix} = 0 \qquad (4.17\,a)$$

ＴＭ偏波の場合：

$$\begin{bmatrix} G_1 & G_3 & H_2+G_2D_{TM} & H_4+G_4C_{TM} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_1 \\ u_3 \\ q_{l_2} \\ q_{l_4} \end{bmatrix} \triangleq F_{TM} \begin{bmatrix} u_1 \\ u_3 \\ q_{l_2} \\ q_{l_4} \end{bmatrix} = 0 \qquad (4.17\,b)$$

となる。ここで $F_{TE}$ 、$F_{TM}$ は正方行列であり、その次数は閉曲線Ｌの要素分割数に等しい。

$$\det\,[\,F_{TE}(\beta_0)\,] = 0 \qquad (\mathrm{TE}\text{偏波の場合})$$

あるいは　$\det\,[\,F_{TM}(\beta_0)\,] = 0 \qquad (\mathrm{TM}\text{偏波の場合})$

が特性方程式であり、この式を解くことによって基本空間高調波の伝搬定数 $\beta_0$ が求まる。また、この $\beta_0$ に付随して求まる式（４．１７）の解より、閉曲線Ｌ上の電磁界、さらには一様層中の空間高調波の振幅係数が算出される。

## ４．３　数値計算例

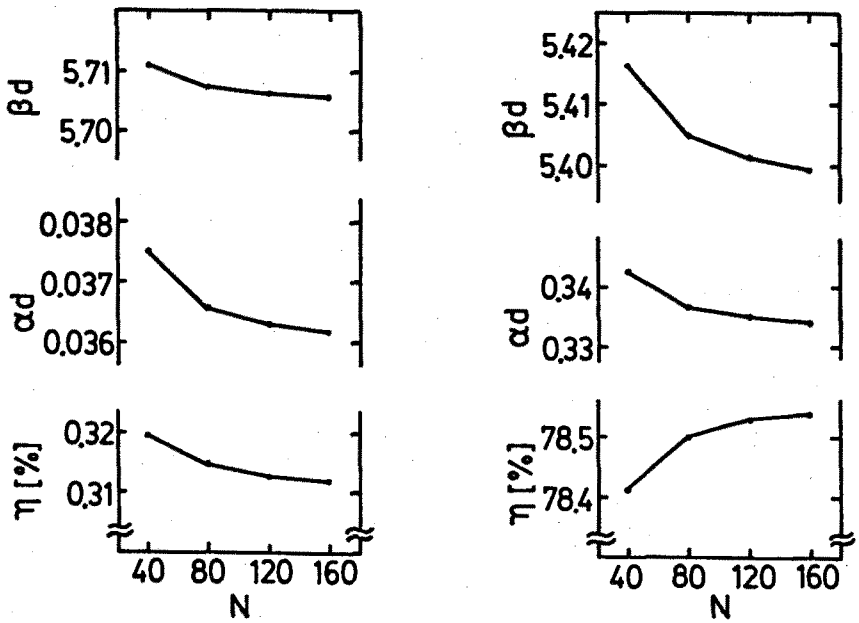
導波層の比誘電率を $\varepsilon_r = 11.8$（高抵抗率シリコンを想定する）、導波層

の規格化厚さを h／d＝0.5、規格化周波数を $k_0 d = 2.1$ として数値計算を行う。なお、ここでは、TE偏波、TM偏波ともに、最低次モード（$TE_0$、$TM_0$ モード）に関して計算を行う。また、上に示した導波路パラメータの場合、導波路の上下の空気領域において、－1次の空間高調波のみが伝搬波となる。

図4.5に、境界分割数Nを増した場合の解の収束性を示す。なお、境界は等間隔に分割されている。金属ストリップの規格化幅、規格化厚さはそれぞれ w／d＝0.5、t／d＝0.5 である。図4.5においてηは、導波路から放射される全電力のうち、導波路の上側半空間に放射される電力の割合であり

$$\eta = \frac{|a_{-1}|^2}{|a_{-1}|^2 + |d_{-1}|^2}$$

で定義される[88]。図4.5より、TE偏波、TM偏波の場合ともに、Nを増せばβ、α、ηが一定値に収束することがわかる。




（a）$TE_0$ モード　　（b）$TM_0$ モード

図4.5　解の収束性（ $\varepsilon_g = 1.0$、w＝0.5d、t＝0.5d）

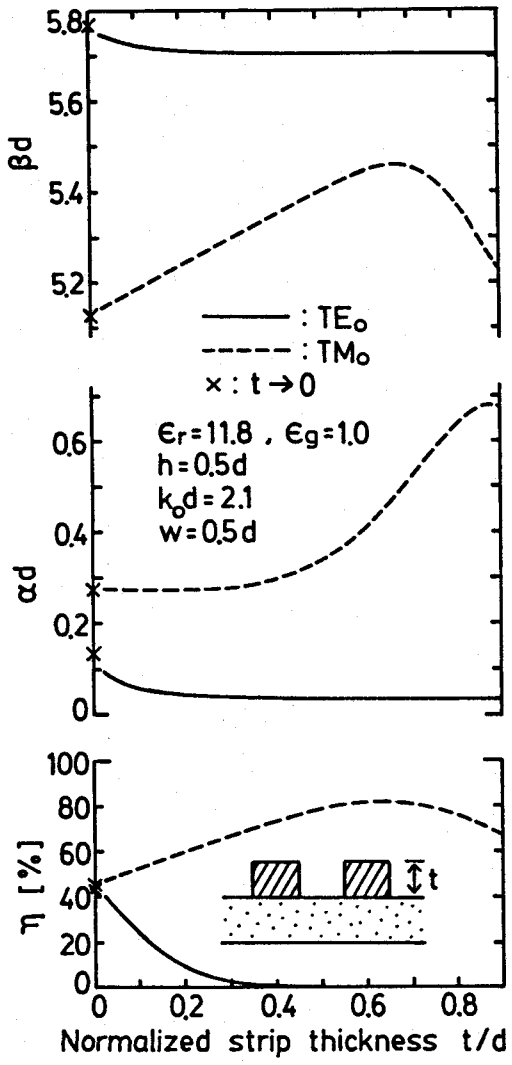



図４．６　位相定数、漏れ定数および電力分配比と
金属ストリップの厚さとの関係

図４．６は金属ストリップの厚さを変えた場合の計算結果である。 実線はＴＥ$_0$モード、破線はＴＭ$_0$モードである。ｔ／ｄ＝０　の軸上に示した×印は、厚さを無限小とした場合の$\beta$、$\alpha$、および$\eta$を文献［45］の解析手法を用いて計算した結果である。図４．６より、ＴＥ$_0$モードの場合ｔ／ｄが０．３以上になると$\alpha$および$\beta$の値がほぼ一定になることがわかる。これは、ＴＥ偏波の場合、電磁界は金属ストリップ間をｘ方向に伝搬し得ないため（導体板間隔がｄ－ｗ＝０．５ｄの平行平板導波路を伝搬するすべてのＴＥモードは$k_0 d$＝２．１において遮断状態にある）、金属ストリップの厚さがある程度厚ければ、それ以上厚さを増しても誘電体層を導波される波動にはほとんど影響が及ぼされないためである。また、ｔを増すと$\eta$が零に近づくが、これもこの理由のためである。

一方、ＴＭ偏波の場合は、電磁界は金属ストリップ間をＴＥＭ波の形で伝搬する。したがって、ｔを増すにつれてより大きなエネルギーが金属ストリップ間に蓄えられ、より大きなエネルギーが導波路の上下に放射される。ｔ／ｄ＝０．８の場合、ＴＭ$_0$モードの漏れ定数$\alpha$はＴＥ$_0$モードの漏れ定数の約１８倍である。この性質は、ミリ波またはサブミリ波集積回路におけるモードフィルタに応用できる。

図４．７はＴＥ$_0$モードについて、金属ストリップ間の媒質の比誘電率$\varepsilon_g$を変化させて $\alpha$、$\beta$および$\eta$を計算した結果である。 $\varepsilon_g$を大きくすると、より大きなエネルギーが金属ストリップ間に蓄えられるようになり、それに応じて$\eta$および$\alpha$が大きくなる。 $\varepsilon_g$が８．９５以上の場合、ＴＥ波は金属ストリップ間をｘ方向に伝搬し得るようになる。 $\varepsilon_g$＝８．９５の場合の漏れ定数はＴＭモード（$\varepsilon_g$＝１．０、ｔ／ｄ＝０．５）の漏れ定数とほぼ等しい。

図４．８は、金属ストリップの厚さをｔ／ｄ＝０．０５とし、幅ｗ／ｄを変えた場合の計算結果である。ＴＥ$_0$モードの場合は ｗ／ｄ$\cong$０．２７で$\alpha$がピーク値をとり、ＴＭ$_0$モードの場合は ｗ／ｄ$\cong$０．４８で$\alpha$がピーク値をとる。また、ＴＭ偏波（電界の方向と金属ストリップの方向が垂直である）の場合はｗをゼロに近づけると$\alpha$もゼロに近づくが、ＴＥ偏波（電界の方向と金属スト

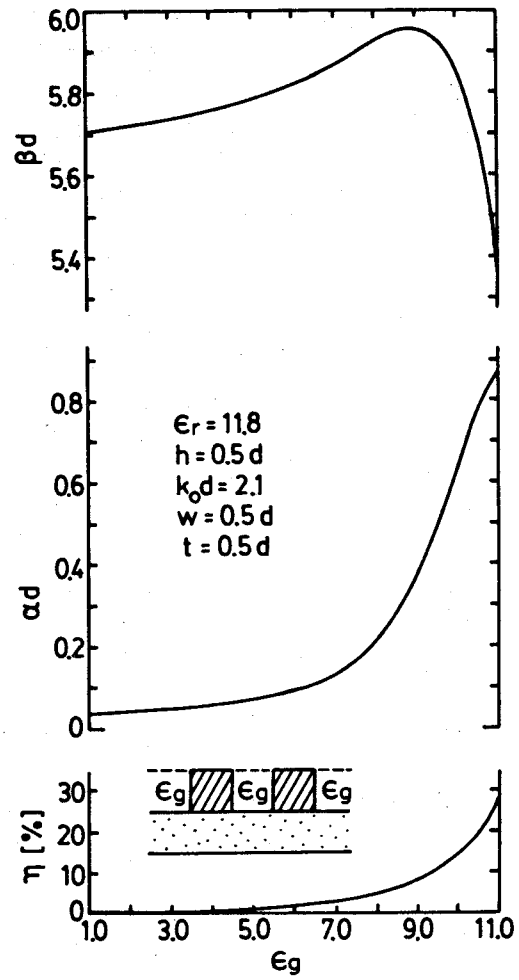



図４．７　ＴＥ$_0$モードの放射特性と $\varepsilon_g$ との関係

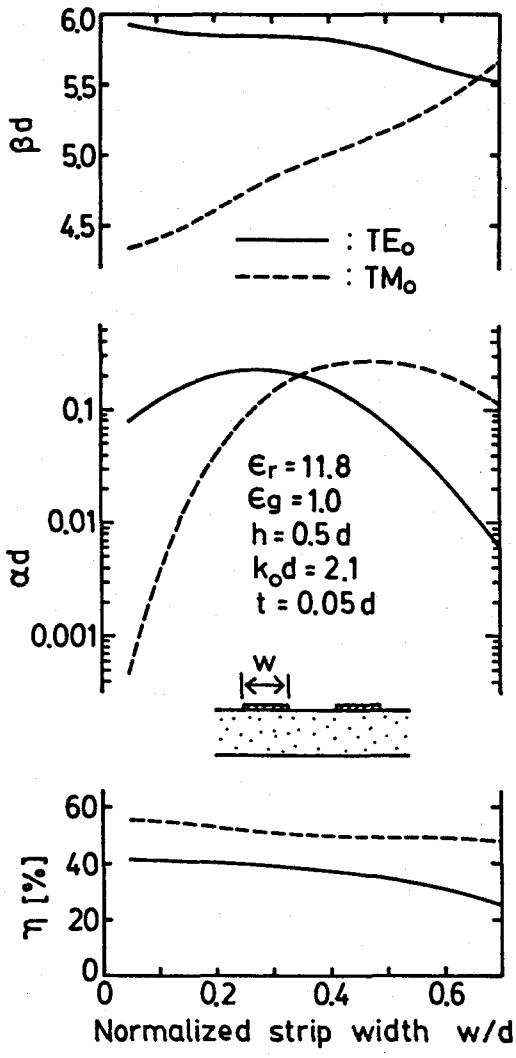



図４．８　位相定数、漏れ定数および電力分配比と
金属ストリップの幅との関係

リップの方向が平行である）の場合は、wをゼロに近づけてもαはゼロに近づかないことが同図からわかる。

## 4．4　結言

本章では、厚みのある金属ストリップが周期的に装荷された誘電体導波路の放射特性を理論的に解析した。解析手法として、金属ストリップ間の領域中の電磁界を境界積分方程式によって記述する方法を用いた。ＴＥおよびＴＭ偏波の最低次モードについて数値計算を行い、金属ストリップの厚さが厚い場合、ＴＭ₀モードの漏れ定数はＴＥ₀モードの漏れ定数より１０倍以上大きいことを明らかにした。この性質はミリ波あるいはサブミリ波集積回路用の導波路型モードフィルタに応用できる。

本章で提案した境界積分方程式に基づく解析手法は、金属ストリップを装荷した周期構造導波路だけではなく、次章で解析するような周期的にプラズマが誘起された導波路や、複雑な形状の表面コルゲーションが設けられた周期構造導波路などの解析にも応用できる、適用範囲の広い数値解析手法である [89], [90]。

# 第５章　光照射によって形成された格子層をもつ誘電体導波路の放射特性

## ５．１　緒言

周期構造誘電体導波路をミリ波帯漏れ波アンテナに応用した場合の特徴の一つに、比較的簡単な方法で、しかも電気的に、放射ビームの方向を変えることができるという点があげられる。ここで、通常行われているように－１次の空間高調波を放射ビームとして用いる場合、導波路のブロードサイド方向からエンドファイア方向に向けて測った放射角は近似的に

$$\phi = \sin^{-1}\left(\frac{\lambda_0}{\lambda_g} - \frac{\lambda_0}{d}\right), \qquad (5.1)$$

$\lambda_0$ ： 自由空間波長
$\lambda_g$ ： 導波モードの波長
$d$ ： 周期

で与えられる。この放射角を変化させること（ビーム走査）は、従来、（１）周波数を走査する、（２）p-i-n ダイオードを装荷した導波路[53]またはフェライトからなる導波路[60]を用い、導波電磁界の伝搬特性を電気的に制御する、などのように周期を固定して導波モードの波長を変えることによって行われてきた。これらの方法に加えて、周期長を電気的に変える方法が得られれば、より広いビーム走査範囲をもつアンテナを実現することができる。

第２章では、周期を変えることができる周期構造導波路の一つとして、光照射によって周期的にプラズマが誘起された半導体導波路が考えられることを述べ、そのブラッグ反射特性を解析した。しかしながら、第２章で取り扱っている導波路は導波路全体が高抵抗率半導体からなっており、導波路の表面近くで発生した電子正孔プラズマは導波路内部のかなりの深さまで拡散してしまう。そのため、この構造では、高密度のプラズマを定常的に発生させることが困難である。そこで本章では、導波路表面で発生したプラズマの拡散を制限するために、プラズマの拡散長以下の厚さをもつ高抵抗率半導体薄膜を絶縁体スラブに積層した構造を考え[91]、その放射特性を解析する。

解析手法としては第４章と同じく積分方程式に基づく手法を用い、ＴＭ、

ＴＥ両偏波の固有解の伝搬定数、放射効率、放射ビーム幅などの、プラズマ密度およびプラズマ層の寸法に対する依存性を明らかにする。また、このような光誘起格子を実際に生成するために必要な光照射強度に対する見積りも行う。

## ５．２　絶縁体と半導体からなる２層構造導波路

図５．１に本章で解析する２次元の周期構造導波路の横断面図を示す。厚さｈの絶縁体スラブの下側の表面が、厚さｔの高抵抗率半導体薄膜によって覆われている。この導波路の下側の表面に、半導体のバンドギャップエネルギー以上のエネルギーをもつ光を周期的に照射する。光が照射された箇所に電子正孔プラズマが誘起され、複素誘電率が周期的に変化し、格子が形成される。

本章では、半導体として第２章と同様シリコン（比誘電率 $\varepsilon_r = 11.8$）を想定し、絶縁体としては、その表面にシリコンを epitaxially に成長させることが可能なサファイアを想定する[92]。サファイアは一軸性の異方性媒質であるが、光軸が図５．１のｙ方向（ｘｚ平面内）を向く場合、ＴＭ（ＴＥ）偏波

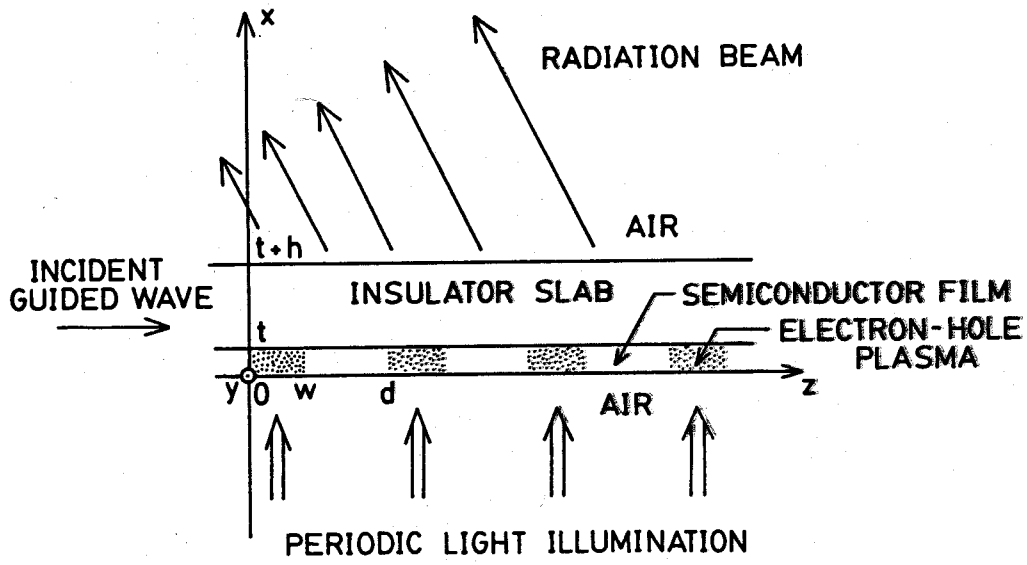



図５．１　光照射によって形成された格子層をもつ誘電体導波路

の電磁界に対して$\varepsilon_S$ ＝９．４の等方性媒質であると見なすことができる[93]。

なお、電子正孔プラズマが誘起されたシリコンの複素比誘電率は 第２章 式（２．１）で与えられる。また、シリコン薄膜は、電子正孔プラズマを狭い領域内に閉じ込めるためには、できるだけ薄いことが望ましい。しかしながら、照射された光が効率よく吸収されるためには、膜厚をシリコン中の光の浸透の深さより小さくすることはできない。本章では膜厚を３０$\mu$ｍ前後として数値計算を行う。３０$\mu$ｍという値はＧａＡｌＡｓ／ＧａＡｓ半導体レーザ光のシリコン中の光の浸透の深さにほぼ等しい。また、光照射によって誘起されたプラズマは、その密度勾配の大きさに応じて拡散する。したがって、定常状態においては、プラズマは半導体層内の特に膜面方向（図５．１のｚ方向）に不均一に分布すると考えられる（電子正孔対の寿命が１０$\mu$ｓ、半導体の温度が３００Ｋの場合、拡散長は約１５０$\mu$ｍと見積られる[63]）。しかしながら、ここでは解析の容易さの点から、プラズマは厚さｔ、幅ｗの方形断面の領域内に均一な密度で分布するというモデルを用いて解析を行う。

## ５．３　特性方程式の導出

本章では第４章と同じく、格子領域中の電磁界を境界積分方程式によって記述する手法を用いて、周期構造導波路の特性界の放射特性を解析する。

まず、媒質がｚ方向に一様な領域 $t+h<x$、$t<x<t+h$、および $x<0$ 中の電磁界を次のように空間高調波で展開する。

$t+h<x$ :

$$\phi = \sum_m a_m e^{-j\rho_m(x-t-h)} e^{-j\beta_m z} \qquad (5.2a)$$

$t<x<t+h$ :

$$\phi = \sum_m \left( b_m \cos\sigma_m x + c_m \sin\sigma_m x \right) e^{-j\beta_m z} \qquad (5.2b)$$

$x < 0$ :

$$\phi = \sum_m d_m e^{j\rho_m x} e^{-j\beta_m z} \qquad (5.2c)$$

ただし $\phi = \begin{cases} H_y & (\text{TM偏波の場合}) \\ E_y & (\text{TE偏波の場合}) \end{cases}$

$$\beta_m = \beta_0 + 2m\pi / d$$

$$\rho_m = ( k_0^2 - \beta_m^2 )^{1/2}$$

$$\sigma_m = ( k_0^2 \epsilon_s - \beta_m^2 )^{1/2}$$

ここで　d、$k_0$ はそれぞれ、格子の周期、自由空間の波数である。また、$\beta_0$ が求めたい量である基本空間高調波の伝搬定数である。導波路の放射特性は $\beta_0$ の値によってほぼ決定される。

次に、格子層　$0 < x < t$　の一周期を図５.２に示すようにプラズマが誘起された半導体領域 $R^{I}$ とプラズマが誘起されていない半導体領域 $R^{II}$ とに分割し、それぞれの領域中の電磁界を次の境界積分方程式によって記述する。

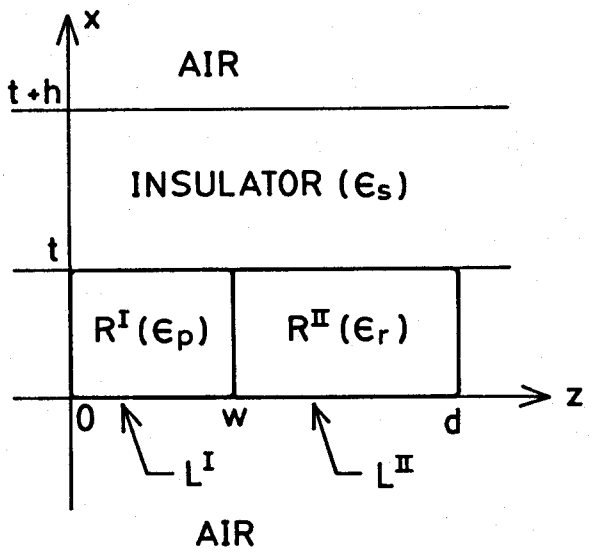



図５.２　周期構造導波路の一周期

$$\frac{1}{2}\phi(\mathbf{r}_o^{I}) = \int_{L^{I}}\left(\psi^{I}\frac{\partial\phi}{\partial n} - \phi\frac{\partial\psi^{I}}{\partial n}\right)d\ell \qquad (5.3a)$$

$$\frac{1}{2}\phi(\mathbf{r}_o^{II}) = \int_{L^{II}}\left(\psi^{II}\frac{\partial\phi}{\partial n} - \phi\frac{\partial\psi^{II}}{\partial n}\right)d\ell \qquad (5.3b)$$

ここで $L^{I}$、$L^{II}$ はそれぞれ $R^{I}$、$R^{II}$ を囲む閉曲線、$\mathbf{r}_o^{I}$、$\mathbf{r}_o^{II}$ は $L^{I}$、$L^{II}$ 上の点の位置ベクトルであり、$\psi^{I}$、$\psi^{II}$ はそれぞれの領域のグリーン関数である。グリーン関数としてここでは、0次の第2種ハンケル関数 $-(j/4)H_o^{(2)}$ を用いる。

$L^{I}$、$L^{II}$ 上の未知関数 $\phi$ および $\partial\phi/\partial n$ をステップ関数を用いて展開し、点 $\mathbf{r}_o$ を各境界要素の中央に位置させることによって、式（5.3）は離散化され、次の行列方程式を得る。

$$\mathbf{G}^{I}\mathbf{u}^{I} + \mathbf{H}^{I}\mathbf{q}^{I} = \mathbf{0} \qquad (5.4a)$$

$$\mathbf{G}^{II}\mathbf{u}^{II} + \mathbf{H}^{II}\mathbf{q}^{II} = \mathbf{0} \qquad (5.4b)$$

ここで $\mathbf{u}^{i}$、$\mathbf{q}^{i}$（$i = I、II$）は閉曲線 $L^{i}$ 上の各境界要素における $\phi$、$\partial\phi/\partial n$ を成分とする未知ベクトルであり、$\mathbf{G}^{i}$、$\mathbf{H}^{i}$（$i = I、II$）は、次数が閉曲線 $L^{i}$ の要素分割数に等しい、正方の係数行列である。

さて、次に、ベクトル $\mathbf{u}^{i}$、$\mathbf{q}^{i}$（$i = I、II$）を図5.3に示すように、

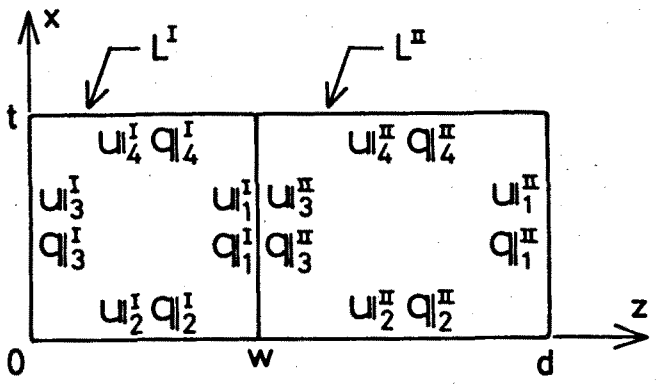



図5.3　閉曲線 $L^{I}$、$L^{II}$ の各辺上の未知数を成分とするベクトル

$L^i$ の各辺上の未知数からなるベクトル $u_j^i$ 、$q_j^i$ （j＝1～4）に分割する。境界 x＝t における電磁界 $u_4^{\mathrm{I}}$ 、$u_4^{\mathrm{II}}$ と $q_4^{\mathrm{I}}$ 、$q_4^{\mathrm{II}}$ は、領域 x＞t における電磁界式（5.2a）、（5.2b）との境界条件を介して結びつき、

$$\begin{bmatrix} q_4^{\mathrm{I}} \\ q_4^{\mathrm{II}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbb{C}^{\mathrm{I,I}} & \mathbb{C}^{\mathrm{I,II}} \\ \mathbb{C}^{\mathrm{II,I}} & \mathbb{C}^{\mathrm{II,II}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_4^{\mathrm{I}} \\ u_4^{\mathrm{II}} \end{bmatrix} \qquad (5.5)$$

なる形の関係式が成り立つ。同様に、x＝0 上の電磁界に対して

$$\begin{bmatrix} q_2^{\mathrm{I}} \\ q_2^{\mathrm{II}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbb{D}^{\mathrm{I,I}} & \mathbb{D}^{\mathrm{I,II}} \\ \mathbb{D}^{\mathrm{II,I}} & \mathbb{D}^{\mathrm{II,II}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_2^{\mathrm{I}} \\ u_2^{\mathrm{II}} \end{bmatrix} \qquad (5.6)$$

が成り立つ。なお、式（5.5）、（5.6）の導出方法の詳細は前章第4.2.3節で述べられている。

z＝w における境界条件、および z＝0、d 上の電磁界に対する周期条件は $u_j^i$ 、$q_j^i$ を用いて表すと

$$\begin{cases} u_1^{\mathrm{I}} = u_3^{\mathrm{II}} & (5.7a) \\ \nu^{\mathrm{I}} q_1^{\mathrm{I}} = -\nu^{\mathrm{II}} q_3^{\mathrm{II}} & (5.7b) \end{cases}$$

$$\begin{cases} u_1^{\mathrm{II}} = e^{-j\beta_0 d} u_3^{\mathrm{I}} & (5.8a) \\ \nu^{\mathrm{II}} q_1^{\mathrm{II}} = -\nu^{\mathrm{I}} e^{-j\beta_0 d} q_3^{\mathrm{I}} & (5.8b) \end{cases}$$

ただし

$$\nu^{\mathrm{I}} = \begin{cases} 1/\varepsilon_p & (\mathrm{TM}) \\ 1 & (\mathrm{TE}) \end{cases}$$

$$\nu^{\mathrm{II}} = \begin{cases} 1/\varepsilon_r & (\mathrm{TM}) \\ 1 & (\mathrm{TE}) \end{cases}$$

となる。また、式（5.4）は

$$\left[\mathbb{G}_1^i\ \mathbb{G}_2^i\ \mathbb{G}_3^i\ \mathbb{G}_4^i\right]\begin{bmatrix}\mathbb{U}_1^i\\ \mathbb{U}_2^i\\ \mathbb{U}_3^i\\ \mathbb{U}_4^i\end{bmatrix}+\left[\mathbb{H}_1^i\ \mathbb{H}_2^i\ \mathbb{H}_3^i\ \mathbb{H}_4^i\right]\begin{bmatrix}q_1^i\\ q_2^i\\ q_3^i\\ q_4^i\end{bmatrix}=\mathbb{O}$$

(5.9a) $(i=\mathrm{I})$

(5.9b) $(i=\mathrm{II})$

と書ける。

ここで式（5.9a）、（5.9b） を一つの式にまとめ、 式（5.5）～（5.8）を用いて未知ベクトルの一部を消去すると、同次連立一次方程式

$$\mathbb{A}\,\mathbb{X}=\mathbb{O} \qquad (5.10)$$

ただし

$$\mathbb{A}=\left[\begin{array}{c|c|c|c}\mathbb{G}_2^{\mathrm{I}}+\mathbb{H}_2^{\mathrm{I}}\mathbb{D}^{\mathrm{I,I}} & \mathbb{G}_3^{\mathrm{I}} & \mathbb{G}_4^{\mathrm{I}}+\mathbb{H}_4^{\mathrm{I}}\mathbb{C}^{\mathrm{I,I}} & \mathbb{H}_3^{\mathrm{I}}\\ \hline \mathbb{H}_2^{\mathrm{II}}\mathbb{D}^{\mathrm{II,I}} & e^{-j\beta_0 d}\mathbb{G}_1^{\mathrm{II}} & \mathbb{H}_4^{\mathrm{II}}\mathbb{C}^{\mathrm{II,I}} & -\frac{\nu^{\mathrm{I}}}{\nu^{\mathrm{II}}}e^{-j\beta_0 d}\mathbb{H}_1^{\mathrm{II}}\end{array}\right.$$

$$\left.\begin{array}{c|c|c|c}\mathbb{H}_2^{\mathrm{I}}\mathbb{D}^{\mathrm{I,II}} & \mathbb{G}_1^{\mathrm{I}} & \mathbb{H}_4^{\mathrm{I}}\mathbb{C}^{\mathrm{I,II}} & -\frac{\nu^{\mathrm{II}}}{\nu^{\mathrm{I}}}\mathbb{H}_1^{\mathrm{I}}\\ \hline \mathbb{G}_2^{\mathrm{II}}+\mathbb{H}_2^{\mathrm{II}}\mathbb{D}^{\mathrm{II,II}} & \mathbb{G}_3^{\mathrm{II}} & \mathbb{G}_4^{\mathrm{II}}+\mathbb{H}_4^{\mathrm{II}}\mathbb{C}^{\mathrm{II,II}} & \mathbb{H}_3^{\mathrm{II}}\end{array}\right]$$

$$\mathbb{X}=\left[\mathbb{U}_2^{\mathrm{I}}\ \mathbb{U}_3^{\mathrm{I}}\ \mathbb{U}_4^{\mathrm{I}}\ q_3^{\mathrm{I}}\ \mathbb{U}_2^{\mathrm{II}}\ \mathbb{U}_3^{\mathrm{II}}\ \mathbb{U}_4^{\mathrm{II}}\ q_3^{\mathrm{II}}\right]^T$$

を得る。ここで、行列 $\mathbb{A}$ は、次数が $L^{\mathrm{I}}$ 、$L^{\mathrm{II}}$ の境界分割数の和に等しい正方行列である。特性方程式

$$\det\left[\mathbb{A}(\beta_0)\right]=0$$

を解くことによって、基本空間高調波の伝搬定数 $\beta_0$ が求まる。そして、この

解$\beta_0$を式（５．１０）に代入して同式を解くことにより、$L^{I}$、$L^{II}$上の電磁界、さらには一様層中の空間高調波の振幅が求まる。

## ５．４　数値計算例

### ５．４．１　ＴＭ偏波

図５．４に、半導体層中にプラズマが誘起されていない場合（周期構造が形成されていない場合）のＴＭモードの分散曲線を示す。絶縁体（サファイア）スラブの厚さは０．５ｍｍ、半導体（シリコン）薄膜の厚さは３０$\mu$ｍである。同図にはまた、周期構造が設けられた場合に導波モードが純粋な表面波になる領域と、漏れ波になる領域との境界が破線で示されている（周期ｄ＝１．４ｍｍ

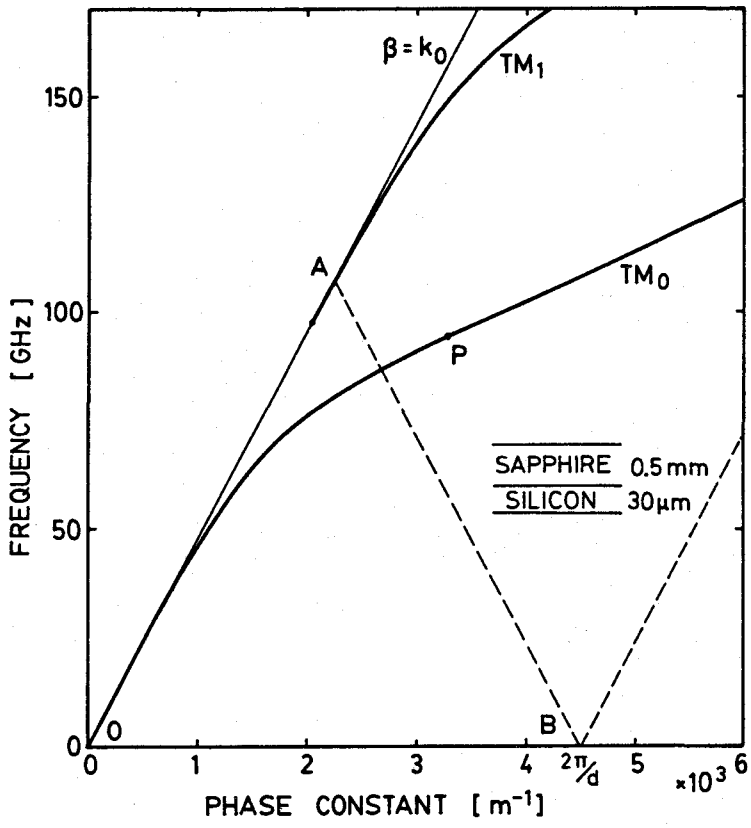



図５．４　格子が形成されていない場合のＴＭモードの分散特性

の場合）。三角形ＯＡＢの外側では導波モードは漏れ波として動作する。以下では、－１次の空間高調波が伝搬波となる点Ｐ（周波数９４ＧＨｚ）付近における最低次モードについて計算を行う。

表５．１は、３通りのプラズマ密度に対して、閉曲線$L^{I}$および$L^{II}$の分割数を変えて式（５．１１）を解き、基本空間高調波の伝搬定数 $\beta_0 = \beta - j\alpha$を求めた結果である。Ｎは式（５．１１）における行列 $A$ の次数である。同表より、境界分割数を増すにつれて$\beta_0$が一定値に収束することがわかる。本章の以下の計算ではＴＭ、ＴＥ偏波ともに、Ｎを２００前後に選んで計算を行う。

図５．５は、ｄ＝１．４ｍｍ、ｗ＝０．３ｍｍ　の場合に、プラズマ密度を変えて$\beta_0$を計算した結果である。プラズマ領域の幅ｗの値は、５．２節で述べたシリコン中のプラズマの拡散長$\cong$１５０$\mu$ｍの２倍に選んだ。また、図５．５には比較のために、半導体層全体にプラズマが誘起された場合（この場合、放射は生じない）の位相定数$\beta_\mu$と減衰定数$\alpha_\mu$を破線で示している。プラズマ密度が小さい場合（$n \lesssim 3\times10^{15}\,cm^{-3}$）は、プラズマが誘起された半導体媒質（以下、プラズマが誘起された半導体からなる方形断面の領域をプラズマ

表５．１　ＴＭ$_0$モードの解の収束性（ｈ＝０．５ｍｍ、ｔ＝３０$\mu$ｍ、ｄ＝１．４ｍｍ、ｗ＝０．３ｍｍ、ｆ＝９４ＧＨｚ）

| $n\ (cm^{-3})$ | N | $\beta\ (m^{-1})$ | $\alpha\ (m^{-1})$ |
|---|---|---|---|
| $10^{14}$ | 52 | 3260.41 | 3.3616 |
| | 100 | 3260.55 | 3.4802 |
| | 200 | 3260.70 | 3.4835 |
| | 300 | 3260.74 | 3.4866 |
| $10^{16}$ | 52 | 3366.28 | 208.12 |
| | 100 | 3368.19 | 202.12 |
| | 200 | 3369.35 | 199.83 |
| | 300 | 3369.77 | 199.22 |
| $10^{18}$ | 52 | 3619.03 | 178.90 |
| | 100 | 3607.76 | 164.00 |
| | 200 | 3603.11 | 158.30 |
| | 300 | 3601.76 | 156.69 |

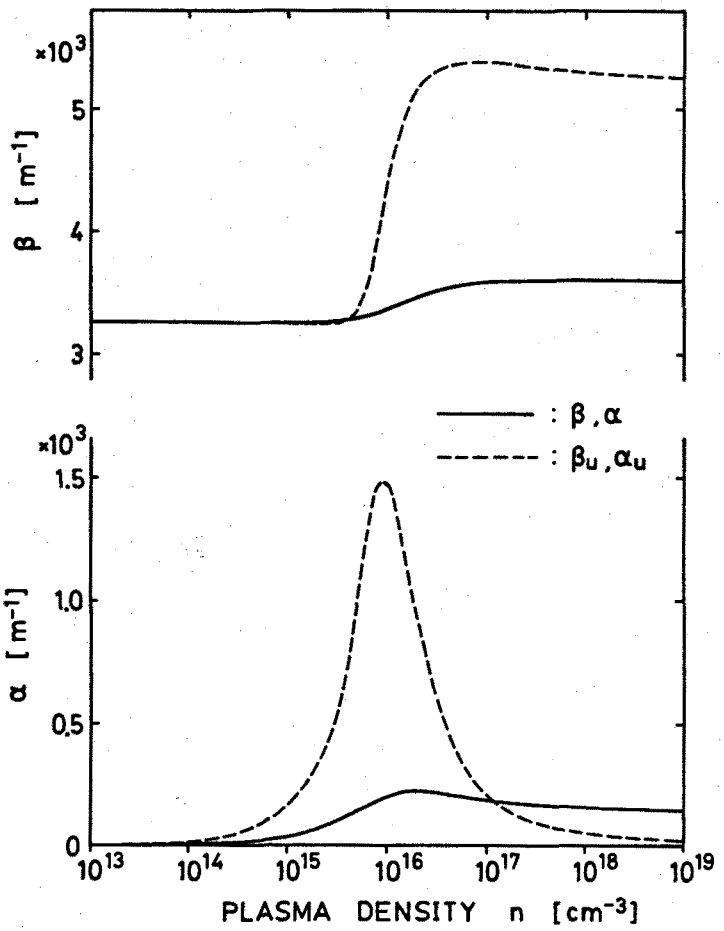



図５．５　ＴＭ₀モードの位相定数、減衰定数とプラズマ密度との関係
（ｈ＝０．５ｍｍ、ｔ＝３０μｍ、ｄ＝１．４ｍｍ、ｗ＝０．３ｍｍ）

ストリップと呼ぶ）は導波モード電磁界に対して単に損失を与えるだけの働きをし、電磁界はほとんど散乱されない。この場合$\alpha \cong (w/d)\,\alpha_u$が成り立つ。それに対して、プラズマ密度が大きくなると（$n \gtrsim 3\times10^{15}\,cm^{-3}$）、プラズマ媒質は良導体として振舞うようになり、プラズマストリップが電磁界を散乱させる働きが大きくなる。そして、導波モードはプラズマ媒質中での電力消費による損失と放射による損失との両方によって減衰する。プラズマ密度がさらに大きくなると（$n \gtrsim 10^{18}\,cm^{-3}$）、減衰定数はプラズマ媒質を完全導体で置き換えた場合の漏れ定数に漸近する。

この導波路をアンテナとして働かせるために必要なプラズマ密度の大きさを知るためには、放射される電力と消費されて損失となる電力の比率をプラズマ密度の関数として明らかにする必要がある。ここでは、一周期の区間から導波路の上方および下方に放射される電力 $P_r^+$ 、$P_r^-$ 、ならびに、一周期の区間内でプラズマ媒質によって消費される電力 $P_d$ を次式によって計算する。

$$P_r^+ = -\frac{1}{2} Re\left[ \int_0^d E_z^{(-1)} H_y^{(-1)*} dz \right]_{x=t+h}$$

$$= \frac{1}{2\omega\epsilon_0} |a_{-1}|^2 Re\left[\beta_{-1}\right] \frac{1 - e^{-2\alpha d}}{2\alpha}$$

$$P_r^- = \frac{1}{2} Re\left[ \int_0^d E_z^{(-1)} H_y^{(-1)*} dz \right]_{x=0}$$

$$= \frac{1}{2\omega\epsilon_0} |a_{-1}|^2 Re\left[\beta_{-1}\right] \frac{1 - e^{-2\alpha d}}{2\alpha}$$

$$P_d = -\frac{1}{2} Re\left[ \oint_{L_1} (E \times H^*) \cdot n \, dl \right]$$

$$= \frac{1}{2\omega\epsilon_0} Re\left[ -\frac{j}{\epsilon_p} \oint_{L_1} \phi^* \frac{\partial \phi}{\partial n} dl \right]$$

図５.６に $P_r^+$、$P_r^-$ および $P_d$ の全電力に対する割合

$$\eta_r^+ = P_r^+ / (P_r^+ + P_r^- + P_d) \qquad (5.12a)$$

$$\eta_r^- = P_r^- / (P_r^+ + P_r^- + P_d) \qquad (5.12b)$$

$$\eta_d = P_d / (P_r^+ + P_r^- + P_d) \qquad (5.12c)$$

をプラズマ密度の関数として示す。同図より、プラズマ密度が大きくなるにつれて放射電力の割合が増し、損失電力の割合が減少することがわかる。また例えば $n = 10^{17}\,cm^{-3}$ においては $\eta_r^+ = 0.34$ であり、この漏れ波モードに

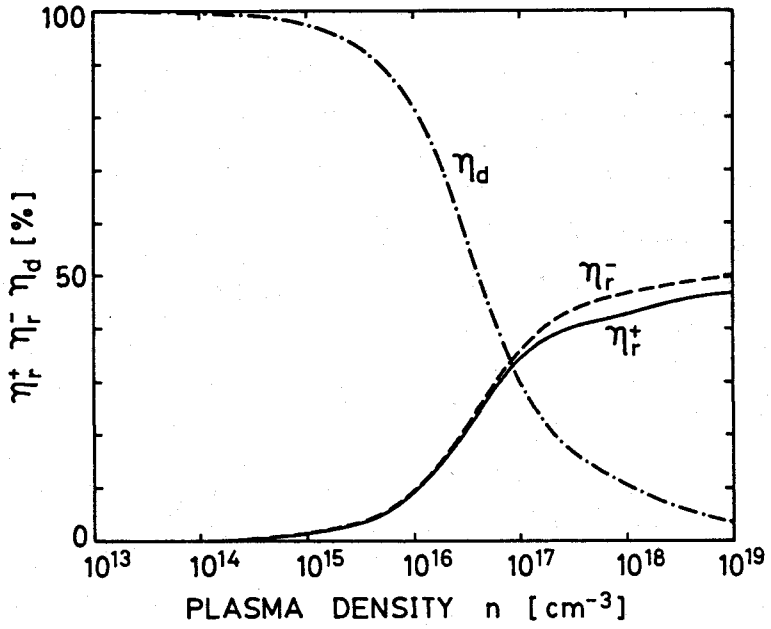



図５.６　ＴＭ₀モードの放射電力および損失電力の全電力に対する割合
（ｈ＝０.５ｍｍ、ｔ＝３０$\mu$ｍ、ｄ＝１.４ｍｍ、ｗ＝０.３ｍｍ）

供給される電力の約３４％が導波路の上側の空間に放射されることがわかる。$\eta_r^+$ はこの導波路の放射効率を表す量であると見なすことができる。

図５.７に、主ビームの放射角$\phi$ならびに伝搬定数$\beta_0$と周期ｄとの関係を示す。主ビームの方向は５.１節でも述べたように

$$\phi = \sin^{-1}\left(\frac{\lambda_0}{\lambda_g} - \frac{\lambda_0}{d}\right) = \sin^{-1}\left(\frac{\beta}{k_0} - \frac{2\pi}{k_0 d}\right)$$

で与えられる。同図より、周期を変えることによって主ビームの方向が広範囲に変化することがわかる。

図５.８は、プラズマストリップの幅ｗを変えて主ビームの幅$\Delta\phi$、放射効率$\eta_r^+$、および伝搬定数を計算した結果である。$\Delta\phi$は

$$\Delta\phi = \sin^{-1}\left(\frac{\beta}{k_0} - \frac{2\pi}{k_0 d} + \frac{\alpha}{k_0}\right) - \sin^{-1}\left(\frac{\beta}{k_0} - \frac{2\pi}{k_0 d} - \frac{\alpha}{k_0}\right)$$

によって計算した。同図よりｗを変えることによって減衰定数の値が大きく変化し、それに応じてアンテナの実効的な開口長、さらには主ビームの幅が広範

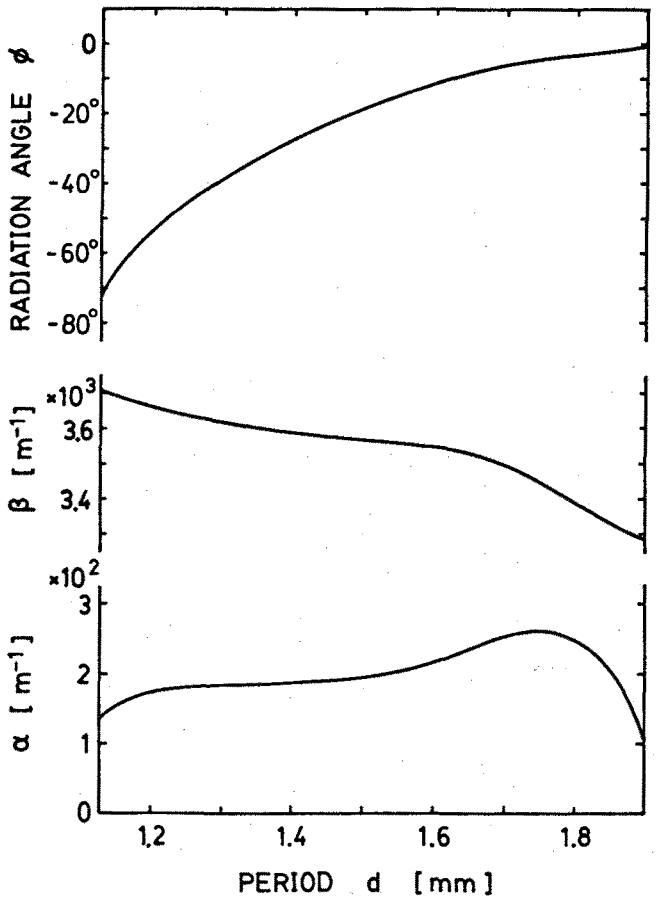



図５．７　放射方向と周期との関係：$TM_0$モード
（h＝０．５mm、 t＝３０$\mu$m、 w＝０．３mm、 n＝$10^{17}$ $cm^{-3}$）

囲に変化することがわかる。なお、鋭いビームをもつアンテナを得るためにはプラズマストリップの幅wを小さくすればよいが、これは、半導体中に再結合中心として働くような不純物を添加する（例えばシリコン中に金を添加する）ことによって電子正孔対の寿命を短くし、拡散長を小さくすることによって、実現できると考えられる[94]。

## ５．４．２　ＴＥ偏波

図５．９に、最低次のＴＥモード（$TE_0$モード）の基本空間高調波の伝搬定

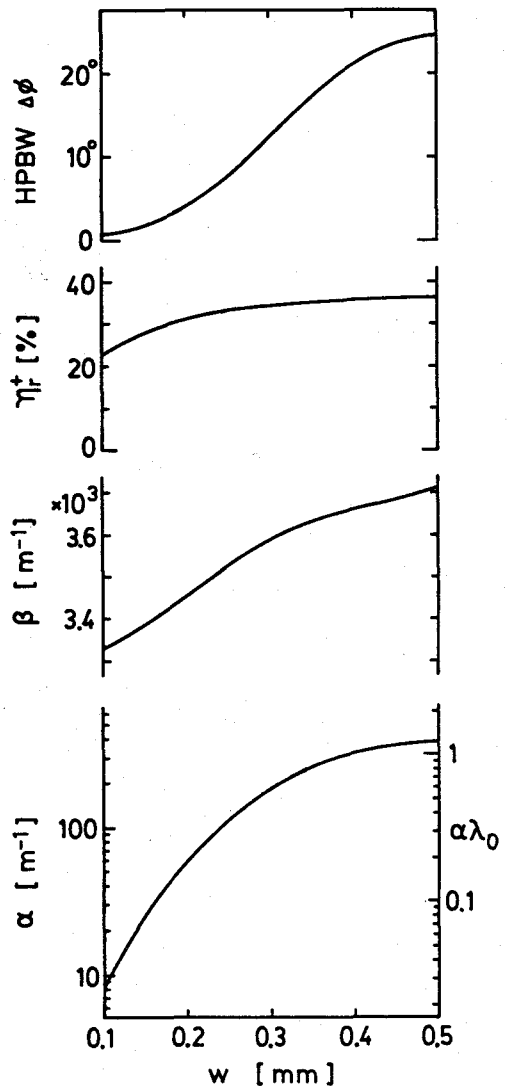



図５．８　ＴＭ₀モードの放射特性とプラズマストリップの幅との関係
（ｈ＝０．５ｍｍ、ｔ＝３０μｍ、ｄ＝１．４ｍｍ、ｎ＝１０$^{17}$ ｃｍ$^{-3}$）

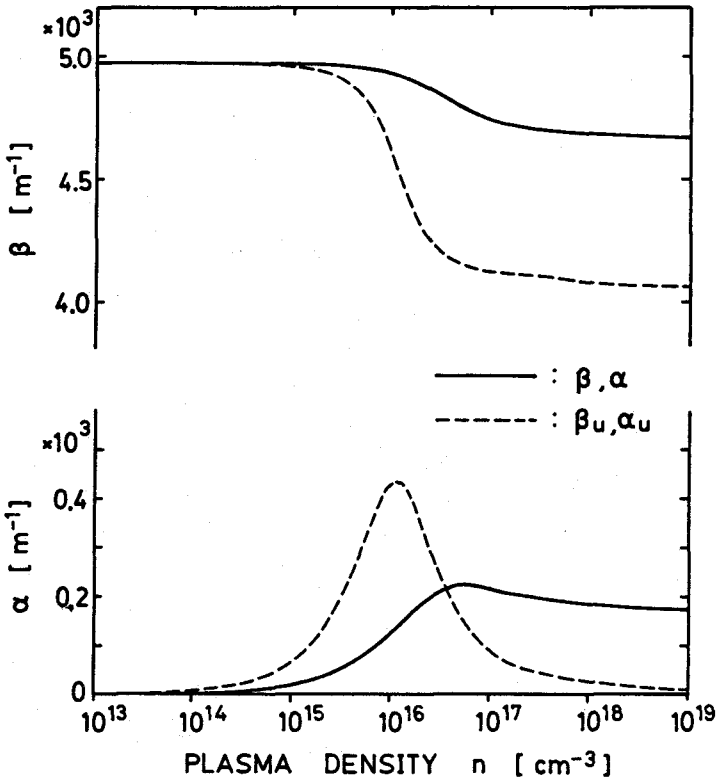



図５．９　ＴＥ₀モードの位相定数、減衰定数とプラズマ密度との関係
（ｈ＝０．５ｍｍ、ｔ＝３０μｍ、ｄ＝１．１ｍｍ、ｗ＝０．３ｍｍ）

数とプラズマ密度との関係を示す。ＴＥ₀モードの場合、プラズマ密度を増すと位相定数は減少する方向に変化する。

図５．１０は、放射および損失電力の全電力に対する割合（式（５．１２））とプラズマ密度との関係である。ＴＥ偏波の場合 $P_r^+$、$P_r^-$、$P_d$ は

$$P_r^+ = \frac{1}{2\omega\mu_0} |a_{-1}|^2 \, Re\left[\beta_{-1}\right] \frac{1 - e^{-2\alpha d}}{2\alpha}$$

$$P_r^- = \frac{1}{2\omega\mu_0} |d_{-1}|^2 \, Re\left[\beta_{-1}\right] \frac{1 - e^{-2\alpha d}}{2\alpha}$$

$$P_d = \frac{1}{2\omega\mu_0} Re\left[ j \oint_{L_1} \phi \frac{\partial \phi^*}{\partial n} \, dl \right]$$

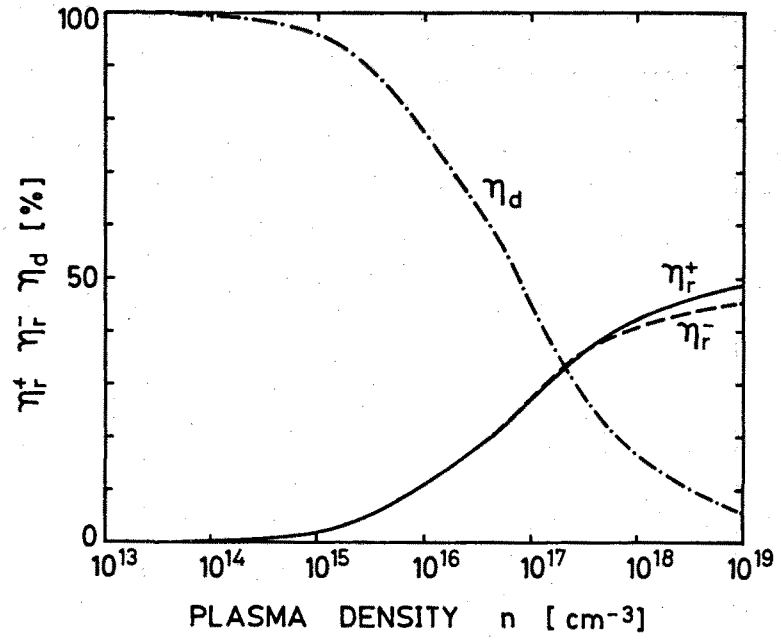



図５．１０　ＴＥ$_0$モードの放射電力および損失電力の全電力に対する割合
（ｈ＝０．５ｍｍ、ｔ＝３０$\mu$ｍ、ｄ＝１．１ｍｍ、ｗ＝０．３ｍｍ）

によって計算できる。図５．１０は、ＴＭ$_0$モードの場合（図５．６）と同様の傾向を示す。

図５．１１は、プラズマストリップの幅ｗを変えて主ビームの半値幅$\Delta\phi$、放射効率$\eta_r^+$、および伝搬定数$\beta_0$を計算した結果である。電界がプラズマストリップと平行な方向を向くＴＥ偏波の場合は、ｗを変えても減衰定数$\alpha$はＴＭ偏波の場合ほど大きくは変化しない。つまり、ｗを小さくすることによって狭いビームをもつアンテナを得ることは困難である。図５．１１に示した値より主ビームの半値幅を小さくするためには、半導体層と絶縁体層との間に低誘電率のバッファ層を挟んだようなより複雑な導波路構造を用いる必要がある。

## ５．５　必要な光照射強度

本節では一例として、厚さｔ＝３０$\mu$ｍ、周期ｄ＝１．４ｍｍ、プラズマストリップの幅ｗ＝０．２ｍｍ、プラズマ密度ｎ＝１０$^{17}$ ｃｍ$^{-3}$の格子を形成するた

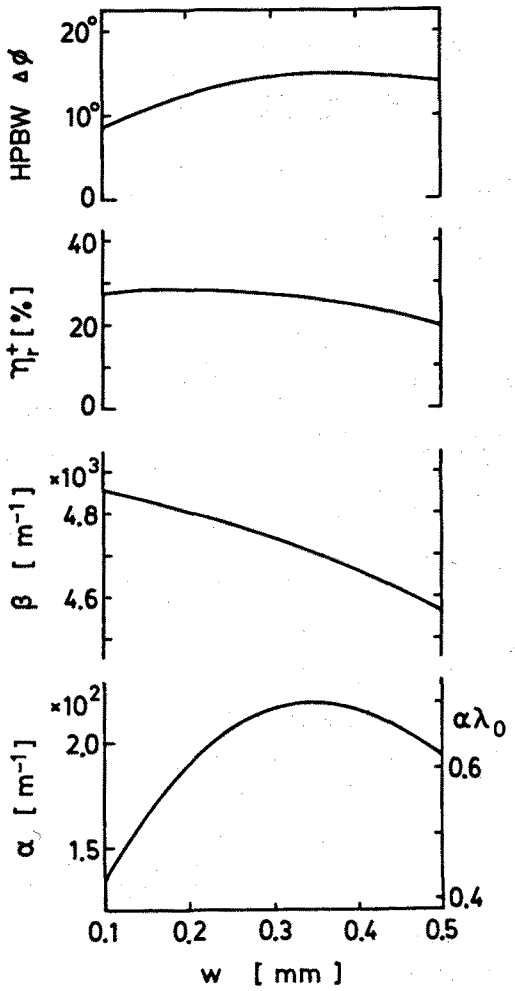



図５．１１　ＴＥ$_0$モードの放射特性とプラズマストリップの幅との関係
（ｈ＝０．５ｍｍ、ｔ＝３０$\mu$ｍ、ｄ＝１．１ｍｍ、ｎ＝$10^{17}$ $cm^{-3}$）

めに必要な光照射強度の見積りを行う。この導波路を周波数９４ＧＨｚにおいてＴＭ偏波で動作させるとすると、アンテナとしての諸特性は５．４．１節の数値計算結果より

$\alpha = 58.7\,m^{-1}$　　$\phi = -31.7°$

$\Delta\phi = 4.0°$　　$\eta_r^+ = 31.1\%$

となる。入射した電力の５％がアンテナ終端に達するように

$$L = -\ln 0.05 / (2\alpha)$$

によってアンテナ長Lを定めると、プラズマストリップの数はL／d＝19となる。一方、単位面積あたりの光照射強度は

$$I = \frac{\hbar \omega_{opt} t n}{(1-R)\xi\tau}$$

で与えられる。ここで

h　：プランク定数／2π

$\omega_{opt}$：照射光の角周波数

R　：半導体表面での光の反射率

$\xi$　：量子効率

$\tau$　：電子正孔対の寿命

である。$\lambda_{opt} \triangleq 2\pi / ( \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}\, \omega_{opt} ) = 0.85\,\mu m$、R＝0.3、$\xi$＝1、$\tau = 4.5\,\mu s$ として強度を計算すると　$I = 22.3 w/cm^2$ となる。なお、$\tau$の値は、その$\tau$に対して拡散長がwの半分（100μm）になるような値に選んだ。

アンテナの横幅（図5.1のy方向の幅）を5mmとすると、1本のプラズマストリップを生成するために必要な光強度は

22.3×0.02×0.5＝0.22w

となる。格子全体を生成するために必要な光強度は

0.22×19＝4.2w

である。この値は、近年、大出力化に向けた研究が活発に行われている半導体レーザによって供給され得る値であると考えられる[95]。

## 5．6　電気的に周期を変えるための方法

本章でこれまで述べてきたような、光照射によって格子が形成された周期構造導波路の場合、光源として照射間隔を変えることができるものを用いれば、可変周期の周期構造を実現できる。そのための光源として有望なものの一つに

半導体ダイオードレーザアレーがある[96]～[98]。半導体ダイオードレーザは小型軽量であり、かつ、電気的な制御性に優れているという利点を有する。

図５．１２に示すように、導波路の下側の表面に平行に半導体ダイオードレーザアレーを置くことを考える。レーザからの光は直接、あるいは、束状の光ファイバを介して半導体層表面に照射されるものと考える。２次元のダイオードアレー[96],[97]を用いる場合は、それぞれのプラズマストリップはｙ方向に並んだ一列のダイオードによって生成されるとみなす。図５．１２に示すように、アレー中のダイオードに選択的に電流を流すことによって、個々のダイオード間隔の任意の整数倍の周期をもつ光照射パターンを発生させることができる。

上に述べた方法においては、周期長の変化、したがってそれに伴う放射ビーム方向の変化、は原理的に離散的である。しかしながら、ダイオードアレー中の個々のダイオードの間隔を狭くし、ダイオードの数を増すことによって、ほとんど連続的なビーム走査が可能になる。

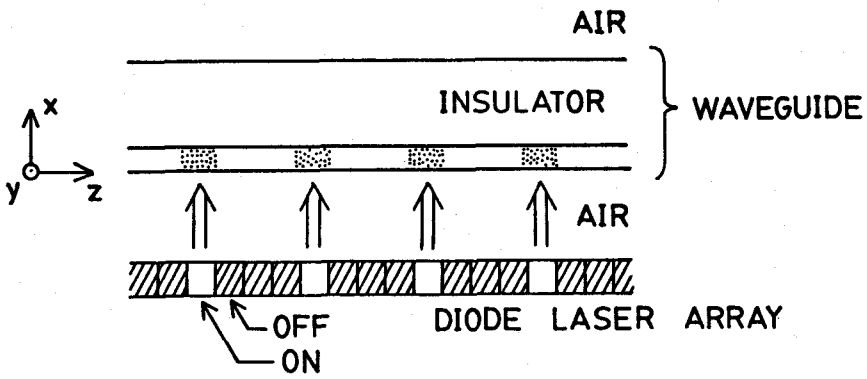



図５．１２　光源として半導体ダイオードレーザアレーを用いた場合の模式図

## ５．７　結言

本章では、光照射によって形成された格子層をもつ誘電体導波路の放射特性を理論的に解析した。導波路構造として、絶縁体（サファイア）スラブ表面に半導体（シリコン）薄膜が積層された構造を想定した。

積分方程式に基づく解析手法を用いて、９４ＧＨｚのミリ波周波数におけるＴＭおよびＴＥ偏波の最低次モードの放射特性を数値的に明らかにした。その結果、$10^{17}\,cm^{-3}$程度の密度のプラズマを発生させることができれば、この導波路をアンテナとして働かせることができることや、狭いビーム幅を得るためにはＴＭ偏波で動作させる方が有利なことを示した。また、格子を生成するために必要な光照射強度の見積りや、電気的に照射パターンを変えることができる光源に関する考察も行った。

本章では、プラズマが方形断面をもつストリップ状の領域に均一な密度で分布するというモデルを用いて解析を行ったが、実際には、半導体－空気および半導体－絶縁体境界面での表面再結合や半導体膜面方向の拡散のために、プラズマは不均一に分布する。このようなプラズマ密度の不均一性を考慮にいれた解析を行うことが今後に残された課題である。

# 第6章　結　論

本論文の以上の各章において、筆者がこれまでに行ってきた、ミリ波周期構造導波路中の電磁波の伝搬と放射に関する研究の内容と結果について述べた。各章で得られた成果を要約すると次のようになる。

第２章では、高抵抗率半導体導波路の表面に周期的に電子正孔プラズマが誘起された周期構造導波路のブラッグ反射特性を解析した。５０ＧＨｚ付近の周波数帯において、ＴＥ偏波の最低次導波モードのブラッグ反射特性を数値計算により明らかにした。その結果、良好なフィルタ特性を得るためには、プラズマが誘起された区間の長さを短くする必要があること、および、この構造を損失の少ないＤＢＲ反射器として働かせるためには$10^{17}\ cm^{-3}$程度以上のプラズマ密度が必要であることがわかった。

第３章では、表面コルゲーションを設けた２本の誘電体スラブを平行に並べた構造の導波路からのＴＥ波の放射特性を解析した。モード結合理論に基づく解析の結果、入射する導波モードの位相を変えることによって、放射ビームの方向を導波路の上方または下方の２方向に切り換えることが可能なことが明らかになった。また、本章においては５０ＧＨｚ帯で実験を行い、理論解析から導かれたビーム方向切り換えの機能を実際に確認した。

第４章では、厚みのある金属ストリップが周期的に装荷された誘電体導波路の放射特性を解析した。境界積分方程式に基づく解析手法を用いて数値計算を行い、ＴＥ、ＴＭ両偏波の最低次モード電磁界の放射特性の金属ストリップの幅や厚さに対する依存性を明らかにした。その結果、金属ストリップの断面寸法を適切な値に選ぶことによって、本構造はミリ波・サブミリ波用のモードフィルタとしても利用できることがわかった。

第５章では、光照射によって形成された格子層をもつ誘電体導波路の放射特性を解析した。導波路構造として、絶縁体（サファイア）スラブの表面に半導体（シリコン）薄膜が積層された多層導波路を取り上げた。境界積分方程式に基づく解析手法を用いて９４ＧＨｚの周波数で数値計算を行った。その結果、

$10^{17}\,cm^{-3}$程度の密度の電子正孔プラズマを発生させることができれば、この導波路をアンテナとして働かせることができること、および、狭いビーム幅を得るためにはＴＥ偏波よりＴＭ偏波で動作させる方が有利なことを明らかにした。また、格子を生成するために必要な光照射強度の見積りを行い、数ワットの光が必要なことを示した。さらに、可変周期の光照射パターンを得るための光源として半導体ダイオードレーザアレーが有望であることを述べた。

以上、本研究では、周期構造をもつ誘電体導波路中のミリ波の伝搬と放射に関して主として理論的な考察を行った。今後に残された課題として

（１）本研究によって得られた２次元モデルに対する解析結果を、実際に作製される３次元の周期構造デバイスの解析や設計に適用する際に、どのような補正を行えばよいかを検討する。

（２）本論文の第２章および第５章では、半導体導波路表面への光照射による電子正孔プラズマの生成を利用して周期構造を形成することを考えたが、本研究では、プラズマ密度分布の不均一性の問題や、光照射によるプラズマ生成に伴う発熱の問題には触れなかった。これらの点について、実験および理論の両面から検討を行う。

等があげられる。

# 謝　辞

本研究を行うにあたり、終始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（現在大阪大学学長）、ならびに一貫して直接御指導いただいた大阪大学工学部堤誠助教授に深甚なる感謝の意を表します。また、本論文作成にあたり御助言御教示を賜った大阪大学工学部倉薗貞夫教授に深く感謝します。

筆者が大阪大学に在学中、通信工学一般に関してさまざまな御教示をいただいた大阪大学工学部滑川敏彦教授（現在名誉教授）、中西義郎教授、手塚慶一教授、森永規彦教授、ならびに本論文に関して御助言いただいた大阪大学産業科学研究所北橋忠宏教授に深謝します。

また、本研究に関し、折りにふれて多くの有益な御助言御討論ならびに御激励をいただいた大阪大学工学部松原正則助教授、森田長吉助手、桜井照夫教務員に深く感謝致します。

さらに、日頃御討論いただいた大平孝博士（現在ＮＴＴ電気通信研究所）、チャレイスラワットパンヤ博士（現在キングモンクット大学）をはじめとする大阪大学工学部通信工学科第一講座の諸兄に厚く御礼申し上げます。

# 文 献


[1] J.C.Wiltse, "Introduction and overview of millimeter waves", in K.J.Button and J.C.Wiltse, Eds., "Infrared and Millimeter Waves, vol.4", ch.1, Academic Press (1981).

[2] 田中, 市川, 土橋, "通信衛星２号（ＣＳ－２）とその通信システム", 信学誌, 67, pp.835-856 (1984年8月).

[3] P.F.Clancy, "Space applications and technology in the 100-1000GHz frequency range", The Radio and Electron. Eng., 49, pp.395-402 (July/Aug.1979).

[4] S.Shindo, O.Kurita, Y.Nakamura, and H.Yamamoto, "Radio local distribution system for high-speed digital communications", IEEE J. Select. Areas Commun., SAC-1, pp.609-615 (Sep.1983).

[5] H.Ogawa, K.Yamamoto, and N.Imai, "A 26-GHz high-performance MIC transmitter/receiver for digital radio subscriber systems", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-32, pp.1551-1556 (Dec.1984).

[6] P.Dupuis, S.Meyer, M.Goloubkoff, and J.Guena, "Millimeter wave subscriber loops", IEEE J. Select. Areas Commun., SAC-1, pp.623-632 (Sep.1983).

[7] 古濱洋治, "５０ＧＨｚ帯電波利用の動向", 信学技報, AP83-46 (1983年8月).

[8] Y.Tokumitsu, M.Ishizaki, M.Iwakuni, and T.Saito, "50-GHz IC components using alumina substrates", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-31, pp.121-128 (Feb.1983).

[9] H.Meinel, A.Plattner, and G.Reinhold, "A 40 GHz railway communication system", IEEE J. Select. Areas Commun., SAC-1, pp.615-622 (Sep.1983).

[10] Y.Matsuo, Y.Akaiwa, and I.Takase, "A compact 60-GHz transmitter-receiver", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-24, pp.794-797 (Nov.1976).

[11] N.C.Luhmann,Jr., "Instrumentation and techniques for plasma diagnostics : An overview", in K.J.Button ,Ed., "Infrared and Milli-

meter Waves, vol.2", ch.1, Academic Press (1979).

[12] D.Veron, "Submillimeter interferometry of high-density plasmas", ibid., ch.2.

[13] M.J.Bangham, J.R.Birch, T.G.Blaney, A.E.Costley, J.E.Harries, R.G.Jones, and N.W.B.Stone, "Physical measurement in the 100-1000 GHz frequency range", The Radio and Electron. Eng., 49, pp.403-417 (July/Aug.1979).

[14] J.Edrich, "Centimeter- and millimeter-wave thermography - A survey on tumor detection", J.Microwave Power, 14(2), pp.95-104 (1979).

[15] M.Gautherie, J.Edrich, R.Zimmer, J.L.Guerguin-Kern, and J.Robert, "Millimeter-wave thermography-application to breast cancer", ibid., 14(2), pp.123-129 (1979).

[16] W.J.Wilson, R.J.Howard, A.C.Ibbott, G.S.Parks, and W.B.Ricketts, "Millimeter-wave imaging sensor", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-34, pp.1026-1035 (Oct.1986).

[17] 高羽, 竹鼻, "自動車の安全走行へのミリ波レーダの応用", 信学技報, SANE82-36 (1982年).

[18] H.Meinel and B.Rembold, "Commercial and scientific applications of millimetric and sub-millimetric waves", The Radio Electron. Eng., 49, pp.351-360 (July/Aug.1979).

[19] Y.K.Wu and C.P.Tresselt, "mm Radar for highway collision avoidance" Microwave J., 20, pp.39-44 (Nov.1977).

[20] 末田正, "ピコ秒光スイッチ技術", 信学誌, 69, pp.141-144 (1986年2月).

[21] K.Atsuki and E.Yamashita, "Transmission line aspects of the design of broadband electrooptic traveling-wave modulators", IEEE J. Lightwave Technol., LT-5, pp.316-319 (Mar.1987).

[22] T.H.Oxley and D.A.Williams, "Millimeter-wave hybrid microstrip sub-systems", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-33, pp.1452-1546 (Dec.1985).

[23] K.Chang, D.M.English, R.S.Tahim, A.J.Grote, T.Pham, C.Sun, G.M.Hayashibara, P.C.H.Yen, and W.S.Piotrowski, "W-band (75-100

GHz) microstrip components",ibid., MTT-33, pp.1375-1382 (Dec.1985).
[24] K.Solbach, "The status of printed millimeter-wave E-plane circuits" ibid., MTT-31, pp.107-121 (Feb.1983).
[25] W.Menzel and H.Callsen, "140-GHz finline components", ibid., MTT-33 pp.53-56 (Jan.1985).
[26] R.A.Pucel, "Design considerations for monolithic microwave circuits", ibid., MTT-29, pp.513-534 (June 1981).
[27] D.N.Mcquiddy,Jr., J.W.Wassel, J.B.Lagrange, and W.R.Wisseman, "Monolithic microwave integrated circuits : An historical perspective", ibid., MTT-32, pp.997-1008 (Sep.1984).
[28] 小川, 伊藤, "米国におけるマイクロ波・ミリ波MMICの研究動向", 信学誌, 69, pp.858-864 (1986年8月).
[29] 加藤, 赤池, "モノリシックマイクロ波IC (MMIC) 技術の動向", 信学誌, 70, pp.738-744 (1987年7月).
[30] R.M.Knox, "Dielectric waveguide microwave integrated circuits - An overview", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-24, pp.806-814 (Nov.1976).
[31] Y.-W.Chang, "Millimeter-wave (W-band) quarts image guide Gunn oscillator", ibid., MTT-31, pp.194-199 (Feb.1983).
[32] T.Itoh, "Dielectric waveguide-type millimeter-wave integrated circuits", in K.J.Button and J.C.Wiltse, Eds., "Infrared and Millimeter Waves, vol.4", ch.5, Academic Press (1981).
[33] T.H.Oxley and P.L.Lowbridge, "Image guide and microstrip integrated W-band receivers", Microwave J., 26, pp.117-136 (Nov.1983).
[34] M.M.Chrepta and H.Jacobs, "Millimeter-wave integrated circuits", ibid., 17, pp.45-47 (Nov.1974).
[35] J.E.Kietzer, A.R.Kaurs, and B.J.Levin, "A V-band communication transmitter and receiver system using dielectric waveguide integrated circuits", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-24, pp.797-803 (Nov.1976).
[36] B.-S.Song and T.Itoh, "Distributed Bragg reflection dielectric waveguide oscillators", ibid., MTT-27, pp.1019-1022 (Dec.1979).

[37] T.Itoh, "Application of gratings in a dielectric waveguide for leaky-wave antennas and band-reject filters", ibid., MTT-25, pp.1134-1138 (Dec.1977).

[38] A.Yariv and M.Nakamura, "Periodic structures for integrated optics" IEEE J. Quantum Electron., QE-13, pp.233-253 (Apr.1977).

[39] M.L.Dakss, L.Kuhn, P.F.Heidrich, and B.A.Scott, "Grating doupler for efficirnt excitation of optical guided waves in thin films", Appl. Phys. Lett., 16, pp.523-525 (June 1970).

[40] D.C.Flanders, H.Kogelnik, R.V.Schmidt, and C.V.Shank, "Grating filters for thin-film optical waveguides", ibid., 24, pp.194-196 (Feb.1974).

[41] H.Kogelnik and C.V.Shank, "Coupled-wave theory of distributed feedback lasers", J. Appl. Phys., 43, pp.2327-2335 (May 1972).

[42] F.K.Reinhart, R.A.Logan, and C.V.Shank, "GaAs-Al Ga As injection lasers with distributed Bragg refrectors", Appl. Phys. Lett., 27, pp.45-48 (July 1975).

[43] K.Aiki, M.Nakamura, J.Umeda, A.Yariv, A.Katzir, and H.W.Yen, "GaAs-GaAlAs distributed-feedback diode lasers with separate optical and carrier confinement", ibid., 27, pp.145-146 (Aug.1975).

[44] T.Itoh and F.-J.Hsu, "Distributed Bragg reflector Gunn oscillators for dielectric millimeter-wave integrated circuits", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-27, pp.514-518 (May 1979).

[45] K.Ogusu, "Propagation propertirs of a planar dielectric waveguide with periodic metallic strips", ibid., MTT-29, pp.16-21 (Jan.1981).

[46] 篠永，倉薗，" 誘電体線路を用いたミリ波帯グレーティング分波器" ，信学論(B)，J65-B，pp.687-694 (1982年6月).

[47] M.Tsutsumi and N.Kumagai, "Bragg reflection of millimeter waves by a corrugated ferrite slab", J. Appl. Phys., 53, pp.5959-5963 (Aug.1982).

[48] C.Surawatpunya, M.Tsutsumi, and N.Kumagai, "Bragg interaction of electromagnetic waves in a ferrite slab periodically loaded with metal strips", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-32, pp.689-

695 (July 1984).

[49] M.Matsumoto, M.Tsutsumi, and N.Kumagai, "Bragg reflection characteristics of millimeter waves in a periodically plasma-induced semiconductor waveguide", ibid., MTT-34, pp.406-411 (Apr.1986).

[50] H.Shigesawa and M.Tsuji, "A completely theoretical design method of dielectric image guide gratings in the Bragg refrection region", ibid., MTT-34, pp.420-426 (Apr.1986).

[51] P.K.Ikalainen and G.L.Matthaei, "Design of dielectric waveguide bandpass filters using parallel-coupled gratings", ibid., MTT-34, pp.681-689 (June 1986).

[52] K.L.Klohn, R.E.Horn, H.Jacobs, and E.Freibergs, "Silicon waveguide frequency scanning linear array antenna", ibid., MTT-26, pp.764-773 (Oct.1978).

[53] R.E.Horn, H.Jacobs, E.Freibergs, and K.L.Klohn, "Electronic modulated beam-steerable silicon waveguide array antenna", ibid., MTT-28, pp.647-653 (June 1980).

[54] R.Mittra and R.Kastner, "A Spectral domain approach for computing the radiation characteristics of a leaky-wave antenna for millimeter waves", IEEE Trans. Antennas Propagat., AP-29, pp.652-654 (July 1981).

[55] S.Kobayashi, R.Lampe, R.Mittra, and S.Ray, "Dielectric rod leaky-wave antennas for millimeter-wave applications", ibid., AP-29, pp.822-824 (Sep.1981).

[56] K.Araki and T.Itoh, "Analysis of Periodic ferrite slab waveguides by means of improved perturbation method", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-29, pp.911-916 (Sep.1981).

[57] T.N.Trinh, R.Mittra, and R.J.Paleta,Jr., "Horn image-guide leaky-wave antenna", ibid., MTT-29, pp.1310-1314 (Dec.1981).

[58] T.Itoh and B.Adelseck, "Trapped image guide leaky-wave antennas for millimeter-wave applications", IEEE Trans. Antennas Propagat., AP-30, pp.505-509 (May 1982).

[59] F.K.Schwerings and S.T.Peng, "Design of dielectric grating antennas

for millimeter-wave applications", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-31, pp.199-209 (Feb.1983).

[60] 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)，J66-B，pp.461-468 (1983年4月).

[61] 松本，堤，熊谷，" コルゲーションを装荷した２本の平行誘電体スラブ導波路からのミリ波の放射" ，信学論(B)，J69-B，pp.507-514 (1985年4月).

[62] M.Matsumoto, M.Tsutsumi, and N.Kumagai, "Radiation characteristics of a dielectric slab waveguide periodically loaded with thick metal strips", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-35, pp.89-95 (Feb.1987).

[63] M.Matsumoto, M.Tsutsumi, and N.Kumagai, "Radiation of millimeter waves from a leaky dielectric waveguide with a light-induced grating layer", ibid., MTT-35, pp.1033-1042 (Nov.1987).

[64] K.Solbach, "Review of dielectric image-line antennas", in K.J.Button Ed., "Infrared and Millimeter Waves, vol.15", ch.4, Academic Press (1986).

[65] D.Marcuse, "Theory of Dielectric Optical Waveguides", ch.3,4, Academic Press (1974).

[66] W.Streifer, D.R.Scifres, and R.D.Burnham, "Coupled wave analysis of corrugated waveguides and lasers", IEEE J. Quantum Electron., QE-13 pp.134-141 (Apr.1977).

[67] Y.Yamamoto, T.Kamiya, and H.Yanai, "Improved coupled mode analysis of corrugated waveguides and lasers", ibid., QE-14, pp.245-258 (Apr.1978).

[68] S.T.Peng, T.Tamir, and H.L.Bertoni, "Leaky-wave analysis of optical periodic couplers", Electron. Lett., 9, pp.150-152 (Mar.1973).

[69] M.Neviere, R.Petit, and M.Cadilhac, "About the theory of optical grating coupler-waveguide systems", Opt. Commun., 8, pp.113-117 (June 1973).

[70] S.T.Peng, T.Tamir, and H.L.Bertoni, "Theory of periodic dielectric waveguides", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-23, pp.123-133 (Jan.1975).

[71] K.C.Chang, V.Shah, and T.Tamir, "Scattering and guiding of waves by dielectric gratings with arbitrary profiles", J. Opt. Soc. Am.,70, pp.804-813 (July 1980).

[72] 辻，繁沢，滝山，" 周期構造誘電体装荷導波管の伝送特性" ，信学技報，MW84-10 (1984年5月).

[73] 辻，繁沢，" 部分的に周期構造を装荷した開放形誘電体導波路の伝送および放射特性（ＴＥ波）" ，電気学会電磁界理論研資，EMT-84-52 (1984年9月)

[74] R.Karg and E.Kreutzer, "Light-controlled semiconductor waveguide antenna", Electron. Lett., 13, pp.246-247 (Apr.1977).

[75] C.H.Lee, P.S.Mak, and A.P.DeFonzo, "Optical control of millimeter-wave propagation in dielectric waveguide", IEEE J. Quantum Electron., QE-16, pp.277-288 (Mar,1980).

[76] 小楠，田中，伊藤，" 光によって制御されたプラズマ層を持つ誘電体導波路の伝搬特性" ，信学論(C)，J66-C，pp.39-46 (1983年1月).

[77] J.K.Butler, T.-F.Wu, and M.W.Scott, "Nonuniform layer model of a millimeter-wave phase shifter", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-34, pp.147-155 (Jan.1986).

[78] J.B.Davies, "A least-squares boundary residual method for the numerical solution of scattering problems", ibid., MTT-21, pp.99-104 (Feb.1973).

[79] T.E.Rozzi and W.F.G.Mecklenbrauker, "Wide-band network modeling of interacting inductive irises and steps", ibid., MTT-23, pp.235-245 (Feb.1975).

[80] 桐本，松原，熊谷，" ２層グレーティングによるグレーティング結合器の結合効率の改善" ，信学論(C)，J61-C，pp.525-531 (1978年8月).

[81] 岡村，山本，牧本，" $LiNbO_3$プレーナ導波路における導波ー放射モード変換ー 結合モード解析と強度変調素子への応用 ー" ，信学論(C)，J61-C，pp.579-586，(1978年9月).

[82] D.Marcuse, "Light Transmission Optics", pp.44-47, Van Nostrand Reinhold Company (1972).

[83] 安達三郎，" 電磁波工学" ，pp.44-49，コロナ社 (1983年).

[84] W.V.McLevige, T.Itoh, and R.Mittra, "New waveguide structures for

millimeter-wave and optical integrated circuits", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-23, pp.788-794 (Oct.1975).

[85] J.Jacobsen, "Analytical, numerical, and experimental investigation of guided waves on a periodically strip-loaded dielectric slab", IEEE Trans. Antennas Propagat., AP-18, pp.379-388 (May 1970).

[86] 例えば(a)松原正則, " 偏波保存光ファイバの境界要素法解析" , 信学論(B), J67-B, pp.968-973 (1984年9月), (b)C.C.Su, "A surface integral equations method for homogenious optical fibers and coupled image lines of arbitrary cross sections", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-33, pp.1114-1119 (Nov.1985).

[87] R.E.Collin and F.J.Zucker, Eds., "Antenna Theory, part 2", sec. 19.10, McGraw-Hill (1969).

[88] S.T.Peng, H.L.Bertoni, and T.Tamir, "Analysis of periodic thin-film structures with rectangular profiles", Opt. Commun., 10, pp.91-94 (Jan.1974).

[89] D.Maystre, "A new general integral theory for dielectric coated gratings", J. Opt. Soc. Am., 68, pp.490-495 (Apr.1978).

[90] 松本, 堤, 熊谷, " 積分方程式を用いた周期構造導波路の解析" , 電気学会電磁界理論研資, EMT-85-63 (1985年10月).

[91] A.M.Vaucher, M.G.Li, and C.H.Lee, "Diode-laser-controlled millimeter-wave propagation in a silicon waveguide", Electron. Lett., 18, 1066-1067 (Dec.1982).

[92] C.H.Lee, A.M.Yurek, M.G.Li, E.A.Chauchard, and R.P.Fischer, "Optoelectronic modulation of millimeter waves in a silicon-on-sapphire waveguide", in G.A.Mourou, D.M.Bloom, and C.H.Lee, Eds., "Picosecond Optoelectronics", pp.212-215, Springer-Verlag (1985).

[93] E.E.Russell and E.E.Bell, "Optival constants of sapphire in the far infrared", J. Opt. Soc. Am., 57, pp.543-544 (APr.1967).

[94] S.M.Sze, "Physics of Semiconductor Devices, 2nd ed.", p37, Wiley (1981).

[95] G.L.Harnagel, D.R.Scifre, H.H.Kung, D.F.Welch, P.S.Cross, and R.D.Burnham, "Five watt continuous-wave AlGaAs laser diodes",

Electron. Lett., 22, pp.605-606 (May 1986).

[96] S.Uchiyama and K.Iga, "Two-dimensional array of GaInAsP/InP surface-emitting lasers", ibid., 21, pp.162-164 (Feb.1985).

[97] J.N.Walpole and Z.L.Liau, "Monolithic two-dimensional arrays of high-power GaInAsP/InP surface-emitting diode lasers", Appl. Phys. Lett., 48, pp.1636-1638, (June 1986).

[98] T.H.Windhorn and W.D.Goodhue, "Monolithic GaAs/AlGaAs diode laser/-deflector devices for light emission normal to the surface", ibid., 48, pp.1675-1677 (June 1986).