斜め伝搬波に対する周期構造異方性誘電体導波路の3次元厳密解析*

Three-dimensional Rigorous Analysis of Anisotropic Grating Waveguides for Oblique Propagating Waves

六島　　克

Katsu Rokushima

1. まえがき

周期構造誘電体導波路は種々の興味深い特性を示し、ミリ波から光波領域にわたり数多くの分野で広く利用されている。特に、$LiNbO_3$ のような異方性材料で構成された周期構造導波路は、光スイッチ、光変調器、モード変換器および光コンピュータへの応用など、種々の分野で必要とされている[1]。その特性の厳密な解析手法は、学問的興味からも実際的応用からも強く望まれている。これらの周期構造を摂動法を用いて解析する手法は数多く報告されており[2]-[4]、また、異方性導波路も含めて散乱問題に対する厳密解法も報告されるようになってきた[5]-[9]。しかしながら、斜め伝搬波に関する導波問題は、摂動法による近似解析以外[10]-[12]、厳密解析では行われていなかった。最近、Peng[13]は、等法性周期構造導波路における斜め伝搬波の導波問題に対する厳密な解析手法を提案しているが、その数値計算結果までは与えられていなかった。

筆者らは先に、位相速度、減衰定数、及び格子ベクトルの方向が全く任意である最も一般的な場合の等方性スラブ導波路の厳密な解析手法を定式化し、数値計算によりTE－TM結合に基づく特異なバンド構造や洩れ波の特性を明らかにした[14]。さらに、この手法を異方性に拡張して、洩れ波の特性については数値計算結果を与えたが[15],[16]、異方性と斜め伝搬の両者に起因する問題の複雑さから、バンド構造を含めた伝搬特性までは十分に解明え得なかった。

そこで本報告では、光軸、位相速度、減衰定数、及び格子ベクトルの方向によって決定される異方性スラブ導波路の解析について定式化を行っている。解析手法は、空間高調波間の関係が統一的な行列形式で定式化されている厳密な解法で、行列の次元を増やすことにより任意の高い精度の解を得ることができる。数値例においては、フィルム層と基板層がともに$LiNbO_3$で構成され、音響波により仮想的な均一媒質との境界面（xy平面）対して垂直方向に周期的変化が生じた誘電率変調型異方性導波路を取り上げ、斜め伝搬波の場合のTE－TM結合による特異な禁止帯の存在を明らかにするとともに、2次のブラッグ領域についての解析例も示している。また、洩れ波の特性においては、光軸、位相速度、及び格子ベクトルの相対的な関係により放射領域及びその方向が様々に変化することを明らかにしている。

*平成5年5月　原稿受理

大阪産業大学　工学部

2. 問題の設定

先ず、図1に示すような任意の3次元方向に周期構造を持つ異方性誘電体格子のスラブ導波路を考える。以下、時間因子には $\exp(j\omega t)$ を採用し、空間変数 $\boldsymbol{r}=(x, y, z)$ を全て波数 $k_0=2\pi/\lambda$ （λ:光波の波長）で規格化し、$k_0\boldsymbol{r}\rightarrow\boldsymbol{r}(k_0x\rightarrow x, k_0y\rightarrow y, k_0z\rightarrow z)$ と簡略化して定式化を行っている。また、各軸方向の単位ベクトルを $\boldsymbol{i}_x, \boldsymbol{i}_y, \boldsymbol{i}_z$ とする。領域1は比誘電率 ε_1 の均一等方性媒質、領域3は ε_3 の均一異方性媒質、領域2は比誘電率 $\hat{\varepsilon}_2$、格子ベクトル $K=\boldsymbol{n}_K k_0$ を持つ周期構造の異方性媒質である。

$$\boldsymbol{n}_K=\boldsymbol{i}_x p+\boldsymbol{i}_y q+\boldsymbol{i}_z s, \qquad |\boldsymbol{n}_K|=n_K=\lambda/\Lambda \quad (\Lambda:\text{格子の周期}) \tag{1}$$

$$p=\lambda/\Lambda_x, \quad q=\lambda/\Lambda_y, \quad s=\lambda/\Lambda_z \tag{2}$$

領域2の0次伝搬波の規格化波数ベクトル $\boldsymbol{n}_0$ を

$$\boldsymbol{n}_0=\boldsymbol{i}_x p_0+\boldsymbol{i}_y q_0+\boldsymbol{i}_z s_0 \tag{3}$$

で表されるとする。今、$z=-\infty$ において均一媒質の導波路と問題としている周期構造媒質の導波路が xy 平面を境界面として接していることを仮定すると、境界条件より

$$Im\{q_0\}=0 \tag{4}$$

すなわち、伝搬波の減衰定数は z 軸方向で最大となりうる。以下の解析では、この座標系を基準にして考えている。よって、規格化位相定数 $Re\{q_0\}$ と $Re\{s_0\}$ 及び規格化減衰定数 $Im\{s_0\}$ をもつ斜め伝搬波を考えればよい。なお、0次伝搬波の x 軸方向の規格化伝搬定数 p_0 は、q_0, s_0 及び媒質によって決定されるが、後で述べる結合波方程式の固有値 κ_m に自動的に含まれ全く任意となるので、簡単化のために

$$p_0=0 \tag{5}$$

と置いても一般性を失わない。

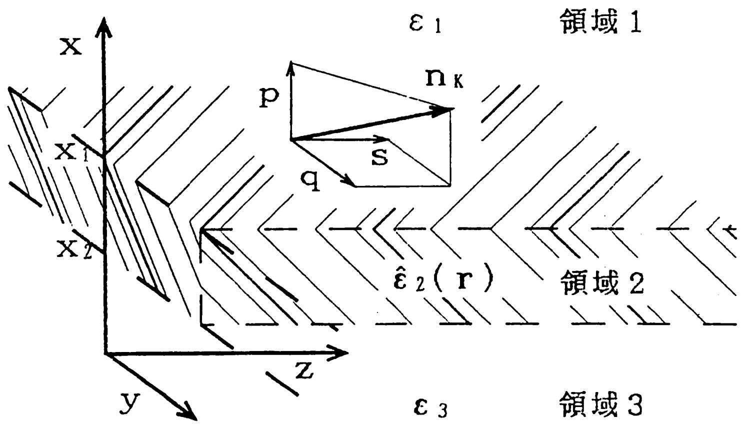


図1　格子ベクトルが任意方向にある異方性誘電体導波路

3．周期媒質内の電磁界

格子領域の比誘電率分布 $\hat{\varepsilon}$ の各成分 ε_{ij} は、媒質の周期性より、m 次の Fourier 係数 $b_{ij,m}$ を用いて次式のように Fourier 展開できる。

$$\varepsilon_{ij}(\boldsymbol{r}) = \sum_{m} b_{ij,m} \exp(jm\boldsymbol{n}_K \cdot \boldsymbol{r}) \tag{6}$$

また、Floquet の定理より、電磁界の各成分 E_i, H_i($i = x, y, z$) は展開係数 $e_{im}(x)$, $h_{im}(x)$ を与えて、空間高調波による展開で表示することができる。

$$\sqrt{Y_0}E_i(\boldsymbol{r}) = \sum_{m} e_{im}(x) \exp(-j\boldsymbol{n}_{tm} \cdot \boldsymbol{r}) \tag{7}$$

$$\sqrt{Z_0}H_i(\boldsymbol{r}) = \sum_{m} h_{im}(x) \exp(-j\boldsymbol{n}_{tm} \cdot \boldsymbol{r}) \tag{8}$$

$$\boldsymbol{n}_{tm} = \boldsymbol{n}_0 + m\boldsymbol{n}_K = \boldsymbol{i}_x p_m + \boldsymbol{i}_y q_m + \boldsymbol{i}_z s_m \tag{9}$$

$$p_m = mp, \quad q_m = q_0 + mq, \quad s_m = s_0 + ms \tag{10}$$

$$Y_0 = \frac{1}{Z_0} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \tag{11}$$

上記の比誘電率分布の展開式(6)及び電磁界の空間高調波展開式(7)、(8)を規格化された空間座標系に対する Maxwell 方程式

$$\mathrm{curl}\sqrt{Y_0}\boldsymbol{E} = -j\sqrt{Z_0}\boldsymbol{H} \tag{12}$$

$$\mathrm{curl}\sqrt{Z_0}\boldsymbol{H} = j\hat{\boldsymbol{\varepsilon}}(\boldsymbol{r})\sqrt{Y_0}\boldsymbol{E} \tag{13}$$

に代入し、$m = 0, \pm 1, \pm 2, \cdots, \pm M$ として展開項数を($2M+1$)項で打ち切ると、行列形式で表した次の 1 階微分の結合波方程式が導出できる[4]。

$$\frac{d\boldsymbol{f}(x)}{dx} = j\boldsymbol{C}\boldsymbol{f}(x), \qquad \boldsymbol{f}(x) = \begin{pmatrix} \boldsymbol{e}_y \\ \boldsymbol{h}_z \\ \boldsymbol{e}_z \\ \boldsymbol{h}_y \end{pmatrix} \tag{14}$$

ここで、$\boldsymbol{f}(x)$ は4($2M+1$)次元の列ベクトルであり、それを構成する $\boldsymbol{e}_i$, $\boldsymbol{h}_i$($i = y, z$) は電磁界の接線成分に関する展開係数を要素とする($2M+1$)次元の列ベクトル

$$\boldsymbol{e}_i = [e_{i(-M)}(x) \ \cdots \ e_{i(0)}(x) \ \cdots \ e_{i(+M)}(x)]^t \tag{15}$$

$$\boldsymbol{h}_i = [h_{i(-M)}(x) \ \cdots \ h_{i(0)}(x) \ \cdots \ h_{i(+M)}(x)]^t \tag{16}$$

である。また、係数行列 C は4(2M+１)次元の正方行列

$$C=\begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} \\ C_{21} & C_{22} \end{pmatrix} \tag{17}$$

$$C_{11}=\begin{pmatrix} [p]+[q][\varepsilon_{xx}]^{-1}[\varepsilon_{xy}] & [q][\varepsilon_{xx}]^{-1}[q]-[1] \\ [\varepsilon_{yx}][\varepsilon_{xx}]^{-1}[\varepsilon_{xy}]-[\varepsilon_{yy}]+[s]^2 & [p]+[\varepsilon_{yx}][\varepsilon_{xx}]^{-1}[q] \end{pmatrix} \tag{18}$$

$$C_{12}=\begin{pmatrix} [q][\varepsilon_{xx}]^{-1}[\varepsilon_{xz}] & -[q][\varepsilon_{xx}]^{-1}[s] \\ [\varepsilon_{yx}][\varepsilon_{xx}]^{-1}[\varepsilon_{xz}]-[\varepsilon_{yz}]-[s][q] & -[\varepsilon_{yx}][\varepsilon_{xx}]^{-1}[s] \end{pmatrix} \tag{19}$$

$$C_{21}=\begin{pmatrix} [s][\varepsilon_{xx}]^{-1}[\varepsilon_{xy}] & [s][\varepsilon_{xx}]^{-1}[q] \\ -[\varepsilon_{zx}][\varepsilon_{xx}]^{-1}[\varepsilon_{xy}]+[\varepsilon_{zy}]+[q][s] & -[\varepsilon_{zx}][\varepsilon_{xx}]^{-1}[q] \end{pmatrix} \tag{20}$$

$$C_{22}=\begin{pmatrix} [p]+[s][\varepsilon_{xx}]^{-1}[\varepsilon_{xz}] & -[s][\varepsilon_{xx}]^{-1}[s]+[1] \\ -[\varepsilon_{zx}][\varepsilon_{xx}]^{-1}[\varepsilon_{xz}]+[\varepsilon_{zz}]-[q]^2 & [p]+[\varepsilon_{zx}][\varepsilon_{xx}]^{-1}[s] \end{pmatrix} \tag{21}$$

であり、その各小行列は Kroneker δ_{mn} 等を用いて、

$$[\varepsilon_{ij}]=[b_{ij,(n-m)}],\quad [\varepsilon_{ij}]^{-1}:[\varepsilon_{ij}]\text{ の逆行列} \tag{22}$$

$$[p]=[p_m\delta_{mn}],\quad [q]=[q_m\delta_{mn}],\quad [s]=[s_m\delta_{mn}] \tag{23}$$

$$[1]\ :\text{単位行列},\quad [0]\ :\text{零行列} \tag{24}$$

のように表される(2M+１)次元の正方行列である。

結合波方程式(14)の解法は、係数行列 C の固有値問題に帰着できる。すなわち、行列 C の固有値を κ_m、それに対応する固有ベクトルから構成される対角化行列を T とし、4(2M+１)次元の列ベクトル $g(x)$ を導入して

$$f(x)=Tg(x) \tag{25}$$

と変換すると、式(14)の一般解は

$$f(x)=T[\delta_{mn}\exp\{j\kappa_m(x-x_0)\}]g(x_0) \tag{26}$$

で与えられる。ここで $[\delta_{mn}\exp\{j\kappa_m(x-x_0)\}]$ は4(2M+１)次元の対角行列、x_0 は任意の固定点である。g は次節で述べるような物理的意味をもっているので、格子領域だけでなく外部領域の電磁界においても g で表現し、その意味づけを行っている。

4．均一媒質内の電磁界

領域１、３のような均一媒質であれば、式(23)の小行列 $[p]$ は

$$[p]=[0] \tag{27}$$

であり、さらに、比誘電率の Fourier 展開は０次項のみであるので、式(22)の小行列 $[\varepsilon_{ij}]$ は

$$[\varepsilon_{ij}] = \varepsilon_{ij}[\delta_{mn}] \tag{28}$$

となる。その結果、結合波方程式の係数行列 C を構成する小行列はすべて対角行列となり、行列 C に関する $4(2M+1)$ 次元の行列固有値問題は、4 次元の正方行列 C^u_m

$$C^u_m = \begin{pmatrix} \dfrac{q_m\varepsilon_{xy}}{\varepsilon_{xx}} & \dfrac{q_m^2}{\varepsilon_{xx}} - 1 & \dfrac{q_m\varepsilon_{xz}}{\varepsilon_{xx}} & -\dfrac{q_m s_m}{\varepsilon_{xx}} \\ \dfrac{\varepsilon_{yx}\varepsilon_{xy}}{\varepsilon_{xx}} - \varepsilon_{xx} + s_m^2 & \dfrac{q_m\varepsilon_{yx}}{\varepsilon_{xx}} & \dfrac{\varepsilon_{yx}\varepsilon_{xz}}{\varepsilon_{xx}} - \varepsilon_{yz} - s_m q_m & \dfrac{\varepsilon_{yx}s_m}{\varepsilon_{xx}} \\ \dfrac{s_m\varepsilon_{xy}}{\varepsilon_{xx}} & \dfrac{s_m q_m}{\varepsilon_{xx}} & \dfrac{s_m\varepsilon_{xz}}{\varepsilon_{xx}} & -\dfrac{s_m^2}{\varepsilon_{xx}} + 1 \\ -\dfrac{\varepsilon_{zx}\varepsilon_{xy}}{\varepsilon_{xx}} + \varepsilon_{zy} + q_m s_m & -\dfrac{\varepsilon_{zx}q_m}{\varepsilon_{xx}} & -\dfrac{\varepsilon_{zx}\varepsilon_{xz}}{\varepsilon_{xx}} + \varepsilon_{zz} - q_m^2 & \dfrac{\varepsilon_{zx}s_m}{\varepsilon_{xx}} \end{pmatrix} \tag{29}$$

の固有値問題を $m = -M \sim +M$ まで $(2M+1)$ 回繰り返すことによって求められる。

求められた行列 T を構成する小行列はすべて対角行列であるので、固有値 κ_m は平面波の x 軸方向の伝搬定数になる。従って、式(26)の列ベクトル $\boldsymbol{g}$ の要素 $\boldsymbol{g}_m$ は、伝搬定数 κ_m に対応する平面波の複素振幅を表していることになり、κ_m のもつ符号から x 軸方向の伝搬方向が判る。O 波、E 波の伝搬方向別の次数順に配列された伝搬定数 κ

$$\boldsymbol{\kappa} = [\underbrace{{}^O\kappa^+_{-M}\cdots{}^O\kappa^+_{+M}}_{\text{(前進 O 波)}}\ \underbrace{{}^E\kappa^+_{-M}\cdots{}^E\kappa^+_{+M}}_{\text{(前進 E 波)}}\ \underbrace{{}^O\kappa^-_{-M}\cdots{}^O\kappa^-_{+M}}_{\text{(後進 O 波)}}\ \underbrace{{}^E\kappa^-_{-M}\cdots{}^E\kappa^-_{+M}}_{\text{(後進 E 波)}}]^t \tag{30}$$

に従って、振幅ベクトル $\boldsymbol{g}$ の要素 g_m は、

$$\boldsymbol{g} = [\underbrace{{}^Og^+_{-M}\cdots{}^Og^+_{+M}}_{\text{(前進 O 波)}}\ \underbrace{{}^Eg^+_{-M}\cdots{}^Eg^+_{+M}}_{\text{(前進 E 波)}}\ \underbrace{{}^Og^-_{-M}\cdots{}^Og^-_{+M}}_{\text{(後進 O 波)}}\ \underbrace{{}^Eg^-_{-M}\cdots{}^Eg^-_{+M}}_{\text{(後進 E 波)}}]^t \tag{31}$$

のような伝搬方向別の次数順に並べることができる。

さらに、等方性媒質の場合（$\varepsilon_{ij} = \varepsilon\ (i = j)$, $\varepsilon_{ij} = 0\ (i \neq j)$）は、結合波方程式の係数行列 C^u_m の固有値の列ベクトル κ 及び対角化行列 T は、次のような閉じた表現が可能となる。

$${}^E\kappa^\pm_m = {}^M\kappa^\pm_m = \mp\xi_m, \qquad \xi_m = \sqrt{\varepsilon - q_m^2 - s_m^2} \tag{32}$$

$$\boldsymbol{T} = \begin{pmatrix} [\dot{s}] & \dfrac{[\xi][\dot{q}]}{\sqrt{\varepsilon}} & -[\dot{s}] & \dfrac{[\xi][\dot{q}]}{\sqrt{\varepsilon}} \\ [\xi][\dot{s}] & [\dot{q}]\sqrt{\varepsilon} & [\xi][\dot{s}] & -[\dot{q}]\sqrt{\varepsilon} \\ -[\dot{q}] & \dfrac{[\xi][\dot{s}]}{\sqrt{\varepsilon}} & [\dot{q}] & \dfrac{[\xi][\dot{s}]}{\sqrt{\varepsilon}} \\ [\xi][\dot{q}] & -[\dot{s}]\sqrt{\varepsilon} & [\xi][\dot{q}] & [\dot{s}]\sqrt{\varepsilon} \end{pmatrix} \tag{33}$$

$$[\xi] = [\delta_{mn}\xi_m], \quad [\dot{q}] = \left[\frac{\delta_{mn}q_m}{\sqrt{q_m^2 + s_m^2}}\right], \quad [\dot{s}] = \left[\frac{\delta_{mn}s_m}{\sqrt{q_m^2 + s_m^2}}\right] \tag{34}$$

ここで、固有値 κ_m の添字 +, − はそれぞれ $+x$, $-x$ 軸方向の伝搬波を、添字 E, M はそれぞれ TE 波、TM 波を示す。異方性媒質の場合と同様に、伝搬定数 κ と振幅ベクトル $\boldsymbol{g}$ の要素は、TE 波、TM 波の伝搬方向別の次数順に並び換えることができる。

但し、$m<0$ で $Re\{s_m\}>0$ に対しては $Im\{s_m\}>0$ の improper 波を選ばなければならない[17]。

5．導波問題の解法

領域間の境界面 $x=x_i(i=1,2)$ での境界条件としては、空間高調波展開法による接線成分を表す電磁界の展開係数ベクトル $P(x)f(x)$ の連続性、すなわち

$$\boldsymbol{f}_1(x_1)=\boldsymbol{P}(x_1)\boldsymbol{f}_2(x_1),\qquad \boldsymbol{P}(x_2)\boldsymbol{f}_2(x_2)=\boldsymbol{f}_3(x_2) \tag{35}$$

$$\boldsymbol{P}(x)=\begin{pmatrix}[\hat{p}(x)] & [0] & [0] & [0]\\ [0] & [\hat{p}(x)] & [0] & [0]\\ [0] & [0] & [\hat{p}(x)] & [0]\\ [0] & [0] & [0] & [\hat{p}(x)]\end{pmatrix},\qquad [\hat{p}(x)]=[\delta_{mn}\exp\{-jp_m x\}] \tag{36}$$

が要求される。

また、導波問題では領域1、3からの入射波が無いので、

$$\boldsymbol{g}_1^-=\boldsymbol{g}_3^+=[0\cdots0\cdots0\quad 0\cdots0\cdots0]^t \tag{37}$$

となる。

上式(35)、(37)の条件より、次式の線形方程式が導出される。

$$\boldsymbol{T}_1\begin{pmatrix}\boldsymbol{g}_1^+(x_1)\\ [0]\end{pmatrix}=\boldsymbol{P}(x_1)\boldsymbol{T}_2\begin{pmatrix}[\delta_{mn}\exp\{j\kappa_{2,m}^+(x_1-x_2)\}] & [0]\\ [0] & [1]\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\boldsymbol{g}_2^+(x_2)\\ \boldsymbol{g}_2^-(x_1)\end{pmatrix} \tag{38}$$

$$\boldsymbol{P}(x_2)\boldsymbol{T}_2\begin{pmatrix}[1] & [0]\\ [0] & [\delta_{mn}\exp\{-j\kappa_{2,m}^-(x_1-x_2)\}]\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\boldsymbol{g}_2^+(x_2)\\ \boldsymbol{g}_2^-(x_1)\end{pmatrix}=\boldsymbol{T}_3\begin{pmatrix}[0]\\ \boldsymbol{g}_3^-(x_2)\end{pmatrix} \tag{39}$$

ここで、未知数には $\boldsymbol{g}_1^+(x_1)$, $\boldsymbol{g}_2^+(x_2)$, $\boldsymbol{g}_2^-(x_1)$, 及び $\boldsymbol{g}_3^-(x_2)$ を選択し、数値計算上のオーバーフローの問題を回避している[8]。従って、式(38)、(39)を整理すると、規格化伝搬定数 s_0 を決定する次の特性方程式

$$\det.[W]=0,\qquad [W]\begin{pmatrix}\boldsymbol{g}_1^+(x_1)\\ \boldsymbol{g}_2^+(x_2)\\ \boldsymbol{g}_2^-(x_1)\\ \boldsymbol{g}_3^-(x_2)\end{pmatrix}=[0] \tag{40}$$

が与えられる。

z 軸方向に対して yz 平面内の伝搬角 θ で伝搬する波の y 軸方向の規格化位相定数 $Re\{q_0\}$ は、z 軸方向の規格化位相定数 $Re\{s_0\}$ によって次のように表される。

$$Re\{q_0\}=Re\{s_0\}\tan\theta \tag{41}$$

従って、式(40)の $[W]$ は複素数 s_0 の関数であるので、2次元のニュートン法等の反復計算法により、式(41)の束縛条件を満たしながら複素平面 s_0 上で det. $[W]=0$ を探索することになる。

伝搬角 θ で伝搬する波の位相速度方向に関する位相定数 β は、y, z 軸方向の規格化位相定

数 $Re\{q_0\}$, $Re\{s_0\}$ によって次のように表される。

$$\beta/k_0 = \sqrt{Re\{q_0\}^2 + Re\{s_0\}^2} \tag{42}$$

また、洩れ波が存在する場合、減衰定数 α は z 軸方向の規格化減衰定数 $Im\{s_0\}$ を用いて

$$\alpha/k_0 = -Im\{s_0\} \tag{43}$$

と定めることにする。

6. 数値計算例

数値例としては、領域1が空気、領域2、3が $LiNbO_3$ で構成され、音響波によって誘電率変調型の周期構造が領域2に形成された異方性スラブ導波路を取り上げる。格子ベクトルの方向は、図2に示すように z 軸方向に固定した場合（$p=0$, $q=0$)、すなわち規格化格子ベクトル $\boldsymbol{n}_K = \boldsymbol{i}_z s$ $(n_K = \lambda/\Lambda = \lambda/\Lambda_z)$ の場合についてのみ解析を行った。また、領域2のフィルム層の厚みはすべて $d=3.0\lambda$ ($x_1 - x_2 = 6\pi$) とした。

最初に、光軸が x 軸方向に一致いている場合についての伝搬特性を図3、4、5に示す。各領域の比誘電率は次の値を用いた[18]。

$$\left.\begin{aligned}
\boldsymbol{\varepsilon}_1 &= 1 \\
\hat{\boldsymbol{\varepsilon}}_2 &= \begin{pmatrix} 4.880 & 0.0 & 0.0 \\ 0.0 & 5.272 & 0.0 \\ 0.0 & 0.0 & 5.272 \end{pmatrix} + \delta \begin{pmatrix} 0.0 & 3.505 & 0.0 \\ 3.505 & 0.0 & 1.567 \\ 0.0 & 1.567 & 0.0 \end{pmatrix} \cos(n_K z) \\
\boldsymbol{\varepsilon}_3 &= \begin{pmatrix} 4.840 & 0.0 & 0.0 \\ 0.0 & 5.230 & 0.0 \\ 0.0 & 0.0 & 5.230 \end{pmatrix}
\end{aligned}\right\} \tag{44}$$

ここで、δ は変調度を示している。

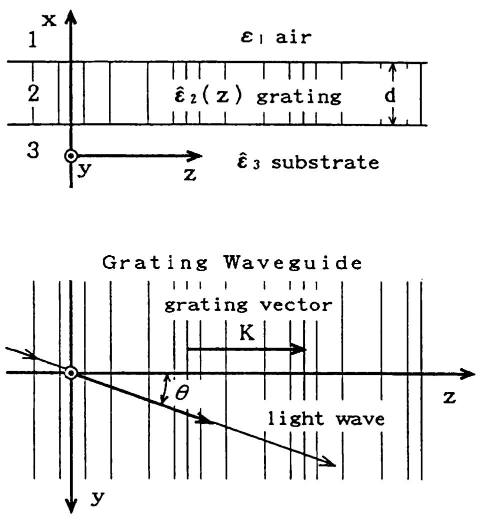
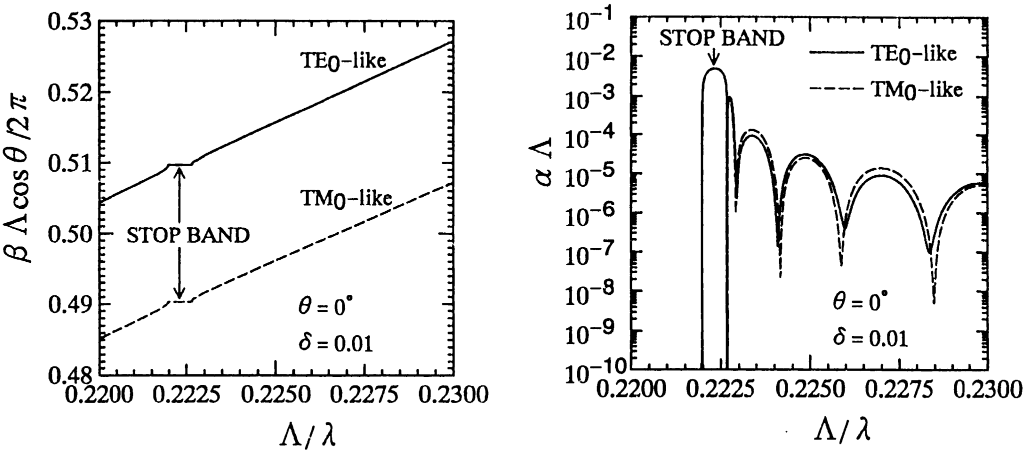
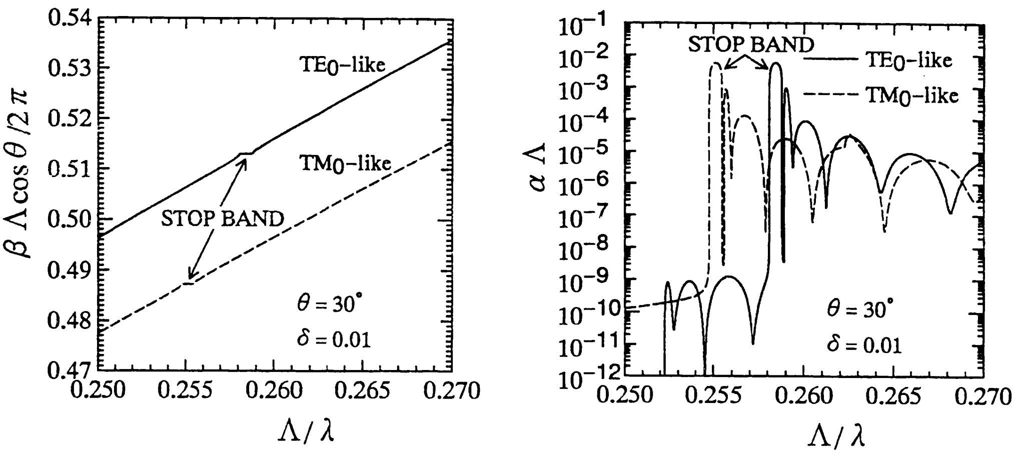


図2　斜め伝搬波（格子ベクトルが z 軸方向に一致している場合）



(a) 位相定数　　(b) 減衰定数

図３　伝搬角 θ =0° における格子の周期Λ/λに対する伝搬特性

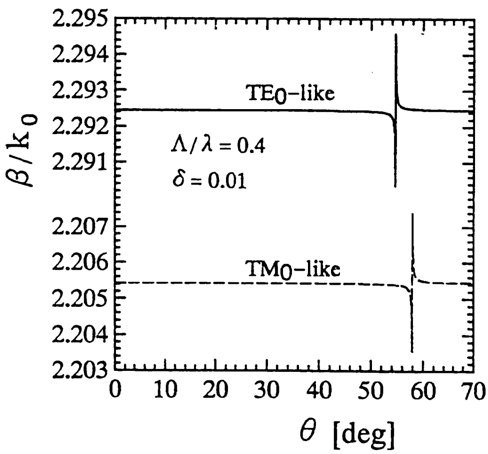


(a) 位相定数　　(b) 減衰定数

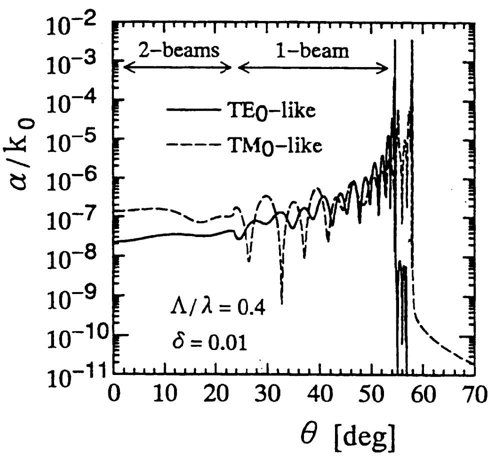
図４　伝搬角 θ =30° における格子の周期Λ/λに対する伝搬特性

図３、４は、伝搬角 $\theta=0°$、$\theta=30°$ のときの格子の周期Λ/λに対する伝搬定数の特性である。このときの STOP BAND は、$\varepsilon_{xy}(\varepsilon_{yx})$ と $\varepsilon_{yz}(\varepsilon_{zy})$ の変調に基づく TE 波と TM 波との結合によって生じている。また、洩れ波領域では、TE_0－like モードは TM 波を、TM_0－like モードは TE 波を主に放射している。TE 波間及び TM 波間どうしの結合は非常に小さいが、斜め伝搬の時の図４(b)において TE_0－like モードはΛ/λ＝0.258以下に TE 波間、TM_0－like モードはΛ/λ＝0.2625付近に TM 波間の結合による減衰定数の変化が見られる。

図５は、格子の周期Λ/λ＝0.4のときの伝搬角 θ に対する伝搬定数の変化である。この図から、格子の周期は一定でも伝搬角の変化によって、空気層と基板層への2－beams、基板層のみへの1－beam 放射の洩れ波領域及びブラッグ領域に移り変わることが判る。



(a) 位相定数



(b) 減衰定数

図5　格子の周期Λ/λ＝0.4における伝搬角θに対する伝搬特性

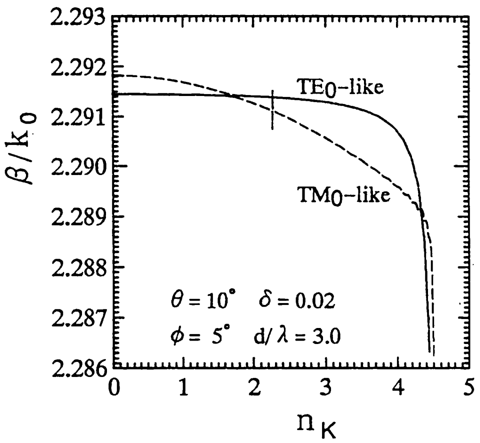
また、次の例でも見られるように、－1次高調波の放射が基板層のみのときに格子の周期Λ/λあるいは伝搬角θの変化に対して減衰定数が激しく変化する様子が判る。

次の例として、光軸がyz平面内でz軸からy軸方向に向かって$\phi=5°$傾けた場合についての格子の周期$n_K(=\lambda/\Lambda)$に対する伝搬特性を図6に示す。このときの比誘電率は次に示すとおりである[16]。

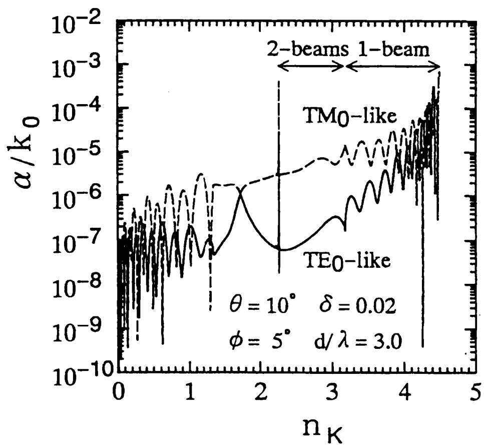
$$\left.\begin{aligned} \varepsilon_1 &= 1 \\ \hat{\varepsilon}_2 &= \begin{pmatrix} 5.270 & 0.0 & 0.0 \\ 0.0 & 5.267 & -0.034 \\ 0.0 & -0.034 & 4.883 \end{pmatrix} + \delta \begin{pmatrix} 0.0 & -4.715 & 12.70 \\ -4.715 & 0.0 & 0.0 \\ 12.70 & 0.0 & 0.0 \end{pmatrix} \cos(n_K z) \\ \varepsilon_3 &= \begin{pmatrix} 5.230 & 0.0 & 0.0 \\ 0.0 & 5.227 & -0.034 \\ 0.0 & -0.034 & 4.843 \end{pmatrix} \end{aligned}\right\} \quad (45)$$

また、このとき伝搬角は$\theta=10°$としている。同図(a)、(b)より、n_Kの値が小さくなるにつれ、1－beam, 2－beams, 2次のSTOP BAND, さらに3－beams以上の洩れ波状態と変化していく。同図(c)、(d)は、0次伝搬波と－2次高調波との結合による2次のブラッグ領域付近の拡大図である。この2次のSTOP BANDでは、n_K=2.2563付近を中心にしてTM波間の結合、n_K=2.254付近を中心にしてTE波間及びTM_0－likeモードのTE波との結合によって生じているものが現れている。また、n_K=2.253付近が2－beams放射と3－beams放射の境界にあたるため、STOP BANDの減衰定数の変化を複雑にしている。また、n_K=1.7及び2.2568付近でTE_0－likeとTM_0－likeの間でモード変換が生じている。特に、後者はTM_0－likeモードのSTOP BAND幅が広いことによって生じている。

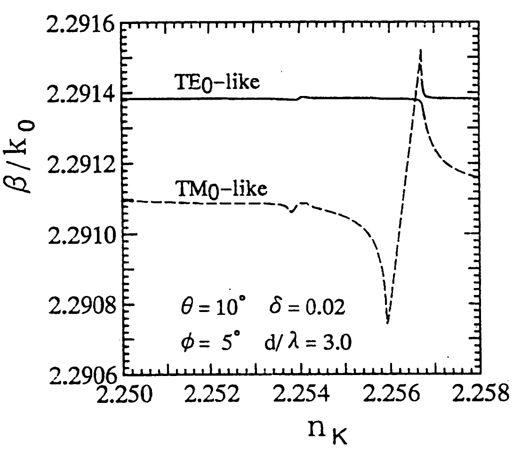
なお、1次のブラッグ領域は変調度が大きいためにカットオフとなり、探索するには困難であった。



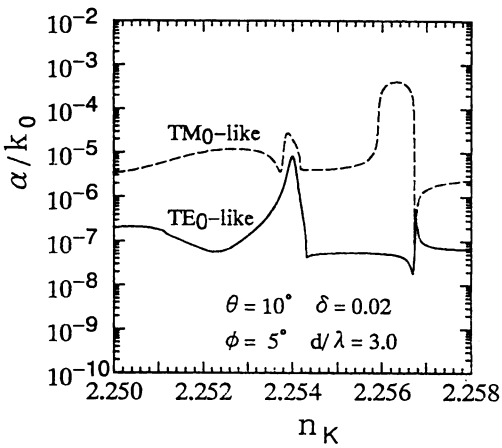
(a) 位相定数



(b) 減衰定数



(c) 位相定数(ブラッグ領域)



(b) 減衰定数(ブラッグ領域)

図6　伝搬角 $\theta = 10°$ における格子の周期 n_K に対する伝搬特性

7．むすび

減衰定数が最大となりうる方向を基準にして、光軸、位相速度、及び格子ベクトルの方向が任意である一般的な異方性スラブ導波路の解析手法の定式化を行った。数値解析例では、1次及び2次のブラッグ領域についての斜め伝搬による特性の変化を示した。また、洩れ波については、伝搬方向と格子ベクトルのなす交角により、放射する高調波の数及びその放射方向（3次元）を変えることができる。したがって、1つの周期構造導波路において様々な特性を有することになる。

今後、任意形状のレリーフ型格子も含めて格子ベクトルが任意の3次元方向に向いた一般的な構造についての数値計算を行っていく。

参考文献

[1]E. N. Glytsis and T. K. Gaylord: Appl. Opt., 27, pp. 5031(1988).

[2]D. Marcuse: IEEE J. Quantum Electron, QE-11, pp. 759(1977).

[3]K. Araki and T. Itoh: IEEE Trans. Microwave theory Tech., MTT-29, pp. 911(1981).

[4]S. Erkin, N. S. Chang, H. Maheri and M. Tsutsumi: IEEE Trans. Microwave theory Tech. , MTT-36, pp. 568(1988).

[5]K. Rokushima and J. Ymamakita: J. Opt. Soc. Am., 73, pp. 901(1983).

[6]R. Petit and G. Tayeb: SPIE Proc. , 815, pp. 11(1987).

[7]E. N. Glytsis and T. K. Gaylord: J. Opt. Soc. Am. , A4, pp. 2061 (1987).

[8]山北、松本、森、六島: 信学論 (C-I), J73-C-I, pp. 1(1990).

[9]J. Yamakita, K. Matsumoto and K. Rokushima: SPIE Proc., 1319, IOC-15, pp. 337(1990).

[10]K. Wagatsuma, H. Sakai, and S. Saito: IEEE J. Quantum Electron, QE-15, pp. 632(1979).

[11]J. Van Roey, and P. E. Lagasse: Appl. Opt., 20, pp. 423(1981).

[12]G. I. Stegeman, D. Sarid, J. J. Burke, and D. G. Hall: J. Opt. Soc. Am. 71, pp. 1497(1981).

[13]S. T. Peng: J. Opt. Soc. Am., A6, pp. 1869(1989).

[14]松本、六島: 電学研資, EMT-91-115, pp. 41 (1991).

[15]Jin Li, J. Ymamakita and K. Rokushima: Proc. of OFSET'90, EMT-90-110, pp. 115(1990).

[16]金、山北、沢、松本、六島: 電学研資, EMT-91-116, pp. 51(1991).

[17]R. E. Collin and F. J. Zucker, Eds: Antenna Theory, part 2 . McGraw-Hill, Chapter 19(1969).

[18]K. Rokushima, J. Yamakita and S. Mori: SPIE Proc. , Vol. 815, pp. 40(1987).