

MSLアンテナの放射減衰量

杉尾嘉彦 西村貞彦⁺ 牧本利夫

摂南大学 工学部

⁺大阪大学 基礎工学部

昭和61年5月16日

(中央電気倶楽部)

MSLアンテナの放射減衰量

RADIATION LOSS FACTOR OF CIRCULARLY POLARIZED MSL ANTENNAS

杉尾 嘉彦 西村 貞彦⁺ 牧本 利夫

Yoshihiko SUGIO Sadahiko NISHIMURA Toshio MAKIMOTO

摂南大学・工学部 ⁺大阪大学・基礎工学部

Faculty of Engineering, Setsunan University
⁺ Faculty of Engineering Science, Osaka University

1. まえがき

薄形で軽量の円偏波アンテナとして、プリント基板で構成されたプリントアンテナの研究が活発に行なわれている。進行波形であるマイクロストリップライン(MSL)アンテナ,^{[1]~[4]}定在波形のマイクロストリップパッケアンテナ,^{[5],[6]}およびスロットアンテナ,^[7]さらに複合形のマイクロストリップダイポール・スロットアンテナ,^[8]等が報告されている。

円偏波MSLアンテナとしては、Rampart line antenna,^[9] Chain antenna,^[10] 正方形ループアンテナ,^[11] クランク形アンテナ^[12]等の各種形状のアンテナが提案されている。

一般に伝送線路であるMSLに折り曲げ部等の不連続部を設けると放射が生じることが知られているが,^{[9],[10]} これらはいずれも不連続部からの放射のみ、あるいはそれが主流であるとの考えから解析されたものである。

本報告は、不連続部のみならず、MSLを流れる電流によって放射波が励振され、直線部分からも放射が行なわれるとの考えの下に、不連続部からの放射を無視し、進行波電流のみによる放射量について検討したものである。ここでは、直線状線路とクランク形アンテナについて計算した。

直線状MSLからの放射については、線路が十分長いときの計算の便宜から、基板の影響は無指向性波源による位相差の形で考慮して解析した。ストリップ導体の長さ、幅および基板の誘電体の厚さなどによる放射量の変化について

論じる。クランク形アンテナについては、ストリップ導体を流れる電流を波源とした厳密なグリーン関数を求め、クランクが1個の場合とベアの場合について放射量を比較し、かつストリップ線路の幅、基板の厚さ、アンテナ形状および主ビーム方向などの変化により放射減衰係数がいかに変り得るかを示し、一部は測定結果と対比している。

2. 直線状MSLからの放射

まず、直線状MSLからの放射について考える(Fig. 1)。ストリップ導体を流れる電流を

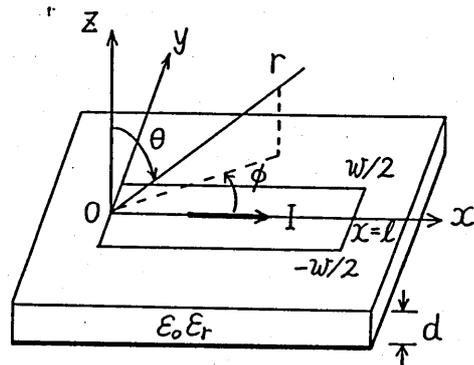


Fig. 1 Finite MSL.

次のように仮定する。

$$I = I_0 e^{-(\alpha_r + j\beta)x} \quad \left(\beta = \frac{2\pi}{\lambda_g}\right) \quad (1)$$

ここに、 α_r は放射による電流の減衰係数、 β は

位相定数, λ_g は線路波長である。このとき, 入射電力 P_i として線路から放射される電力 P_r は

$$P_r = P_i(1 - e^{-2\alpha_r l}) = P_i e^{-\alpha_r l} Q \quad (2)$$

で与えられる。ここに,

$$P_i = Z_0(f) |I_0|^2 \quad (3)$$

$$Q = Q_1 \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi/2} F(\theta, \phi) \sin\theta d\theta \quad (4)$$

$$Q_1 = 2 \eta^2 \left(\frac{d}{\lambda}\right)^2 \frac{\zeta}{\epsilon_r Z_0(f)}, \quad \zeta = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \quad (5)$$

$$F(\theta, \phi) = F_0(\theta, \phi) (\epsilon_r - \sin^2\theta) (1 - \cos^2\phi \sin^2\theta), \quad (6)$$

$$F_0(\theta, \phi) = \left| \frac{\sinh\left[\frac{\alpha_r}{\beta} + j(1 - \eta \cos\phi \sin\theta)\right] \frac{\beta l}{2}}{\frac{\alpha_r}{\beta} + j(1 - \eta \cos\phi \sin\theta)} \right|^2 \quad (7)$$

$Z_0(f)$ は MSL の特性インピーダンス, $\eta = \lambda_g / \lambda = \beta / \beta_0$ である (付録 1)^{[11], [12]} また $w \ll \lambda$ と仮定した。さらに $\alpha_r / \beta \ll 1$ と仮定できるので

$$F_0(\theta, \phi) \approx \begin{cases} \frac{\sin^2(1 - \eta \cos\phi \sin\theta) \frac{\beta l}{2}}{(1 - \eta \cos\phi \sin\theta)^2}, & (\alpha_r l \ll 1) \\ \frac{e^{-\alpha_r l}}{4(1 - \eta \cos\phi \sin\theta)^2}, & (\alpha_r l > 4) \end{cases} \quad (8)$$

となり, l が大 ($\alpha_r l > 4$) のとき P_r は l に関係せず一定値を取る (付録 2)。減衰係数は式 (2) よりつぎのように求められる。

$$e^{-\alpha_r l} = \sqrt{1 + \left(\frac{Q}{2}\right)^2} - \frac{Q}{2}, \quad (9)$$

以上の議論では, 基板による影響を, $z = 0$ における点波源によるパターン

$$2 \sin(kd \sqrt{1 - \sin^2\theta}) / \sqrt{\epsilon_r} \approx 2kd \sqrt{1 - \frac{1}{\epsilon_r} \sin^2\theta} \quad (10)$$

で代用している。厳密には, 次章で行なうようにグリーン関数法によって解析する必要があるが, 簡単のために上述のまうな近似を用いた。

3. クランク形MSLアンテナからの放射

つぎに, クランク形円偏波MSLアンテナからの放射について考察する (Fig. 2)^{[13], [14]} 電流源によるダイアディックグリーン関数 \hat{G} を求めると, ストリップ導体上を流れる電流密度 J によって励振される電界 E は

$$E(r) = -j\hat{k}\zeta \int_V \hat{G}(r, r_0) \cdot J(r_0) dV \quad (11)$$

で与えられる。フーリエ変換法で求めた $\hat{G}(r, r_0)$

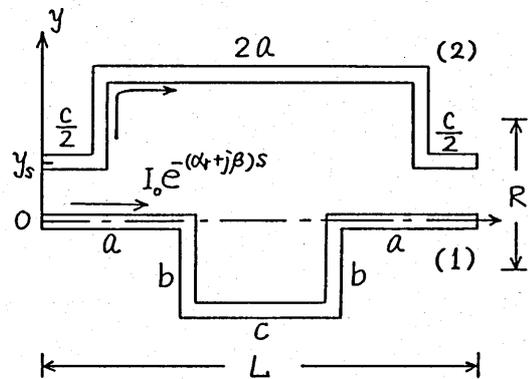


Fig.2 Circularly Polarized MSL Antenna (Double Cranks).

に停留位相法および鞍点法を適用すると,^[15] クランクを流れる進行波電流による放射界はつぎのように表わすことができる (付録 3)。

$$E_\theta(r, \theta, \phi) = \frac{j\hat{k}\zeta e^{-j\hat{k}r}}{4\pi r} \frac{2I_0}{\beta} N_\theta(\theta, \phi) \quad (12)$$

$$E_\phi(r, \theta, \phi) = \frac{j\hat{k}\zeta e^{-j\hat{k}r}}{4\pi r} \frac{2I_0}{\beta} N_\phi(\theta, \phi) \quad (13)$$

$$N_\theta(\theta, \phi) = \{N_{x_0}^{(1)}(\theta, \phi) N_{x\ell}(\theta, \phi) \cos\phi + N_{y_0}^{(1)}(\theta, \phi) N_{y\ell}(\theta, \phi) \sin\phi\} \\ \times \cos\theta - N_{x_0}^{(2)} N_{x\ell} \sin\phi + N_{y_0}^{(2)} N_{y\ell} \cos\phi \quad (14)$$

$$N_\phi(\theta, \phi) = -N_{x_0}^{(1)} N_{x\ell} \sin\phi + N_{y_0}^{(1)} N_{y\ell} \cos\phi \\ - \{N_{x_0}^{(2)} N_{x\ell} \cos\phi + N_{y_0}^{(2)} N_{y\ell} \sin\phi\} \cos\theta \quad (15)$$

ここに, $N_{x_0}^{(i)}, N_{y_0}^{(i)}$ ($i = 1, 2$) は x 軸 y 軸

および成分の電流による基板の放射特性であり、 N_{xz} および N_{yz} はそれぞれおおよび成分電流によるクランクの放射特性である。

$$\left. \begin{aligned} N_{xz} &= N_{xz}^{(1)}(\theta, \phi) + N_{xz}^{(2)}(\theta, \phi) \\ N_{yz} &= N_{yz}^{(1)}(\theta, \phi) + N_{yz}^{(2)}(\theta, \phi) \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

$$N_{xz}^{(1)}(\theta, \phi) = e^{-jk\beta(a+c/2)} \left[2e^{-j\beta b} \cos\left(k\beta\frac{a+c}{2} + \beta b\right) \frac{\sin\left(\frac{k\beta a}{2}\right)}{K} + e^{-j\beta b} \frac{\sin\left(\frac{k\beta c}{2}\right)}{K} \right], \quad (17)$$

$$N_{xz}^{(2)}(\theta, \phi) = e^{jk\beta_s \sin\phi \sin\theta - jk\beta(a+c/2)} \left[e^{-j\beta b} \frac{\sin(k\beta a)}{K} + 2e^{-j\beta b} \cos\left\{k\beta\left(a+\frac{c}{2}\right) + \beta b\right\} \frac{\sin\left(\frac{k\beta c}{4}\right)}{K} \right], \quad (18)$$

$$N_{yz}^{(1)}(\theta, \phi) = e^{-jk\beta(a+c/2) - j\beta b} \left[e^{-j\frac{k\beta c}{2}} - j\frac{U\beta b}{U} \frac{\sin\left(\frac{U\beta b}{2}\right)}{U} - e^{j\frac{k\beta c}{2} + j\frac{V\beta b}{2}} \frac{\sin\left(\frac{V\beta b}{2}\right)}{V} \right], \quad (19)$$

$$N_{yz}^{(2)}(\theta, \phi) = e^{jk\beta_s \sin\phi \sin\theta - jk\beta(a+c/2) - j\beta b} \times \left[e^{j\frac{k\beta a}{2} + j\frac{U\beta b}{2}} \frac{\sin\left(\frac{U\beta b}{2}\right)}{U} - e^{-j\frac{k\beta a}{2} - j\frac{V\beta b}{2}} \frac{\sin\left(\frac{V\beta b}{2}\right)}{V} \right], \quad (20)$$

ここに、

$$\left. \begin{aligned} K &= 1 - \eta \cos\phi \sin\theta \\ U &= 1 - \eta \sin\phi \sin\theta \\ V &= 1 + \eta \sin\phi \sin\theta \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

この章では円偏波アンテナを対象としているので、クランクの各辺の寸法はつぎの関係を満たさなければならない。^{[4], [13]}

$$2a(1 - \eta \sin\theta_m) = \lambda_g \left[1 - \frac{b}{\lambda_g} \pm \frac{1}{\pi} \tan^{-1} \Theta \right], \quad (22a)$$

$$c(1 - \eta \sin\theta_m) = \lambda_g \left[1 - \frac{b}{\lambda_g} \mp \frac{1}{\pi} \tan^{-1} \Theta \right] \quad (22b)$$

ここに、

$$\Theta = \frac{\cos\theta_m}{1 - \eta \sin\theta_m} \quad (23)$$

稜字の上側が右旋、下側が左旋円偏波を示す。 θ_m は主ビーム方向の角度である。

放射電力 P_r に関しては、形式的に式(2)、(4)、(9)の関係が成立するが、この場合各クランクには同一の電流が

$$I = I_0 e^{-(\alpha_r + j\beta)z} \quad (24)$$

の形で流れていると仮定しているので、

$$P_i = 2Z_0(f) |I_0|^2 \quad (25)$$

$$Q = Q_2 \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi/2} F(\theta, \phi) \sin\theta d\theta \quad (26)$$

$$Q_2 = \frac{5}{4(\beta\lambda)^2 Z_0(f)} \quad (27)$$

$$F(\theta, \phi) = |N_\theta(\theta, \phi)|^2 + |N_\phi(\theta, \phi)|^2 \quad (28)$$

となる。また、1個のクランクの場合には、式(16)のいずれかの添字のものを用いればよく、このときの Q_2 は式(27)の2倍のものを用いればよい。

4. 計算結果および考察

数値計算においては、周波数 $f = 11.95$ GHz、基板の比誘電率 $\epsilon_r = 2.5$ 、クランクの間隔(2個の場合) $R = 0.5\lambda$ 、としている。

4.1 直線状MSL

もともと伝送線路であるMSLからの放射については、不連続部からの放射に比して小さいあるいは皆無である、との考えの下に扱われて来たが、はたしてそうであろうか。領域が開放形であるため、有限長MSLに電流を流した場合、その電流によって生じた電磁界が再びもとの電流と結合して電流そのものを変化させて放射が生じると考えるのがむしろ自然であろう。このような観点に立って、有限長MSLからの放射量を計算してみた。ただし、ここでは電流の位相定数の擾動はわずかと仮定して、

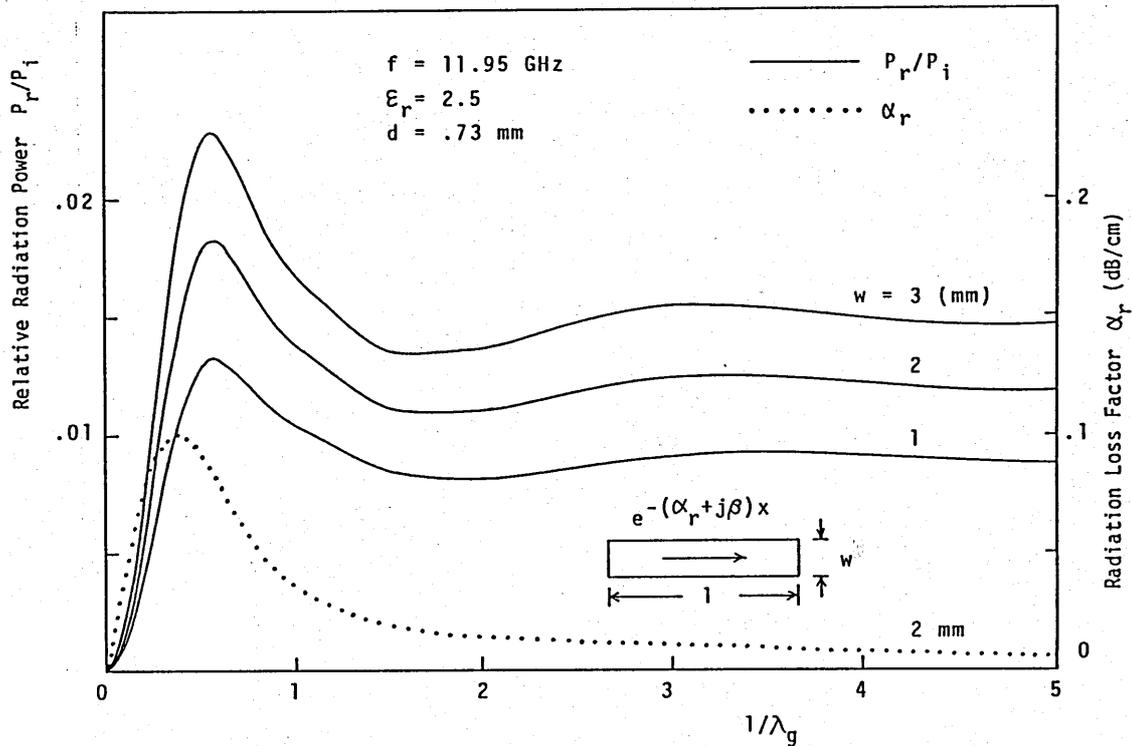


Fig.3 Relative Radiation Power and Radiation Loss Factor of Finite MSL.

変動なし (TEM近似) の位相定数を用いるとともに、進行波のみで反射は考えていない。

基板の厚さ $d = 0.73 \text{ mm}$ 一定とし、線路幅 $w = 1, 2, 3 \text{ mm}$ をパラメータとして線路長 l に対する相対放射電力 P_r/P_i および放射減衰係数 α_r を計算したのが Fig.3 である。 w がいずれの場合にも、 $l = 0.5 \sim 0.6 \lambda_g$ の間に P_r/P_i はピークをもち、以後はゆるやかに振動しながら一定値に近づくことがわかる (付録2)。点線で示した α_r は $w = 2 \text{ mm}$ の場合のみであるが、ピークの位置が相対放射電力の場合より l の短い方にずれれば $l/\lambda_g = 0.4$ 付近にピークをもち、以後は徐々に減少をたどる。 Fig.4 には、 $w = 2 \text{ mm}$ のときの $d = 0.33, 0.53, 0.73, 0.93 \text{ mm}$ に対する l と相対放射電力の関係を示している。いずれの場合にもピークの位置はほとんど変わらず、 w および d の大きさに比例して相対放射電力が増加することがわかる。長さによって放射量が異なるので、例えば給電回路においては、

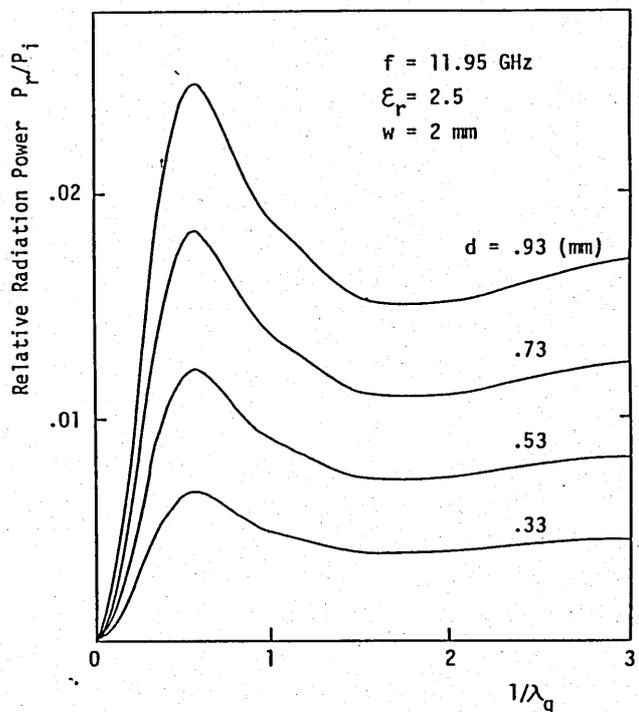


Fig.4 Relative Radiation Power of Finite MSL.

α_r がピークを示す $L/\lambda_g = 0.4$ から P_r/P_i がピークを示す $L/\lambda_g = 0.5 \sim 0.6$ 付近の線路部分を多く作らないようにする必要があり、逆にMSLアンテナ系では、概略これらの寸法付近の長さのものでアンテナを構成すれば大きな放射量を得ることが期待される。

4.2 円偏波MSLアンテナ

本節では、前節で扱った直線状MSLを折り曲げて配置し進行波で励振した場合すなわちクランク形のアンテナを構成してその放射減衰係数を求めた。直線偏波のアンテナでも同様に計算できるが、ここでは円偏波アンテナに限って数値計算した。

Fig.5に、主ビーム方向 $\theta_m = 0^\circ$ 、 $d = 0.73 \text{ mm}$ 、 $W = 2 \text{ mm}$ の場合について、クランクが1個の場合と2個の場合の1クランク長当りの放射減衰係数 α_r を計算し、測定結果と対比して示した。右肩の添数字(1)、(2)はそれぞれクランクの個数を示し、右肩の添字は基板の影響をどう考慮したかを示し、添字 i は点波源近似を、添字 s はグリーン関数による厳

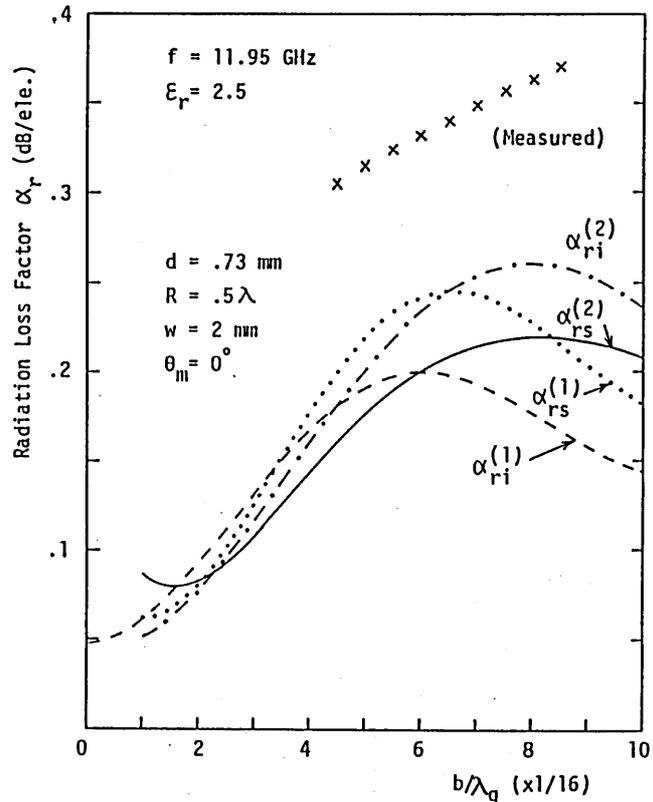


Fig.5 Radiation Loss Factor of Circularly Polarized MSL Antennas (Single and Double Cranks).

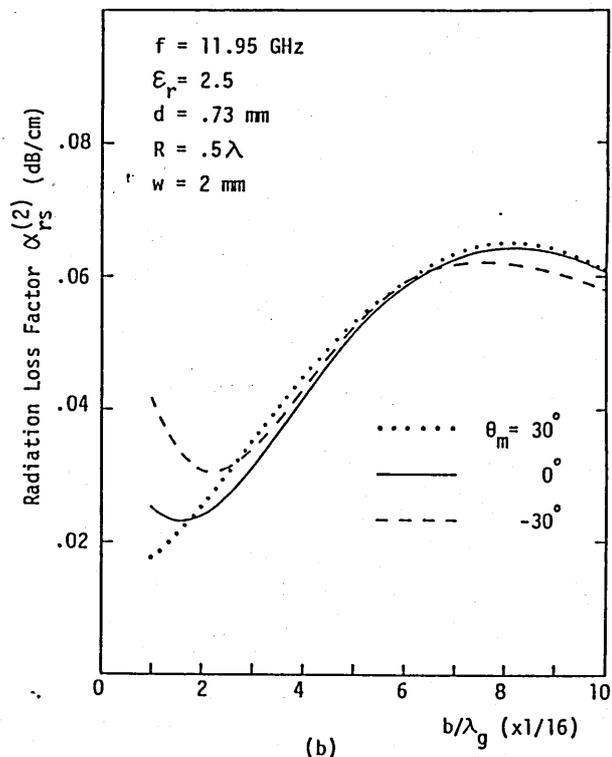
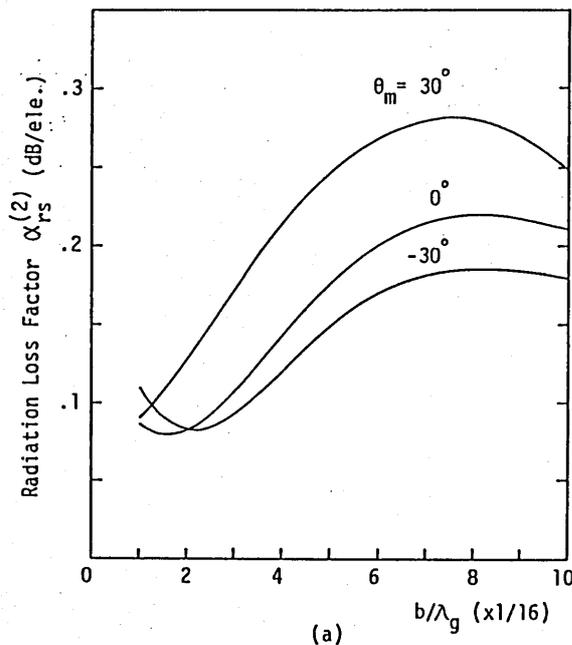


Fig.6 Radiation Loss Factor of Circularly Polarized MSL Antennas (Double Cranks).

図は取扱いを示す。1個のフランクの場合には、Fig. 2のフランク(1)(下側)を用いた。直線状MSLの放射特性と対比できるのは $\alpha_{rs}^{(1)}$ で、 b/λ_g が6/16付近でピークを示している。これは約 $0.4\lambda_g$ であり、Fig. 3の α_r のピーク位置とよく一致し、したがって1本のフランクの場合には $a=b=c \approx 0.4\lambda_g$ となっており、このとき最も放射量が多くなっていることがわかる。

フランクが2個の場合には α_r のピークは b/λ_g が約1/2の方に移動している。これは二つのフランク間の位相差によると思われる。測定は、Fig. 2の2個のフランクの組合せを1素子と考え、12素子および16素子の一次元アレイアンテナを $b/\lambda_g = 9/32 \sim 17/32$ の間でそれぞれ9種類製作して実測し、測定値を最小自乗法で直線近似し材料による線路損失分を差し引いた値を示している。この値は $\alpha_{rs}^{(2)}$ と対比される。例えば $b/\lambda_g = 7/16$ のとき、 $\alpha_{rs}^{(2)} = 0.215$ (dB/ele.)となるが

測定値は0.35 (dB/ele.)で、その差が0.135 (dB/ele.)存在する。これは、計算が角部からの放射や表面波の影響、相互結合効果、さらには反射波などを考慮していないため生じたものと考えられる。したがって、線路電流からの放射は角部からの放射と同等もしくはそれ以上存在すると思われる。

Fig. 6には、 $d=0.73$ mm、 $w=2$ mmのときの主ビーム方向 θ_m をパラメータとした $\alpha_{rs}^{(2)}$ を示した。フランク線路の単位長さ当りの α_r は θ_m によって余り変わらないが、 θ_m によってフランクの全長が変わるので、1素子当りに直すとかなりの差が生じる。

主ビームを正面方向($\theta_m=0^\circ$)に向けたときの、 w と d をパラメータにした $\alpha_{rs}^{(2)}$ をFig. 7に

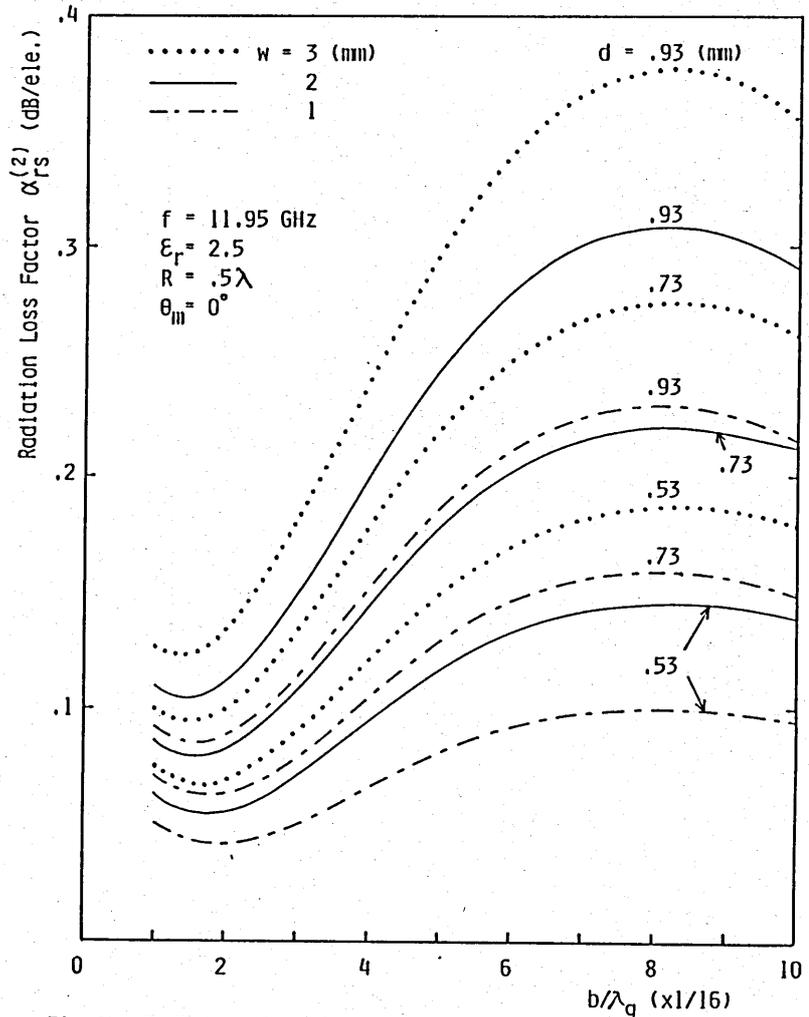


Fig. 7 Radiation Loss Factor of Circularly Polarized MSL Antennas (Double Crank).

示す。この場合も直線状MSLと同じく、 w 、 d の増加とともに放射量が大きくなっていくことがわかる。これは、式(27)、付録1および付録3からわかるように、基板の放射特性が $\tan(kd/\epsilon_r - \sin^2\theta)$ に比例すること、および線路の特性インピーダンスが線路の等価幅に反比例して減少するため等価的に線路電流が増大して放射量が増加するものと解釈される。いずれの場合にも、放射は $b/\lambda_g = 1/2$ 付近にピークをもっている。

5. むすび

これまで、MSLアンテナの放射特性の解析を電流源からの放射という概念から進めてきた。

ここでは、角部からの放射や反射、さらには表面波の影響は除外して進行波のみによる直線状MSLおよび円偏波MSL素子について解析を行なった。その結果

- (1) 直線状MSLからも十分放射がある。
- (2) 長さによって放射量が変わり、1/2波長の前後で放射量および放射減衰係数にピークが生じる。
- (3) 測定との対比から、円偏波MSL素子では直線部分からの放射が角部などによる放射と同程度もしくはそれ以上存在する。
- (4) いずれの場合にもストリップ幅、基板厚を増せば放射量が増大する。

ことなどが明らかになった。今後は反射を含めた角部からの放射および表面波の影響や相互結合について検討を行なう。

最後に、日頃ご検討頂く、関西電子工業振興センター・マイクロ波システム研究会の諸氏に感謝します。また、数値計算を手伝って下さった本学補助員の西村嘉人君に感謝します。

参考文献

- [1] C.Wood, P.S.Hall and J.R.James: "Design of wide-band circularly polarized microstrip antenna and arrays," IEE Int. Conf. on AP, pp.312-316 (Nov. 1978)
- [2] J.Henriksson, K.Markus and M.Tiuri: "A circularly polarized traveling-wave chain antenna," Proc. 9th European microwave Conf., Brighton, pp.174-178 (1979)

- [3] 西村, 敬本: "正方形ループ形円偏波マイクロストリップアンテナ," 信学技報 AP81-38 (1981-06)
- [4] 西村, 東耕, 杉尾, 敬本: "クランク形円偏波マイクロストリップアンテナ," 信学誌・電波全大, S2-14 (昭57-08)
- [5] J.Q.Howell: "Microstrip antennas," IEEE Trans. AP-23, 1, pp.90-93 (Jan. 1975)
- [6] 羽石, 吉田, 後藤: "パッチアンテナとそのペリ," 信学技報, AP81-102 (昭56-11)
- [7] 中岡, 新井, 伊藤: "円偏波マイクロストリップラインスロットレインの問題点," 昭57信学誌・電波全大 S2-15 (昭57-08)
- [8] 伊藤: "端部給電ストリップラインスロットで構成した円偏波アンテナ," 信学論(B) J67-B, 3, pp.289-296 (昭59-03)
- [9] L.Lewin: "Radiation from discontinuities in strip-line," IEE Monograph, No.358E, pp.163-170 (Feb. 1960)
- [10] P.S.Hall: "Microstrip linear array with polarisation control," Proc. IEE, Vol.130, Pt.H, No.3, (April 1983)
- [11] I.J.Bahl and P.Bhartia: "Microstrip Antennas," Artech House (1980), pp.309-312
- [12] T.C.Edwards: "Foundations For Microstrip Circuit Design," John Wiley & Sons. (1981), Chaps.3~4
- [13] S.Nishimura, Y.Sugio. and T.Makinoto: "Side-looking circularly polarized microstrip line planar antenna," Proc. of ISAP '85, Vol.1, pp.129-132 (Aug. 1985)
- [14] 西村, 山形, 西垣, 杉尾, 敬本: "円偏波マイクロストリップアンテナ," 信学技報 AP85-100 (1986-01)
- [15] A.Erdélyi: "Asymptotic Expansions," Dover Pub. (1956), pp.39-56

[付録1]

特性インピーダンス $Z_0(f)$:

$$Z_0(f) = \frac{5d}{w_e \sqrt{\epsilon_{re}}} \quad (1-1)$$

実効幅 w_e :

$$w_e = w + \frac{w_e(0) - w}{1 + (f/f_p)^2} \quad (1-2)$$

実効比誘電率 ϵ_{re} :

$$\epsilon_{re} = \epsilon_r - \frac{\epsilon_r - \epsilon_e(0)}{1 + G(f/f_p)^2} \quad (1-3)$$

波長比 η :

$$\eta = 1/\sqrt{\epsilon_{re}} \quad (1-4)$$

$$\epsilon_e(0) = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} (1 + 12 \frac{d}{w})^{-1/2} \quad (1-5)$$

$$w_e(0) = w + \frac{zd}{\pi} \ln[\pi e(\frac{w}{d} + 1.88)] \quad (1-6)$$

$$G = 0.6 + 0.009 Z_0(0) \quad (1-7)$$

$$f_p(\text{GHz}) = \frac{Z_0(0)}{0.8 \pi d (\text{mm})} \quad (1-8)$$

[付録2]

$\alpha r l > 4$ ($l \rightarrow$ 大) のときの直線状MSLの相対放射電力は

$$\frac{P_r}{P_i} \approx \frac{Q_1}{4} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi/2} \frac{(\epsilon_r - \sin^2 \theta) \sin \theta}{(1 - \eta \cos \phi \sin \theta)^2} (1 - \cos^2 \phi \sin^2 \theta) d\theta$$

$$\begin{aligned}
&\approx \frac{\pi}{8} Q_1 \left[\epsilon_r - \frac{1}{2^2} (3 - \frac{1}{3}) \left\{ 1 - \frac{\epsilon_r}{2} (3\eta^2 - 1) \right\} - \frac{1}{2^5} (9 - \frac{7}{15}) \left\{ 3\eta^2 - 1 - \frac{3\epsilon_r}{2^2} \eta^2 (5\eta^2 - 3) \right\} - \frac{\eta^2}{2^9} (29 + \frac{8}{35}) \left\{ 3(5\eta^2 - 3) - \frac{5\epsilon_r}{2} \eta^2 (7\eta^2 - 5) \right\} \right. \\
&\quad - \frac{\eta^4}{2^{12}} (104 + \frac{8}{315}) \left\{ 5(7\eta^2 - 5) - \frac{35\epsilon_r}{2^3} \eta^2 (9\eta^2 - 7) \right\} - \frac{\eta^6}{2^{17}} (379 - \frac{503}{693}) \left\{ 35(9\eta^2 - 7) - \frac{63\epsilon_r}{2} \eta^2 (11\eta^2 - 9) \right\} \\
&\quad \left. - \frac{\eta^8}{2^{20}} (1433 - \frac{887}{3003}) \left\{ 63(11\eta^2 - 9) - \frac{231\epsilon_r}{2^2} \eta^2 (13\eta^2 - 11) \right\} - \dots \right] \quad (2-1)
\end{aligned}$$

となる。ただし、 $\eta < 1$ であるので被積分関数の分母の逆数を η の級数に展開した。

[付録3]

グリーン関数の各要素は

$$\left. \begin{aligned}
G_{zz} &= \left(1 + \frac{1}{K_0^2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) M_{zz}^{(1)}(r) \\
G_{yz} &= \frac{1}{K_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} M_{xz}^{(1)}(r) + \frac{1}{j\omega\mu} \frac{\partial}{\partial z} M_{xz}^{(2)}(r) \\
G_{zx} &= \frac{1}{K_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x \partial z} M_{xz}^{(1)}(r) - \frac{1}{j\omega\mu} \frac{\partial}{\partial y} M_{xz}^{(2)}(r) \\
G_{zy} &= \frac{1}{K_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} M_{yz}^{(1)}(r) - \frac{1}{j\omega\mu} \frac{\partial}{\partial z} M_{yz}^{(2)}(r) \\
G_{yy} &= \left(1 + \frac{1}{K_0^2} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) M_{yy}^{(1)}(r) \\
G_{zy} &= \frac{1}{K_0^2} \frac{\partial^2}{\partial y \partial z} M_{yz}^{(1)}(r) + \frac{1}{j\omega\mu} \frac{\partial}{\partial x} M_{yz}^{(2)}(r)
\end{aligned} \right\} \quad (3-1)$$

$$\left. \begin{aligned}
M_x^{(i)}(r) &= \frac{\nu}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2\Gamma} N_{x0}^{(i)}(\alpha, \beta) e^{-\Gamma z + j[\alpha(x-x_0) + \beta(y-y_0)]} d\alpha d\beta \\
M_y^{(i)}(r) &= \frac{\nu}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2\Gamma} N_{y0}^{(i)}(\alpha, \beta) e^{-\Gamma z + j[\alpha(x-x_0) + \beta(y-y_0)]} d\alpha d\beta
\end{aligned} \right\} \quad (3-2)$$

ここに、 $i=1$ のとき $\nu=1$ 、 $i=2$ のとき $\nu=5$ であり、 K_0 は各領域の波数、 $N_{x0}^{(i)}$ 、 $N_{y0}^{(i)}$ は基板に関するスペクトル関数で、これらに停留位相法および鞍部点法を適用すると

$$\left. \begin{aligned}
M_x^{(i)}(r) &\approx -\frac{\nu e^{-jkr}}{4\pi r} N_{x0}^{(i)}(\theta, \phi) e^{jkr \sin\theta \cos(\phi - \phi_0)} \\
M_y^{(i)}(r) &\approx -\frac{\nu e^{-jkr}}{4\pi r} N_{y0}^{(i)}(\theta, \phi) e^{jkr \sin\theta \cos(\phi - \phi_0)}
\end{aligned} \right\} \quad (3-3)$$

式(3-3)における $N_{x0}^{(i)}(\theta, \phi)$ 、 $N_{y0}^{(i)}(\theta, \phi)$ は以下のように表わされる。

$$N_{x0}^{(1)}(\theta, \phi) = \int_{-1}^1 \frac{\cos\theta \tan(kd\sqrt{\epsilon_r - \sin^2\theta})}{T(\theta, \cos\phi)} \left\{ \cos\theta + j\sqrt{\epsilon_r - \sin^2\theta} \frac{1 - \sin^2\theta \cos^2\phi}{\epsilon_r - \sin^2\theta \cos^2\phi} \tan(kd\sqrt{\epsilon_r - \sin^2\theta}) \right\} \quad (3-4)$$

$$N_{x0}^{(2)}(\theta, \phi) = \int_{-1}^1 \frac{\cos\theta \tan(kd\sqrt{\epsilon_r - \sin^2\theta})}{T(\theta, \cos\phi)} \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r - \sin^2\theta \cos^2\phi} \sin^2\theta \sin\phi \cos\phi \quad (3-5)$$

$$N_{y0}^{(1)}(\theta, \phi) = \int_{-1}^1 \frac{\cos\theta \tan(kd\sqrt{\epsilon_r - \sin^2\theta})}{T(\theta, \sin\phi)} \left\{ \cos\theta + j\sqrt{\epsilon_r - \sin^2\theta} \frac{1 - \sin^2\theta \sin^2\phi}{\epsilon_r - \sin^2\theta \sin^2\phi} \tan(kd\sqrt{\epsilon_r - \sin^2\theta}) \right\} \quad (3-6)$$

$$N_{y0}^{(2)}(\theta, \phi) = \int_{-1}^1 \frac{\cos\theta \tan(kd\sqrt{\epsilon_r - \sin^2\theta})}{T(\theta, \sin\phi)} \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r - \sin^2\theta \sin^2\phi} \sin^2\theta \sin\phi \cos\phi \quad (3-7)$$

ここに、

$$\begin{aligned}
T(\theta, A) &= \left\{ \epsilon_r (\epsilon_r - \sin^2\theta) \left(\frac{1 - A^2 \sin^2\theta}{\epsilon_r - A^2 \sin^2\theta} \right)^2 + \cos^2\theta + (\epsilon_r - 1)^2 \left(\frac{\sin^2\theta \sin\phi \cos\phi}{\epsilon_r - A^2 \sin^2\theta} \right)^2 \right\} \tan(kd\sqrt{\epsilon_r - \sin^2\theta}) \\
&\quad - j\sqrt{\epsilon_r - \sin^2\theta} \cos\theta \frac{1 - A^2 \sin^2\theta}{\epsilon_r - A^2 \sin^2\theta} \left\{ \epsilon_r - \tan^2(kd\sqrt{\epsilon_r - \sin^2\theta}) \right\} \quad (3-8)
\end{aligned}$$

輻射科学研究会資料

RS86-2

ラングミュア膜装荷による
光導波路の位相調整

芳賀 宏、松木 靖憲、早川 秀樹、山本 錠彦

(大阪大学 基礎工学部)

昭和61年5月16日

1. はじめに

最近、有機材料のエレクトロニクスへの応用が注目を集めており、微細加工に用いられるレジスト類、有機半導体、センサー材料、非線形光学材料等の各種材料の研究・開発が進められている。有機材料は化学の発展に伴い種々の機能性を持った分子を設計できるようになってきており、将来的に大いに期待できる。

有機材料を実際に種々のデバイスに応用するためには、分子単位の機能性だけでなく無機材料と同様に特性のよい結晶作製技術あるいは薄膜技術が重要である。有機結晶および有機薄膜の作製には種々の方法があるが、中でもラングミュア法は有機配向薄膜の作製を単分子層単位で行なえることから有望な方法と考えられる。

今回、我々はラングミュア膜の種々の特徴の中で特に、膜厚が分子固有で一定であること、しかも一層当りナノメートルオーダーと超薄膜であることから、多層膜とすることにより必要とする膜厚を精密に得られる点に着目して導波型光回路への応用を考えた。

導波型光回路では、Y分岐、X分岐あるいは方向性結合器等の受動回路およびスイッチや変調器等の能動回路共に、光導波路内を伝搬する光波の伝搬定数とその動作に大きく影響する。そこで光導波路の伝搬定数、特に通常の低損失導波路においては位相定数を精密に調整することは、特性の良好な光回路を構成するために重要である。

光導波路の位相定数を調整するためには、電気光学材料の場合には適当な電界を印加する方法が用いられるが、 LiNbO_3 を用いた素子に見られるDCドリフト[1]のように位相定数を定常的に変化させておく場合には問題がある。したがって、機能性の無い材料の場合はもちろん、 LiNbO_3 その他の機能性を持つ材料においても受動的な方法によって位相定数を調整する技術が必要である。

そこで、ラングミュア膜の特徴をいかして、精密な膜厚を持つ薄膜を装荷することによって、導波路の位相定数を精度良く調整することを試みた。

2. ラングミュア膜について

2. 1 ラングミュア膜

有機物質の中には、その分子構造が親水基と疎水基の両方を備えているいわゆる表面活性物質がある。その中で、両親媒性のバランスが適度に保たれているものを揮発性の溶媒に溶かして水面上に滴下すると、溶媒が蒸発した後に図1(a)に示したように、単分子層が水面上に形成される。この状態では、各分子は水面上に疎らに散開しているが、両側から圧力を加えていくと、各分子が界面に対して垂直に立っていき、やがて図1(b)の様に分子全体が規則正しく並び2次元結晶状態となる。この様に形成された単分子膜を固体基板上に移し取る方法として、垂直浸漬法および水平付着法等がある[2]。垂直浸漬法では、図2に示したように、水面上に展開された膜に表面圧を十分にかけて固体状態を保ちながら、水面を横切る方向に基板を上下することによって単分子層を累積することができる。この単分子累積法を考案者に因みラングミュア・プロジェクト法、ラングミュア法、あるいはプロジェクト法と呼び、この方法で作製された膜も同様にラングミュア・プロジェクト膜あるいはラングミュア膜と呼ぶ。

ラングミュア膜では、種々の表面活性物質が成膜分子となり得る。また、単一分子膜だけでなく2種以上の分子を含む混合膜や、累積のたびに材料を変えることによって、ヘテロ膜を形成することも可能である[3,4]。

ラングミュア膜の特徴には以下のようなものがある。

- (1) 材料となる分子の種類が豊富。
- (2) 適当な機能を持つ分子を利用することも可能。
- (3) 常温常圧下で成膜を行える。
- (4) 単分子層を一層ずつ移し取るので、膜の均一性が良好。
- (5) 一層当りの膜厚が分子長オーダー（ \sim nm）で一定である。

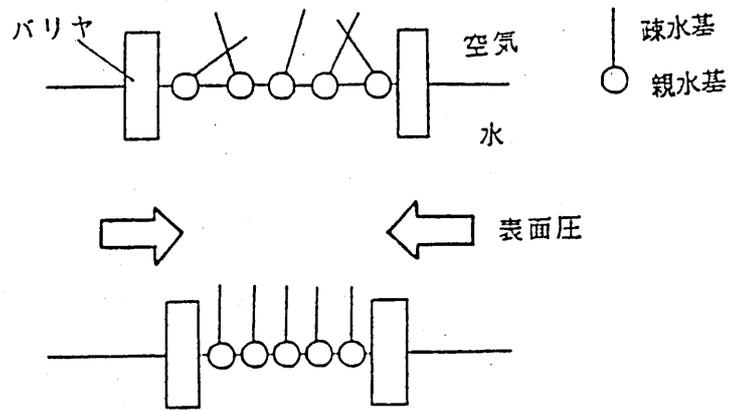


図1 単分子の展開

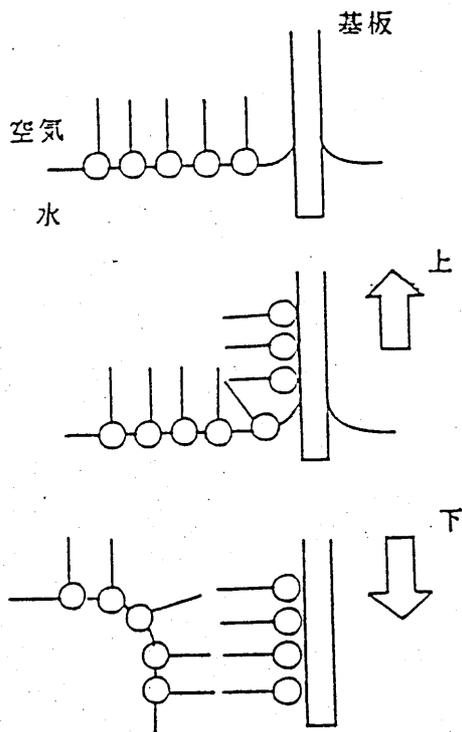


図2 ラングミュア法による単分子膜の累積

2.2 ラングミュア膜の作製

ラングミュア膜作製に影響を及ぼす因子には次のようなものがある[5]。

- (1) 成膜材料の分子構造
- (2) 表面圧のかけ方
- (3) 単分子膜を展開する水相の種類 (pH, 含有塩の種類やその濃度)
- (4) 水相の温度
- (5) 基板を上下する速度
- (6) 基板材料の種類およびその表面状態

ラングミュア膜作製装置は上記の(2)~(5)を制御する必要がある。図3に作製装置の構成を示す。表面圧を加えるために、水槽に浮かべたテフロンフロート・バリアをプーリーを介して表面圧とつりあう一定のおもりで引っ張っている。この方法では、単分子膜が基板表面に移し取られて、水相上の分子数が減少するにつれて、フロート・バリアが常に一定の圧力を加えるように移動する。膜圧はウィルヘルミー法による表面膜圧計を用いて測定している[2]。水槽はアルミダイキャストの二重構造で、内部に恒温水を循環させて分子展開水相の温度を一定に保っている。水槽表面はテフロンコーティングされて撥水性となっている。また水槽内の一部には基板が上下できるように深い部分を設けている。基板支持台の上下移動はウォームギアを介して、パルスモータの回転運動から得ている。移動速度、移動距離および繰り返し数はマイクロコンピュータを用いて任意に設定できる。

本研究では、成膜性の良好なステアリン酸 ($\text{CH}_3(\text{CH}_2)_{16}\text{COOH}$) を材料として、実験を行なったので、その材料に対する作製条件を中心にラングミュア膜作製方法を述べる。

成膜影響因子の中で表面圧は最も重要なものであり、一様な単分子層を形成する最適の圧力を加える必要がある。表面圧は上記の水相の種類や温度とも密接に関係する。図4に表面圧と面積の関係を測定した例を示す。 $5 \times 10^{-3} \text{ mol/l}$ のステアリン酸を $150 \mu\text{l}$ のクロロホルムに溶解したもの

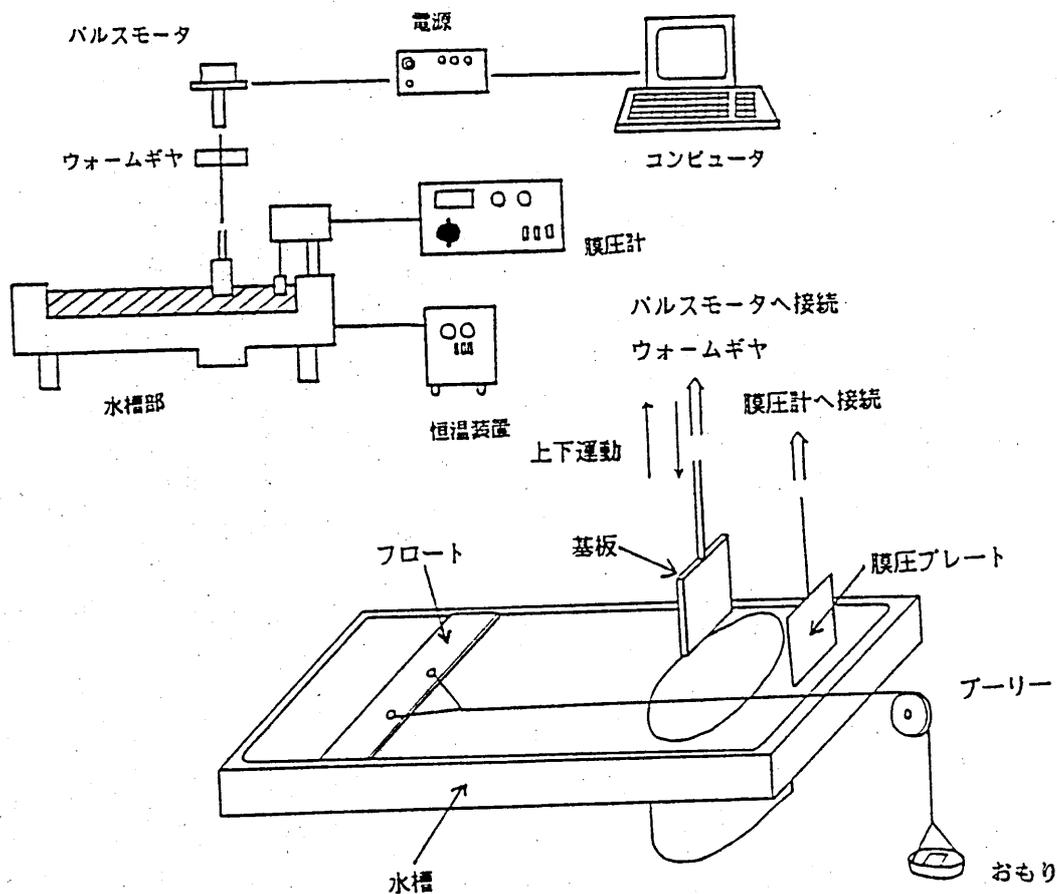


図3 ラングミュア膜作製装置

表1 ラングミュア膜作製条件

展開分子	ステアリン酸 ($\text{CH}_3(\text{CH}_2)_{16}\text{COOH}$)
水相	10^{-4}mol/l の CdCl_2 を含む 3 回蒸留水 pH=6, 温度: 20°C または 16°C
表面膜圧	$26\sim 28\text{ dyne/cm}$ ($T=20^\circ\text{C}$), $22\sim 24\text{ dyn/cm}$ ($T=16^\circ\text{C}$)
基板	スライドガラス(ソーダライムガラス)
基板移動速度	$2\text{mm/min}\sim 5\text{mm/min}$

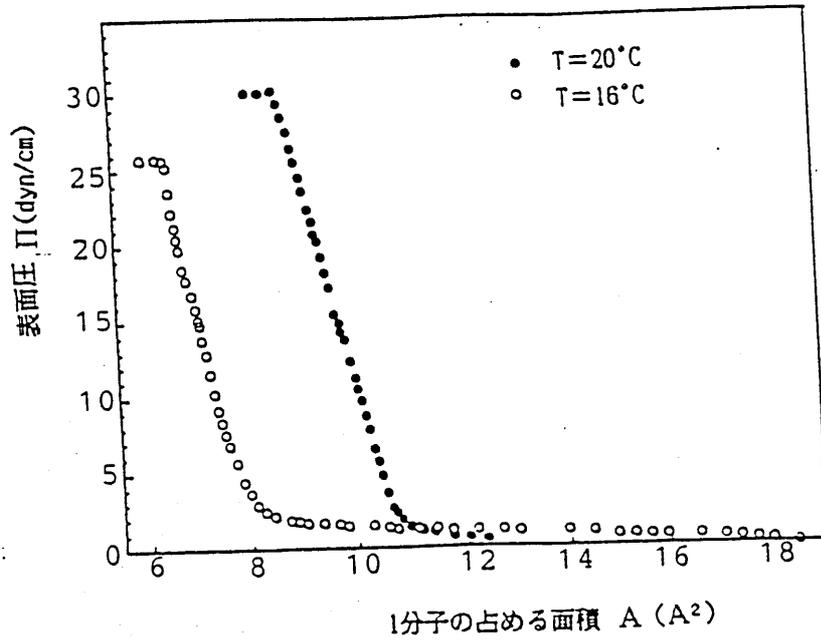


図4 Π-A 曲線

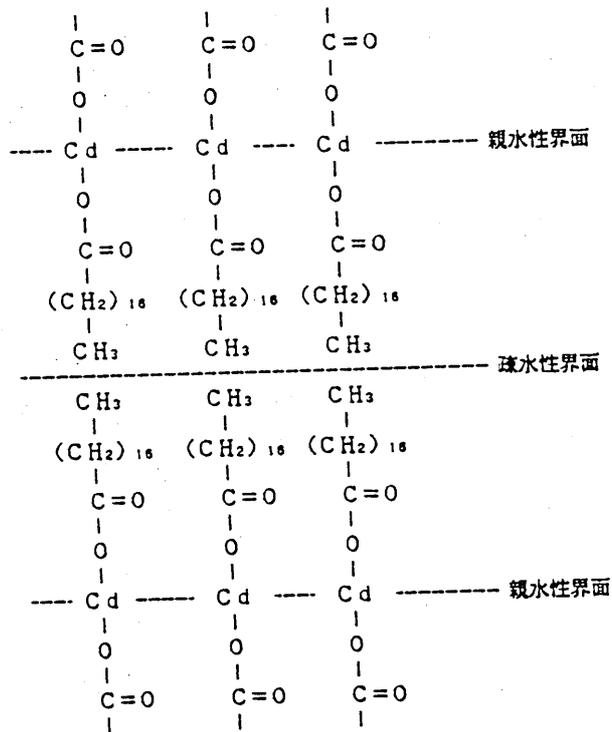


図5 ステアリン酸カドミウム塩累積膜の構造

を水相に展開して、バリアを徐々に移動し、それにつれて減少する展開水相の面積に対する表面膜圧の変化を測定した。展開水相には、3回蒸留を行なった水に約 10^{-4} mol/lの CdCl_2 を加え、 HCl および NaOH を用いて $\text{pH}=6$ に調整したものをを用いた。

水相の温度 $T=16^\circ\text{C}$ の曲線を見ると、1分子当りの面積が 8A 程度までは面積の減少に対して膜圧はほとんど増加せずこの領域では分子が疎らに存在していることを示す。さらに面積を減少させると膜圧は急激に増加しはじめる。これは分子が接近して互いに力を及ぼすようになるためである。さらに面積を減少させ膜圧が 20dyn/cm 近くにまでなると曲線は急峻に立ち上がり僅かな面積の変化に対して膜圧が急激に増加する。この領域では分子は規則正しく配列し固体状態になっている。この状態からさらに面積を減少させると、この規則正しい配列状態が破れ、もはや膜圧の増加は見られなくなる。 $T=20^\circ\text{C}$ の場合も同様な傾向を示すが、温度の上昇による分子運動の増加により膜圧の増加しはじめる面積が広がっている。

水相に展開された単分子層を固体基板上に移し取るには、分子が固体状態になっている”固体膜”となる膜圧を与える。図4の結果から、 $T=20^\circ\text{C}$ で $26\sim 28\text{dyn/cm}$ 、 $T=16^\circ\text{C}$ で $22\sim 24\text{dyn/cm}$ の表面膜圧を与えればよいことがわかる。一定の膜圧を加えて、単分子膜の基板への移し取りを、水相上に形成された膜を破壊しないようにゆっくりとした速度でおこなう。

表1に、作製条件をまとめて示す。

膜採取用のガラス基板は、十分洗浄した後では、親水性となっているため基板表面第一層は親水基が基板面に向いた形となる。したがって、第一層採取後の基板面は疎水性となり、第2層目は疎水基を基板面に向けた形で形成される。基板面は再び親水性となり、以後同様の形で膜が形成されていく。このようにして累積された膜は図5に示した構造になっていると考えられている[6]。ガラス基板上に累積膜を11層形成した試料を用いて、X線回折により膜厚を測定した。線源には Cu の $K\alpha$ 線(波長： 1.5418A)を用いた。原子の大きさを考慮すると Cd によるX線の散乱が大勢を占めると考えられるため、X線回折により累積膜の Cd 層の面間隔すなわちラングミュア膜2層分の膜厚が測定される。その結果 Cd 層の面間隔は 50A であり、

これより作製した膜は一層当たり 25Åであった。この値はこれまでに報告されているもの [7] とほぼ等しい値であった。

3. 光導波路上への薄膜装荷の効果

前述したように、ラングミュア膜を用いた多層膜を光導波路上に装荷することにより導波路の伝送特性、特に位相定数を精密に調整できる可能性がある。その効果をまず解析的に調べた。

導波路構造は簡単のため、図 6 に示すような 4 層スラブ導波路を対象とした。イオン交換導波路上にラングミュア法で形成した薄膜が装荷されたものである。イオン交換により形成された導波層の屈折率分布は近似的にステップ型で表される [8]。そこで計算に際し各層の屈折率に次の値 [5] をもちいた。ただし、光波長は 633nm である。

最上部層 (空気)	: $n_a=1$
装荷層 (ステアリン酸ラングミュア膜)	: $n_{bo}=1.527, n_{be}=1.571$
導波層 (イオン交換ガラス)	: $n_r=1.526$
基板 (スライドガラス)	: $n_s=1.519$

ここに示したようにラングミュア膜は一般に異方性媒質であり膜面に垂直および水平な偏波はそれぞれ n_{bo} および n_{be} を感じる。 $n_{bo}, n_{be} > n_r$ であるため、導波モードの等価屈折率 n_{eff} は次のいずれかの条件を満たす。

(a) $n_s < n_{eff} < n_r < n_{bo}, n_{be}$

(b) $n_s < n_r < n_{eff} < n_{bo}, n_{be}$

実際には、装荷層は導波層に対して十分薄いため、条件 (a) を満たす場合について考えればよい。

図 7 (a), (b) に TE, TM モードそれぞれの場合における装荷層の膜厚をパラメータとした分散曲線をしめす。この図より、装荷層の膜厚の増加につれて、等価屈折率が増加するようすがわかる。TE、TM 両モードとも

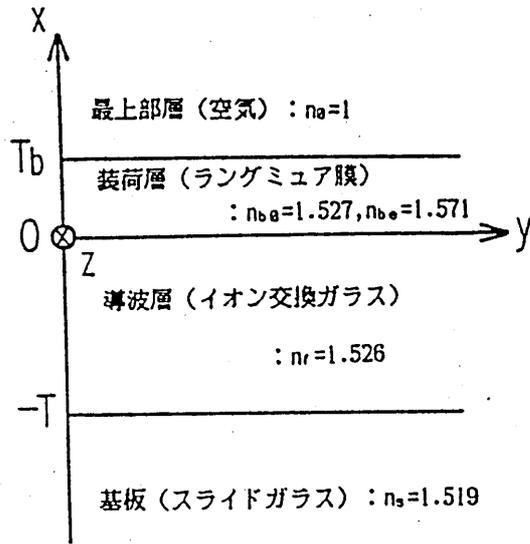


図6 4層スラブ導波路

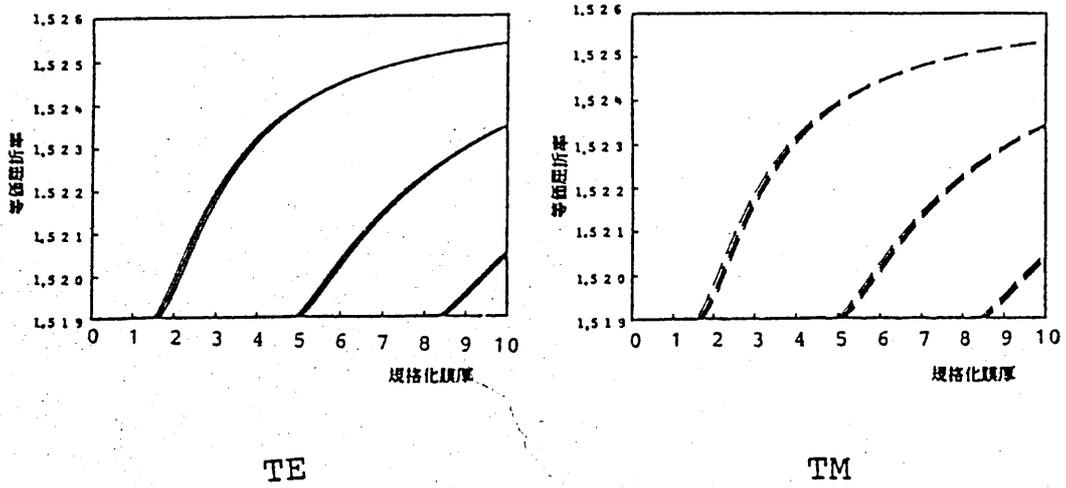


図7 分散曲線

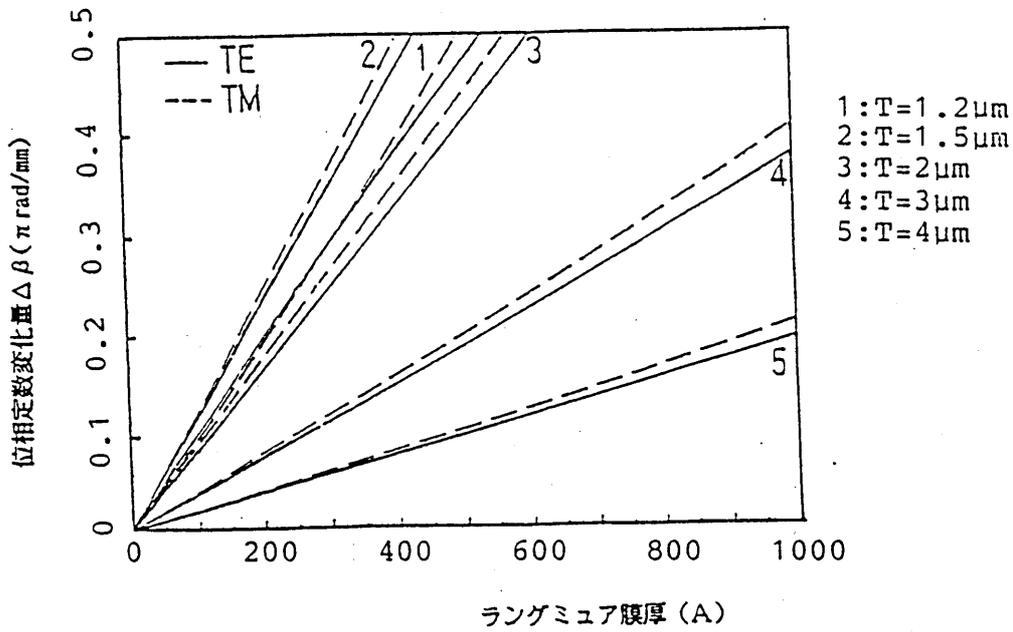


図8 装荷層膜厚と位相変化量の関係

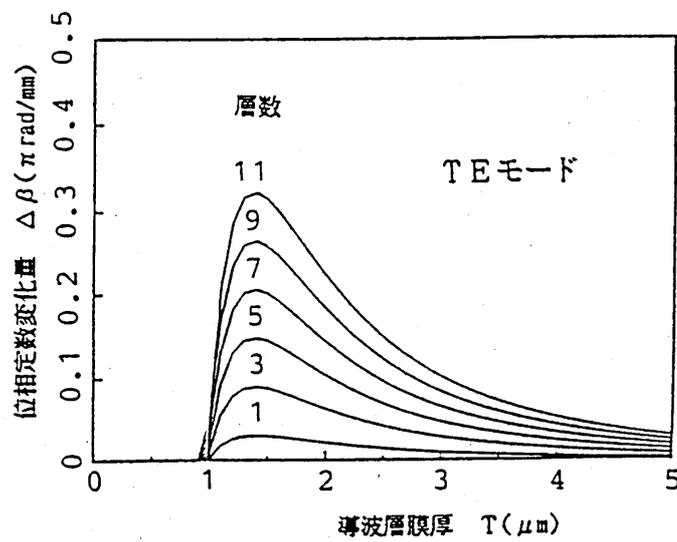


図9 導波層膜厚と位相変化量の関係

同様の傾向を示している。次に導波層の厚さを一定とした場合に装荷層の膜厚に対する位相定数変化量の関係を図8に示す。この図から明かなように、位相変化量は図に示した装荷層の膜厚範囲では、ほぼ装荷層膜厚に比例して増加している。また導波層の膜厚に対しては、図8で膜厚が $1.2\mu\text{m}$ の場合を除き、導波層膜厚の増加につれて装荷層による位相定数変化量は減少している。この関係を分かりやすくするために、図9に、装荷層の膜厚をパラメータとして、導波層の膜厚と位相変化量の関係を示す。

図9から分かるように、位相変化量が最も大きくなる膜厚が存在し、それ以上でも、以下でも位相変化量は減少する。導波層が最適膜厚より薄くなるにつれ、光の界分布は基板側に広がっていき装荷層の影響が少なくなり、やがて放射モードとなる。最適膜厚より厚くなる場合には、光波は導波層内への閉じ込めが強くなってゆき、装荷層の影響が減少する。

位相変化量が最大となる導波層膜厚のとき、装荷層一層（約 2.5nm ）当りに対する位相変化量は、TE, TMモードそれぞれ $0.029\pi, 0.030\pi \text{ rad/mm}$ であり、無装荷の導波路の位相定数に対する位相定数変化量の割合（ $\Delta n_{\text{eff}}/n_{\text{eff}}$ あるいは $\Delta\beta/\beta$ ）は、 10^{-6} 程度となる。この結果から、ラングミュア膜を装荷することにより、きめ細かく位相定数を調整できることがわかる。

4. ラングミュア膜装荷による位相定数変化量の測定

4. 1 測定方法

光導波路の位相定数を測定するためには、一般にプリズム結合器を用いて得られる光入射角から計算する方法が用いられる。この方法では、前節に示したような微少な位相変化量を精度良く求めることはできない。位相定数変化量を精度良く測定するためには、マッハツェンダ干渉計、マイケルソン干渉計等を構成し、測定試料と基準試料との光路長差を測定する方法がある。

ここでは、安定した測定を行うために導波型の光干渉計を構成した。
 図10に用いた導波型干渉計の概略図を示す。入射した光は導波路Y分岐により分割され、2本の導波路を伝搬したのち、非対称導波路X分岐 [9]で再び合成される。このとき得られる光出力は、2本の導波路を伝搬した光の移相量の差に依存し、次式のように表される。

$$I_{o1} = I_i \cos^2 \left[(\beta_1 - \beta_2)L/2 \right] \quad (4-1)$$

$$I_{o2} = I_i \sin^2 \left[(\beta_1 - \beta_2)L/2 \right] \quad (4-2)$$

ここで、各記号は、以下の通りである。

I_i : 入力光強度 , I_{o1}, I_{o2} : 出力光強度
 β_1, β_2 : 導波路 1, 2 の伝搬定数 , L : 導波路長
 2本の導波路が等価 ($\beta_1 = \beta_2$) な場合には、光出力は出力導波路1からのみ出力される。そこで、一方の導波路上にラングミュア膜を装荷すると、 $\beta_1 \neq \beta_2$ となり、導波路2からも出力光が得られる。従って、薄膜装荷による伝搬定数変化量 ($\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2$) は 式(4-1), (4-2) を変形した次式、

$$\Delta\beta L = 2 \cos^{-1} \sqrt{I_{o1}/I_i} \quad (4-3)$$

$$\Delta\beta L = 2 \sin^{-1} \sqrt{I_{o2}/I_i} \quad (4-4)$$

から、求めることができる。しかし、上式には I_i が含まれるため、光源の強度あるいは導波路への結合状態の変動による入力光強度の変動による誤差が生じ易い。

この問題を避けるために、ラングミュア膜を装荷しない方の導波路を伝搬する光波に位相変調を駆ける方法を用いた。図11に測定に用いた素子の構成を示す。平行に配置された2本の直線導波路の一方の一部にラングミュア膜を装荷する。他方には、変調用電極を設けている。ここでは、ガ

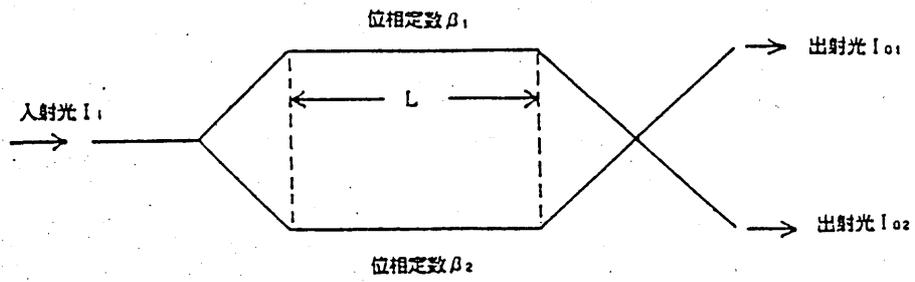


図 1 0 導波型光干渉計の構成例

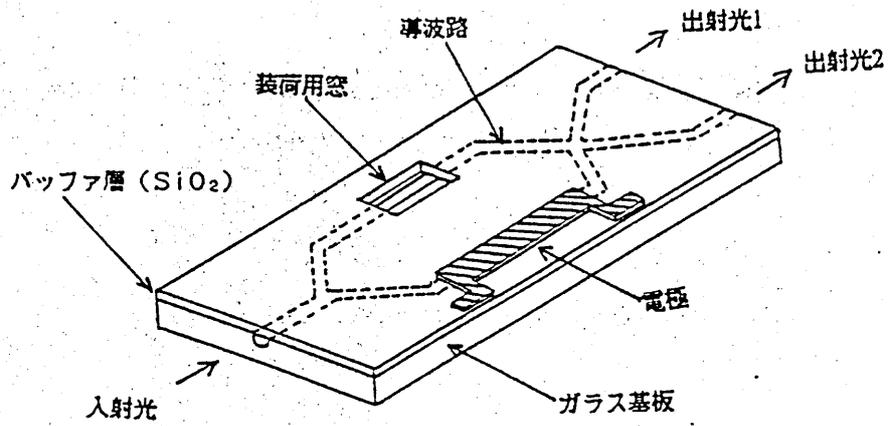


図 1 1 測定用素子の構成

ラス導波路を用いるため、熱変調によりこの導波路の屈折率を変化させる。このような構成の素子での光出力は、以下の式で表される。

$$I_{o1} = I_i \cos^2 \left[(\beta_1 - \beta_2 - \Delta \beta_2 \cdot P)L/2 + \Delta \beta_1 \cdot L_L/2 \right] \quad (4-5)$$

$$I_{o2} = I_i \sin^2 \left[(\beta_1 - \beta_2 - \Delta \beta_2 \cdot P)L/2 + \Delta \beta_1 \cdot L_L/2 \right] \quad (4-6)$$

ここで、各記号は、

- I_i : 入力光強度, I_{o1}, I_{o2} : 出力光強度
 L : 導波路長、 L_L : 膜装荷部分の長さ
 β_1, β_2 : 導波路 1, 2 の伝搬定数
 $\Delta \beta_1$: 膜装荷による位相定数変化量
 $\Delta \beta_2 \cdot P$: 熱変調による位相定数変化量, P : 変調電力

光出力は変調電力の増加に伴い必ず最大値と最小値をとる。この最大値から、 I_i を決定することができる。これより(4-3),(4-4)と同様にして、無変調時の光出力強度とから両導波路間の移相差

$$(\beta_1 - \beta_2)L + \Delta \beta_1 \cdot L_L \quad (4-6)$$

が求められることができる。 $(\beta_1 - \beta_2)L$ は無装荷時に元々存在していた移相差で、これは装荷層の層数を変えても不変である。また、 L_L は素子作製段階で決定されて既知であるので、上述の方法で装荷された膜による位相定数変化量 $\Delta \beta_1$ を求められる。

4. 2 測定用素子の作製

図 1 1 に示した素子を作製した。導波路および電極用に用いたマスクの詳細な寸法を図 1 2 (a)および(b)にそれぞれ示す。

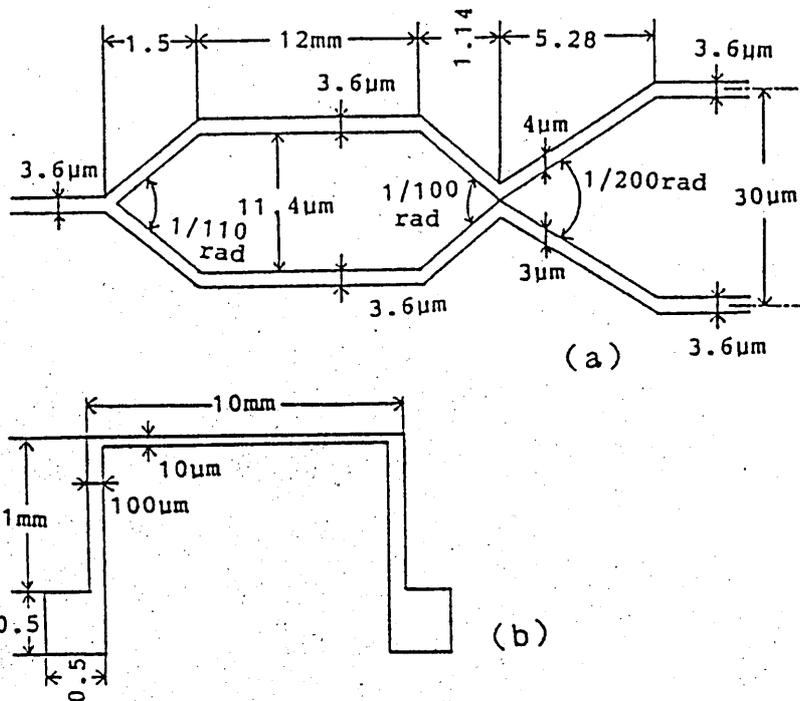


図 1 2 マスクパターン (a)光導波路, (b)電極

表 2 素子作製条件

基板	スライドガラス
光導波路	K ⁺ イオン交換 交換温度 370°C 交換時間 30, 40, 50分の3種類
バッファ層	SiO ₂ RFスパッタリング 膜厚 0.1 μm
電極	Al 電子ビーム蒸着 膜厚 0.6 μm

基板にはスライドガラスを用い、K⁺イオン交換により光導波路を作製した。イオン交換温度を370 °C一定にし、交換時間が30,40,50分の3種類のものを作製した。光導波路上に電極およびラングミュア膜が装荷されるので、その影響を抑えるために、導波路作製後、基板上にSiO₂バッファ層をRFスパッタリングで形成した。このとき一方の導波路上にはリフトオフ法により一部分だけ、SiO₂が存在しない部分(長さ2mm,幅0.2^{mm})を設けた。その後、蒸着およびエッチングによりAl電極を形成した。作製条件を表2に示す。

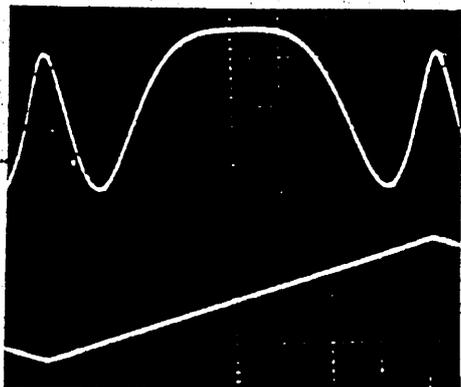
4.3 実験

作製した3種類の素子の中で、イオン交換時間が30分のは、導波光を観測することができなかった。膜厚がカットオフ以下であったものと考えられる。以下の実験では残りの2種類の素子を用いて行なった。

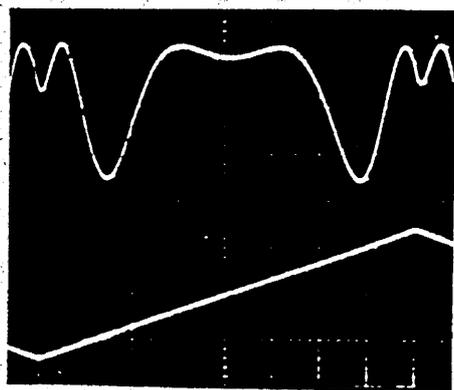
4.1項に示した方法を用いて、それぞれの素子について、ラングミュア膜を装荷しない状態から、まず3層その後、順次2層ずつ膜を装荷する度に測定を行なった。ラングミュア膜は2.2項に示した方法で基板上全体に装荷した。基板の大部分はバッファ層に覆われており、その下にある導波路は装荷膜の影響を受けずに、ガラス基板が直接露出している部分にある導波路だけがラングミュア膜による影響を受ける。

図13にラングミュア膜の層数が増加するにつれて、光出力波形が変化するようすを示す。光源には波長633nmのHe-Neレーザを用いた。また導波モードに関しては、TMモードでは熱変調が十分にかからなかったため、以降の実験は全てTEモードを用いている。各写真において、上側の波形が光出力波形で、下側が電極に加えている電圧の波形である。変調電圧は周期160msの三角波の一周期分だけを繰り返し3HZで与えている。これは、熱変調では応答速度が遅いため連続的に変調を駆けると基板に熱が蓄積して変調波形に影響を与えるのを防ぐためである。光出力波形に注目すると、中心部が無変調時の光出力であり、装荷したラングミュア膜の層数が増加す

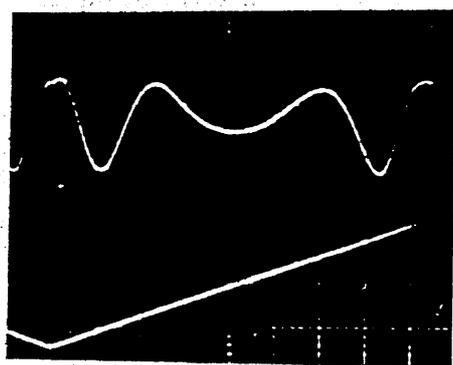
るに従い光出力が変化するようすがよく示されている。



LB膜なし



3層



7層

図13 実験結果例

4.4 測定結果

実験で得た光出力より、4.1項に示した方法でラングミュア膜による移相量 $\Delta\beta \cdot l$ を求めた。図13に測定結果をラングミュア膜の装荷層数と位相定数変化量との関係として示す。イオン交換時間の違いによって、装荷した膜の層数に対する位相定数変化量の増加の割合が異なっている。40分の素子よりも50分のものの方がラングミュア膜装荷による効果が大きい。これは先に図9で示したように薄膜装荷による効果は導波層の膜厚により異なり、最大の効果を得る膜厚の前後では、それぞれ膜厚の増加に対して位相定数変化量は単調に増加減少するためである。イオン交換導波路ではその導波層の屈折率はイオン交換温度によって決まり、膜厚は交換時間の平方根に比例する。したがって40分の素子の方が導波層膜厚は薄くカットオフに近い状態であったために、50分の素子よりも膜装荷の効果が小さかったものと考えられる。

それぞれの素子において、装荷したラングミュア膜一層当りの位相定数変化量および等価屈折率変化量をまとめて表3に示す。

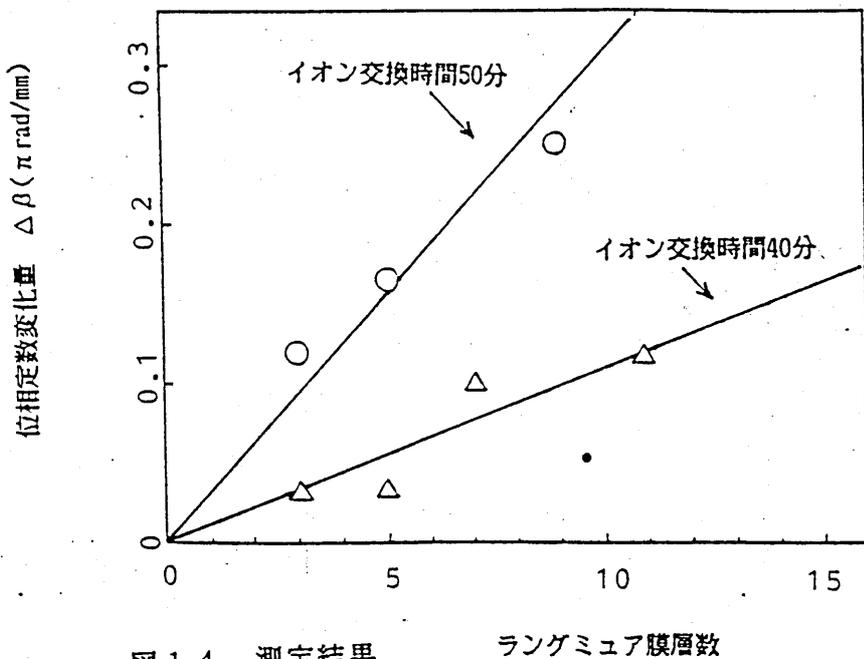


図14 測定結果

表3 ラングミュア膜一層当りの位相定数変化量

イオン交換時間 [min]	40分	50分
位相定数変化量 $\Delta\beta$ [rad/mm]	0.02π	0.03π
等価屈折率変化量 Δn_{eff}	4.04×10^{-6}	8.09×10^{-6}

5 まとめ

膜厚が分子固有で一定であり、しかも一層当り数ナノメートルと超薄膜であるため、多層膜とすることにより必要とする膜厚を精密に得られるラングミュア膜の特徴に着目して、光導波路上に精密な膜厚を持つ薄膜を装荷することによって、導波路の位相定数を精度良く調整することを試みた。

ラングミュア膜の材料として、成膜性の良いステアリン酸カドミウム塩を用いた。この膜は一層の厚さが 2.5nm と超薄膜であり、この厚さを単位に任意の膜厚の有機膜を基板上に累積することができる。

イオン交換ガラス導波路を用いて導波型の光干渉計を構成した基板上にラングミュア膜を装荷し、この膜による光導波路の位相定数の変化量を測定した。その結果、装荷層一層当たり等価屈折率の変化量で 10^{-6} 程度と、微少な値を調整できることを確認した。

この方法を利用すると、今回実験に用いた干渉型の光変調素子の光バイアスの精密な設定その他の導波型光回路素子への応用が期待できる。

参考文献

- [1] R.V.Schmidt, P.S.Cross, and A.M.Glass, "Optically induced crosstalk in LiNbO₃ waveguide switches," J.Appl.Phys., vol.51, pp.90-93, 1980.
- [2] 新実験化学講座 18 "界面とコロイド", 1977.
- [3] 福井常勝, 杉道夫, 松田彰久, 飯島茂, "ラングミュア膜の構造", 電総研彙報, vol.41, no.6, 1977.
- [4] I.R.Girling, P.V.Kolinsky, N.A.Cade, J.D.Earls, and I.R.Peterson, "Second Harmonic Generation From Alternating Langmuir-Blodgett Films," Optic.Comm., vol.55, pp.289-292, 1985.
- [5] C.W.Pitt and L.M.Walpita, "Lightguiding in Langmuir-Blodgett Films," Thin Solid Films, vol.68, pp.101-127, 1980.
- [6] A.Matsuda, M.Sygi, T.Fukui, S.Iizima, M.Miyahara, and Y.Otsubo, J.Appl.Phys., vol.48, p.771, 1977.
- [7] 杉道夫, 斉藤充喜, 福井常勝, 飯島茂, "ラングミュア膜 - その物性と応用 -" 応用物理, vol.52, no.7, pp.567-574, 1983.
- [8] 西原浩, 春名正光, 栖原敏明, "光集積回路", オーム社, 1985.
- [9] M.Izutsu, A.Enokihara, and T.Sueta, "Optical-waveguide hybrid coupler," Opt.Lett., vol.7, pp.549-551, 1982.

輻射科学研究会資料
RS86-3

非線形媒質を含む誘電体導波路
における光波の伝搬

里村 裕

(大阪電気通信大学・工学部)

1986年 5月16日

(於 中央電気倶楽部)

1. まえがき

光工C用の光導波路や光ファイバは、(i)非常に狭い領域にレーザ光のようなパワー密度の大きい光波を閉じ込めたまま伝送する、また、(ii)低損失であるので光波と物質との相互作用長をこれまでのバルク型と比べて飛躍的に長くとれる、さらに(iii)伝搬モードの分散性を位相整合に利用できる、などの利点がある。したがって、これらの特性を利用して光ファイバや光導波路上で非線形光学効果を効率良く作用させる試みが、最近、注目をあびている。例えば、周波数変換などの二次の非線形光学効果を利用した場合については、すでに活発に行われている。

ここでは三次の非線形光学効果のうち、屈折率が光強度に依存する場合について考える。導波路に光カー効果と呼ばれるこの屈折率の光強度依存性を考慮した検討の発端は、Kaplan [1]の非線形波動方程式の解法によることろが大きい。その後、誘電体境界面に沿って伝搬する非線形表面波や、スラッグ導波路中に伝搬する非線形波について、いくつか解法が示された[2]~[4]。最近では、Seaton, Stegeman のグループでは実験も含めた検討も始めている[5]。

本報告では、上部層と基板に非線形媒質を用いたスラッグ導波路を例にとり、この導波路中に伝搬する非線形TE波の解析結果ならびに数値計算例を示す。Seatonらもこの型の解析を報告している[12]が、ここでは光強度、伝搬定数、電界分布の相互の関係は、明確にはなされていない。ここでは非線形媒質として液晶のMBBAを例にとり、具体的な計算結果を示し、その伝搬特性を明らかにする。この結果は、光リミッタ、光スイッチなど光制御デバイスの設計を行ううえで重要であると考えられる。

2. 理論

図1に示すように、非線形媒質を領域1および領域3を含む層構造のスラッグ導波路を考える。導波路はy方向には一様であり、光波はx方向に伝搬している。非線形媒質中ではマクスウエルの式より次の方程式が得られる。

$$\nabla^2 E - \epsilon \mu_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 P^{NL}}{\partial t^2} \quad \text{--- (1)}$$

ここで、 P^{NL} は非線形分極であり、一般に次式で表される。

$$P^{NL} = \epsilon_0 (\chi^{(2)} E E + \chi^{(3)} E E E + \dots) \quad \text{--- (2)}$$

ここで、 $\chi^{(2)}$, $\chi^{(3)}$... は2次、3次...の非線形感受率である。

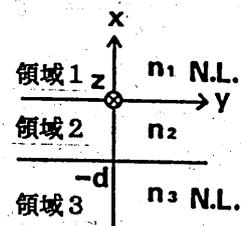


図1. 非線形媒質を含む3層スラッグ導波路

ここでは3次の非線形分極に注目する。角周波数 ω で振動する強い11°ワ-密度を有する光波が等方性の物質に入射された時、TE波に対する非線形分極ならびに電束密度は、それぞれ以下のように表される。

$$P_y^{NL}(x) = c \epsilon_0^2 n^2 \bar{n} |E_y(x)|^2 E_y(x) \quad (3)$$

$$\left. \begin{aligned} D_y(x) &= \epsilon_0 \epsilon_s E_y(x) + P_y^{NL}(x) \\ &= \epsilon_0 (\epsilon_s + a |E_y|^2) E_y \\ &= \epsilon_0 \epsilon_{NL} E_y \end{aligned} \right\} (4)$$

ただし $\epsilon_{NL} = \epsilon_s + a |E_y|^2 \quad (5)$

$$a = c \epsilon_0 n^2 \bar{n} \quad (6)$$

ここで ϵ_s は媒質の比誘電率であり、 a が3次の非線形性を示す係数である。また、屈折率で表現すれば以下のように表される。

$$n^{NL} = n + \bar{n} S \quad (7)$$

$$= n + \hat{n} |E_y|^2 \quad (8)$$

ここで $n (= \sqrt{\epsilon_s})$ は光強度が小さい時の屈折率であり、 $S (W/m^2)$ は局所的な光強度の大きさを表す。また、 \bar{n} は光強度に依存する屈折率係数(非線形光学係数)であり、 a, \bar{n}, \hat{n} は互いに簡単な変換式で表される。また、電磁界は、伝搬方向である z と時間 t に関して $\exp j(\omega t - \beta z)$ で表されるとする。ここで β は z 方向の伝搬定数である。

まず、非線形媒質である領域1(上部層, $x \geq 0$)においては、波動方程式は以下のように表される。

$$\frac{\partial^2 E_{y1}}{\partial x^2} - \delta^2 E_{y1} + a_1 k_0^2 E_{y1}^3 = 0 \quad (9)$$

ただし、 $\delta^2 = \beta^2 - k_0^2 n_1^2$, $\epsilon_1 = n_1^2 \quad (10)$

である。 n_1, ϵ_1 はそれぞれ領域1における線形の場合の屈折率および比誘電率である。この解は、一般に次式で表される[2]。

$$E_{y1}(x) = A \sqrt{\frac{2}{a_1 k_0^2}} \cdot \frac{\delta}{\cosh[\delta(x-x_1)]} \quad (11)$$

また、磁界成分については次式のようになる。

$$H_{x1}(x) = -\frac{\beta}{\omega \mu_0} A \sqrt{\frac{2}{a_1 k_0^2}} \cdot \frac{\delta}{\cosh[\delta(x-x_1)]} \quad (12)$$

$$\left\{ \begin{aligned} H_{z1}(x) &= -\frac{j}{\omega \mu_0} A \sqrt{\frac{2}{a_1 k_0^2}} \cdot \frac{\delta^2 \tanh[\delta(x-x_1)]}{\cosh[\delta(x-x_1)]} \end{aligned} \right. \quad (13)$$

一方、領域2($-d \leq x \leq 0$)における電磁界成分は、線形媒質中であるので周知のよう以下のように表される。

$k_0 n_2 > \beta$ のとき

$$\begin{cases} E_{y2}(x) = B \cos(kx) + C \sin(kx) & (14) \end{cases}$$

$$\begin{cases} H_{x2}(x) = -\frac{\beta}{\omega\mu_0} [B \cos(kx) + C \sin(kx)] & (15) \end{cases}$$

$$\begin{cases} H_{z2}(x) = -\frac{j}{\omega\mu_0} k [B \sin(kx) - C \cos(kx)] & (16) \end{cases}$$

また, $k_0 n_2 < \beta$ のとき

$$\begin{cases} E_{y2}(x) = B \cosh(kx) + C \sinh(kx) & (17) \end{cases}$$

$$\begin{cases} H_{x2}(x) = -\frac{\beta}{\omega\mu_0} [B \cosh(kx) + C \sinh(kx)] & (18) \end{cases}$$

$$\begin{cases} H_{z2}(x) = \frac{j}{\omega\mu_0} k [B \sinh(kx) + C \cosh(kx)] & (19) \end{cases}$$

ただし, $k^2 = |k_0^2 n_2^2 - \beta^2|$, $\epsilon_2 = n_2^2$ (20)

である。

また, 領域3 ($x \leq -d$) が非磁性媒質のとき, 各電磁界成分は領域1と同様に次のように表される。

$$E_{y3}(x) = D \sqrt{\frac{2}{a_3 k_0^2}} \cdot \frac{\delta}{\cosh[\delta(x-x_3+d)]} \quad (21)$$

$$H_{x3}(x) = -\frac{\beta}{\omega\mu_0} D \sqrt{\frac{2}{a_3 k_0^2}} \cdot \frac{\delta}{\cosh[\delta(x-x_3+d)]} \quad (22)$$

$$H_{z3}(x) = -\frac{j}{\omega\mu_0} D \sqrt{\frac{2}{a_3 k_0^2}} \cdot \frac{\delta^2 \tanh[\delta(x-x_3+d)]}{\cosh[\delta(x-x_3+d)]} \quad (23)$$

ただし, $\delta^2 = \beta^2 - k_0^2 n_3^2$, $\epsilon_3 = n_3^2$ (24)

である。

ここで, x_1, x_3 は共に電界分布のピーク値の変位を示す定数である。また, x_1 は $x=0$ の境界面の局所的な光強度 S_0 [W/m^2] を用いれば

$$x_1 = \pm \frac{1}{\delta} \cosh^{-1} \left(\frac{\beta \delta^2}{n_1^2 \bar{n}_1 k_0^3 S_0} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (25)$$

で表される。同様に x_3 は,

$$x_3 = \pm \frac{1}{\delta} \cosh^{-1} \left\{ \pm \left(\frac{2}{n_3^2 \bar{n}_3 C \epsilon_0 k_0^2} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{\delta}{E_{y2}(-d)} \right\} \quad (26)$$

で表される。

式(11)~(23)の電磁界成分に, $x=0$ および $x=-d$ における境界条件を適用すれば, 次のようなTEモードの特性方程式が得られる。

$k_0 n_2 > \beta$ のとき

$$\tan(kd) = \frac{k[-\delta \tanh(\delta x_1) + \delta \tanh(\delta x_3)]}{k^2 + \delta \delta \tanh(\delta x_1) \tanh(\delta x_3)} \quad (27)$$

$k_0 n_2 < \beta$ のとき

$$\tanh(kd) = \frac{\kappa [-\delta \tanh(\delta x_1) + \gamma \tanh(\gamma x_3)]}{-\kappa^2 + \delta \gamma \tanh(\delta x_1) \tanh(\gamma x_3)} \quad (28)$$

また, y 軸方向単位長さあたりの導波モードの電力は, ポインティングベクトルを x 軸に沿って積分することによって得られる.

$$P = P_1 + P_2 + P_3$$

$$\text{ただし } P_1 = \frac{\beta \delta}{n_1^2 \bar{n}_1 k_0^3} \{ 1 + \tanh(\delta x_1) \} \quad (29)$$

$$P_2 = \frac{\beta \delta^2}{2 n_1^2 \bar{n}_1 k_0^3 \cosh^2(\delta x_1)} \left[d \left\{ 1 + \left(\frac{\delta}{\kappa} \right)^2 \tanh^2(\delta x_1) \right\} + \frac{\sin(2kd)}{2\kappa} \left\{ 1 - \left(\frac{\delta}{\kappa} \right)^2 \tanh^2(\delta x_1) \right\} + \frac{\delta}{\kappa^2} \tanh(\delta x_1) \{ \cos(2kd) - 1 \} \right]$$

----- $k_0 n_2 > \beta$ のとき (30)

$$P_2 = \frac{\beta \delta^2}{2 n_1^2 \bar{n}_1 k_0^3 \cosh^2(\delta x_1)} \left[d \left\{ 1 - \left(\frac{\delta}{\kappa} \right)^2 \tanh^2(\delta x_1) \right\} + \frac{\sinh(2kd)}{2\kappa} \left\{ 1 + \left(\frac{\delta}{\kappa} \right)^2 \tanh^2(\delta x_1) \right\} + \frac{\delta}{\kappa^2} \tanh(\delta x_1) \{ 1 - \cosh(2kd) \} \right]$$

----- $k_0 n_2 < \beta$ のとき (31)

$$P_3 = \frac{\beta \gamma}{n_3^2 \bar{n}_3 k_0^3} \{ 1 - \tanh(\gamma x_3) \} \quad (32)$$

なお, 式(27)の特性方程式において, $x_1 \rightarrow -\infty$, $x_3 \rightarrow +\infty$ の極限では, 1, 2, 3 のすべての領域が線形である, 通常のスラブ導波路のTEモードの特性方程式と一致する.

3. 数値計算例

ここでは, 大きな3次の非線形光学係数をもつ液晶であるMBBA [12] を非線形媒質として用いた場合の具体的な数値計算例を示す.

図2は基準となる線形スラブ導波路のTEモードの分散曲線である. ここでは, $n_1 = 1.55$, $n_2 = 1.57$, $n_3 = 1.55$ としている. 縦軸は規格化伝搬定数 β/k_0 , また横軸は規格化周波数 $k_0 d$ である. 以下の非線形媒質を含む導波路においては, 図中の $k_0 d = 24.4$ の周波数に対して検討を行っている.

図3(a) および図4(a) は TE_0 および TE_1 モードのそれぞれについて全電力 P の変化に対する伝搬定数 β/k_0 の様子を示している. ここで用いた媒質定数は

$$n_1 = n_3 = 1.55, \quad n_2 = 1.57$$

$$\bar{n}_1 = \bar{n}_3 = 10^{-9} \text{ m}^2/\text{W}, \quad k_0 d = 24.4$$

である。図より電力が小さい場合は、 β/k_0 の大きさはほとんど変化せず直線的であるが、電力のピークを越えてから特異な変化を示す。あるうち、同一の電力に対して2つの異なる伝搬定数が存在するこゝがわかる。ここで用いたパラメータでは、TE₀モードが顕著であるが、他の値ではTE₁モードでも同様のことが起こる。

次に、図中の各点における電界E_yの分布の様子をそれぞれ図3(b)、図4(b)に示す。界分布の変化の様子から、界のピークが光強度に依存してスラブの外側へ移動

してゆくことがわかる。このとき、界分布がスラブの中央に対して対称なモード (Symmetric mode) と、非対称なモード (Asymmetric mode) とが存在する。Asymmetric modeは導波モードの電力がある値以上で存在する。そしてこのモードは、界のピーク値が上部層(領域1)の方向へ移動する場合と、基板(領域3)の方向へ移動する場合の2つが存在するが、このときの電力と伝搬定数の関係は一致している。

次に、図5は全電力の大きさPと、領域2中の電力P₂の変化の様子を示している。図より、導波モードの電力がある値以上になると、モードのカットオフ現象が生じていることがわかる。

図6および図7はそれぞれk₀dを変化させたときの、TE₀ Symmetric modeと、TE₀ Asymmetric modeにおける全電力と伝搬定数の関係を示している。k₀dが小さくなれば、非線形特有の現象が現れる領域が狭くなることがわかる。

次に、非線形の媒質定数を変化させて非対称構造にしたときについて検討する。まず、屈折率は同一である($n_1 = n_3 = 1.55$)が、非線形光学係数 χ は同一でない場合の数値計算例を示す。図8および図9は、それぞれ $\chi_1 = 2\chi_3$ 、 $\chi_1 = 4\chi_3$ となるように媒質定数を設定した時の電力と伝搬定数の関係である。どちらの場合においても、界分布のピーク値がスラブの中央に対して対称であるSymmetric modeと、非対称なAsymmetric modeの2つの場合が存在している。また、Asymmetric modeについて、界分布のピークが領域1へ移動するモードと、領域3へ移動するモードの2つが存在することもわかる。これらのモードの発生する電力の大きさは異なっている。また、Symmetric modeについては図中のA点からB点までの間の解は存在せず、モードのカットオフ現象が生じている。また、非線形光学係数の値が大き

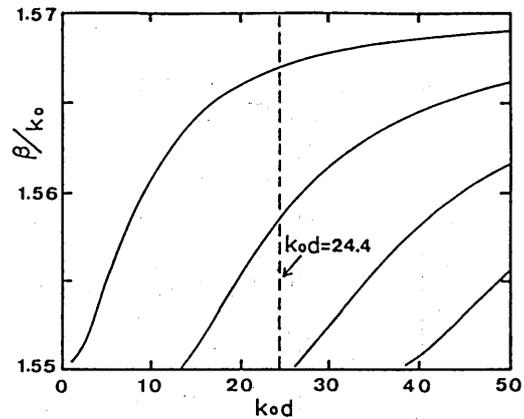
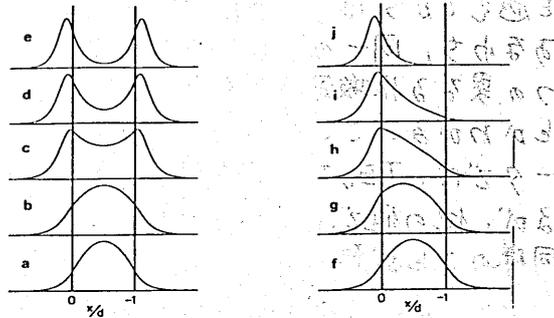
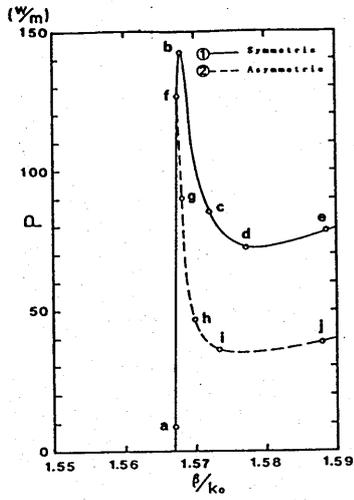


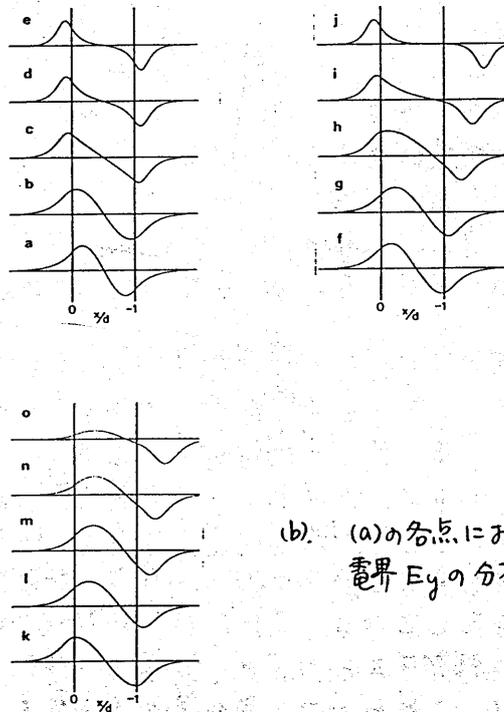
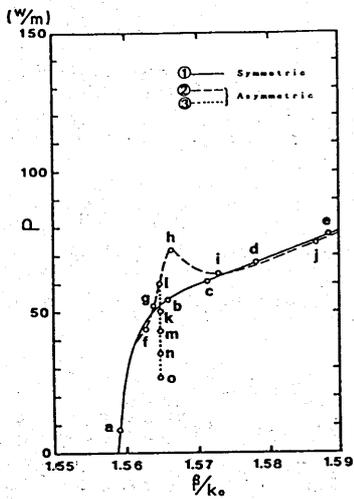
図2. 線形スラブ導波路におけるTEモードの分散曲線。
($n_1 = n_3 = 1.55, n_2 = 1.57$)



(b). (a)の各点における電界 E_y の分布

図3 (a) 全電力 P に対する TE_0 モードの伝搬定数 β/k_0 .

$$\left(\begin{array}{l} n_1 = n_3 = 1.55, n_2 = 1.57 \\ \bar{n}_1 = \bar{n}_3 = 10^{-9} \text{ m}^2/\text{W} \end{array} \right)$$



(b). (a)の各点における電界 E_y の分布.

図4 (a). 全電力 P に対する TE_1 モードの伝搬定数 β/k_0 .

$$\left(\begin{array}{l} n_1 = n_3 = 1.55, n_2 = 1.57 \\ \bar{n}_1 = \bar{n}_3 = 10^{-9} \text{ m}^2/\text{W} \end{array} \right)$$

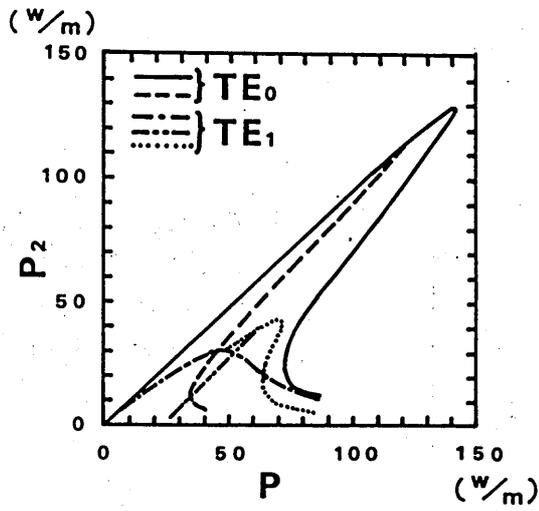


図5. 全電力 P に対する領域2の電力

$$\left(\begin{array}{l} \eta_1 = \eta_3 = 1.55, \eta_2 = 1.57 \\ \bar{\eta}_1 = \bar{\eta}_3 = 10^{-9} \text{ m}^2/\text{W}, k_0 d = 24.4 \end{array} \right)$$

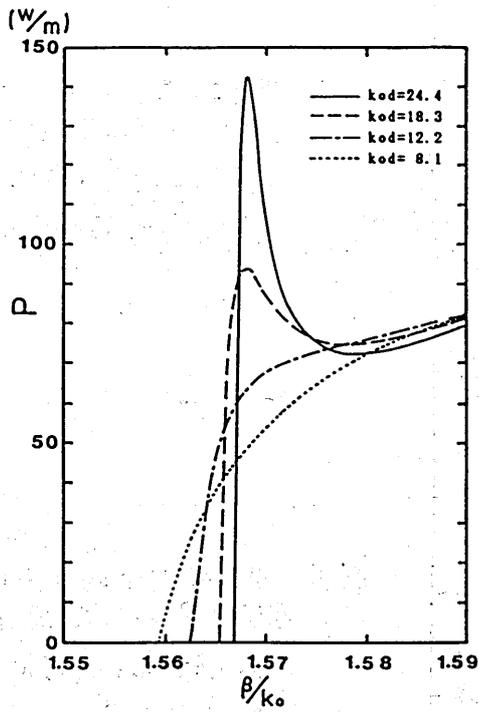


図6. $k_0 d$ をパラメータとした時の, TE_0 Symmetric mode における全電力 P と伝搬定数 β/k_0 .

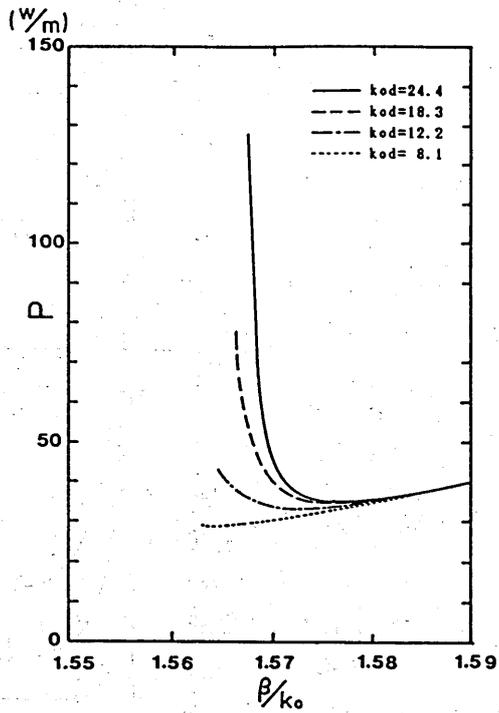


図7. $k_0 d$ をパラメータとした時の, TE_0 Asymmetric mode における全電力 P と伝搬定数 β/k_0 .

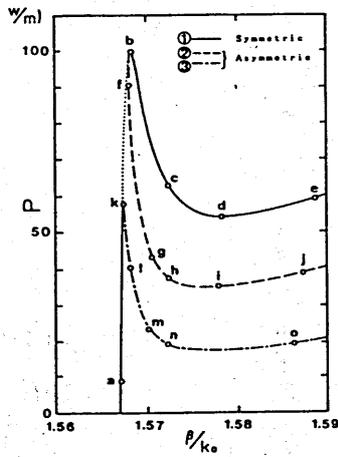


図8. 非対称導波路における
全電力 P と伝搬定数 β/k_0 .

$$\left(\begin{array}{l} n_1 = n_3 = 1.55, n_2 = 1.57 \\ \bar{n}_1 = 2 \times 10^{-9} \text{ m}^2/\text{W}, \bar{n}_3 = 10^{-9} \text{ m}^2/\text{W} \end{array} \right)$$

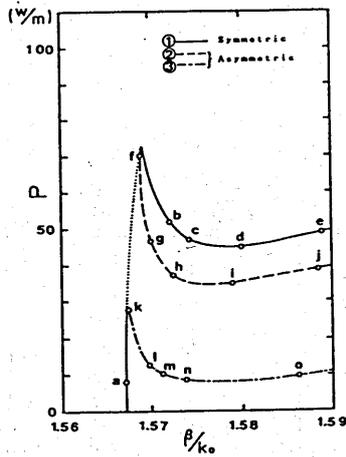


図9. 非対称導波路における
全電力 P と伝搬定数 β/k_0 .

$$\left(\begin{array}{l} n_1 = n_3 = 1.5, n_2 = 1.57 \\ \bar{n}_1 = 4 \times 10^{-9} \text{ m}^2/\text{W}, \bar{n}_3 = 10^{-9} \text{ m}^2/\text{W} \end{array} \right)$$

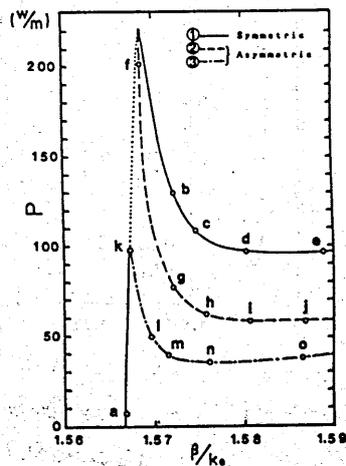


図10. 非対称導波路における
全電力 P と伝搬定数 β/k_0 .

$$\left(\begin{array}{l} n_1 = 1.55, n_2 = 1.57, n_3 = 1.52 \\ \bar{n}_1 = \bar{n}_3 = 10^{-9} \text{ m}^2/\text{W} \end{array} \right)$$

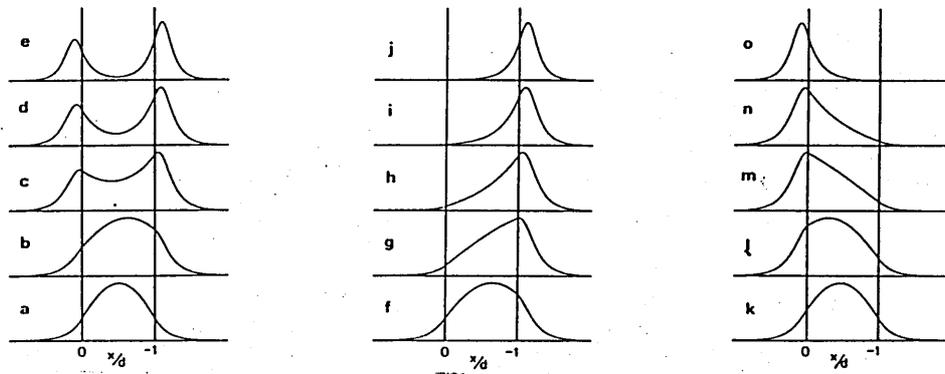


図11. 図8の各点における電界 E_y の分布.

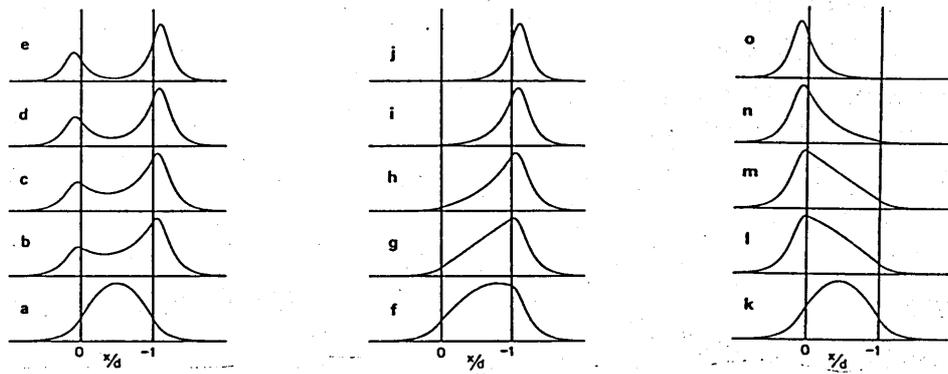


図12. 図9の各点における電界 E_y の分布.

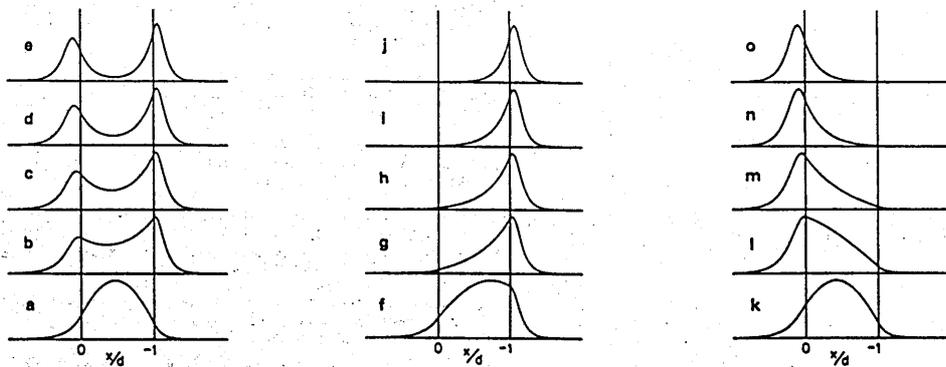


図13. 図10の各点における電界 E_y の分布.

ほど導波モードの電力は全体に低くなること、図8と図9の比較より分かる。

図10は、非線形光学係数の値は同一 ($\bar{n}_1 = \bar{n}_3 = 10^{-9} \text{ m}^2/\text{W}$) で、屈折率が非対称 ($n_1 = 1.55, n_3 = 1.52$) とした時の電力と伝搬定数の関係である。導波モードの全電力は図8および図9と比べて、全体に高くなっていることがわかる。この場合も、モードのとぎれる区間があり、これを利用したスイッチなどの光デバイスへの応用が考えられる。

4. おまけ

本報告では、基板と上部層に非線形媒質を含むスラブ導波路を伝搬する非線形TE波の解析ならびに数値計算例を示した。そして、入射光の強度が伝搬定数や界分布に与える影響を、液晶MBAを用いた具体的な数値計算例によって図示した。

異方性を考慮したTMモードの詳細な解析、スラブ自体が非線形媒質の場合の解析、光ファイバへの応用、さらに本解析で得られた諸特性に対する実験的検討と光デバイスへの適用が今後の課題である。

本解析における数値計算をしていただいた本学年研究生、乗松義弘氏(現在、南海放送(株))に感謝します。

文献

- [1] A. E. Kaplan; "Theory of Hysteresis Reflection and Refraction of Light by a Boundary of a Nonlinear Medium", Sov. Phys. JETP, Vol. 45, No. 5, PP. 896-905, 1977.
- [2] A. A. Maradudin; "S-Polarized Nonlinear Surface Polaritons", Z. Phys. B-Condensed matter, Vol. 41, PP. 341-344, 1981.
- [3] N. M. Akhmediev; "Novel Class of Nonlinear Surface Waves: Asymmetric Modes in a Symmetric Layered Structure", Sov. Phys. JETP, Vol. 56, No. 2, PP. 299-303, 1982.
- [4] G. I. Stegeman; "Guided Wave Approaches to Optical Bistability", IEEE, Vol. QE-18, No. 10, PP. 1610-1619, 1982.
- [5] F. Lederer, U. Langbein, H. E. Ponath; "Nonlinear Waves Guided by a Dielectric Slab: I. TE-Polarization", Appl. Phys. B, Vol. 31, PP. 69-73, 1983.
- [6] F. Lederer, U. Langbein, H. E. Ponath; "Nonlinear Waves Guided by a Dielectric Slab: II. TM-Polarization", Appl. Phys. B, Vol. 31, PP. 187-190, 1983.
- [7] D. J. Robbins; "TE Mode in a Slab Waveguide Bounded by Nonlinear Media", Opt. Comm., Vol. 47, No. 5, 1983, PP. 309-312.
- [8] U. Langbein, F. Lederer, H. E. Ponath; "A New Type of Nonlinear Slab Guided Waves", Opt. Comm., Vol. 46, No. 3, 4, PP. 167-169, 1983.
- [9] A. D. Boardman, P. Egan; "Nonlinear Surface and Guided Polaritons of a General Layered Dielectric Structure", J. Phys., Vol. C-5, PP. 291-303, 1984.
- [10] C. T. Seaton, J. D. Valera, B. Svenson, G. I. Stegeman; "Comparison of Solutions for TM-Polarized Nonlinear Guided Waves", Opt. Lett., Vol. 10, No. 3, PP. 149-150, 1984.
- [11] U. Langbein, F. Lederer, H. E. Ponath; "Generalized Dispersion Relations for Nonlinear Slab-Guided Waves", Opt. Comm., Vol. 53, No. 6, PP. 417-420, 1985.
- [12] C. T. Seaton, J. D. Valera, R. L. Shoemaker, G. I. Stegeman, S. D. Smith, J. T. Chittwell; "Calculation of Nonlinear TE Waves Guided by Thin Dielectric Films Bounded by Nonlinear Media", IEEE, Vol. QE-21, No. 7, PP. 774-783, 1985.
- [13] A. D. Boardman, P. Egan; "S-Polarized Waves in a Thin Dielectric Film Asymmetrically Bounded by Optically Nonlinear Media", IEEE, Vol. QE-21, No. 10, PP. 1701-1713, 1985.
- [14] 里村、乗松; "非線形媒質を含む誘電体導波路における非線形TE波の伝搬", 昭61信学会総合全国大会, 726, 1986.
- [15] J. D. Valera et al.; "Power-Dependent Waveguide Phenomena with Liquid Crystal Claddings", IOOC-ECOC '85, Tech. Digest, 241, 1985.

RS86-4

導波管開口の近傍界測定による
多モード導波管のモード分析について

和田修己	井上 隆	内藤 出	中島将光
Osami WADA	Takasi INOUE	Izuru NAITO	Hasamitsu NAKAJIMA

京都大学工学部電子工学科

Dept. of Electronics, Faculty of Engineering, Kyoto University

1986年 7月18日

導波管開口の近傍界測定による 多モード導波管のモード分析について

和田修己 井上 隆 内藤 出 中島将光
Osami WADA Takasi INOUE Izuru NAITO Masamitsu NAKAJIMA

京都大学工学部電子工学科

Dept. of Electronics, Faculty of Engineering, Kyoto University

1. まえがき

大電力ミリ波による核融合プラズマのECR加熱 (Electron Cyclotron Resonance Heating) などにおいては、伝送系としてオーバーサイズ導波管が用いられる。大電力発振管であるジャイロトロン (gyrotron) の出力の円形TE_{0n}モードを円形導波管を用いて伝送し、曲り部などを経たのち、モード変換器^[1]や反射型アンテナ^[2]などで加熱に適した直線偏波のビームに変換し、プラズマ中に入射する。

ジャイロトロン出力モードは、普通、複数のTE_{0n}モードの混合である。これを適当なモードに変換するモード変換器を設計するうえで、変換器に入射する各モードの電力比及び位相差 (即ちモード分布) は重要なパラメータである。また、伝送系及びモード変換器の評価にあたっては、モード分布の測定が必要である。

従来、幾つかのモード分析法が提案されている^{[3][4]}。しかしこれらの多くは電力比のみを求めるものであり、モード間の位相差を求めることはできない。

位相差も同時に測定する簡単な方法としては、導波管内のある断面における電磁界を測定し、モードの直交性を利用してモード振幅を求める方法があるが、よほどオーバーサイズの導波管でないかぎり、測定のために導波管内に挿入するアンテナにより電磁界が乱されてしまい、正確な測定は困難である。

そこで、導波管開口から電磁波を放射させて、それを開口からある程度離れた点で測定し、その放射パターンよりモードを分析することが考えられる。円形導波管の遠方放射界 ($1/r$ に比例する界) の測定による分析は試みられている^[5]。ここでは、開口から文献[5]の理論には若干の誤りがあると思われる。

ら数波長程度の距離における近傍放射界の振幅と位相の測定から、モードを分析する方法について報告する。

2. モード分析の方法

2.1 導波管開口からの放射電磁界

等方一様で導電性のない媒質中の閉曲面 S で囲まれた領域 V 内の電磁界 $E(x', y', z')$, $H(x', y', z')$ は、 V 内に波源を含まないならば、境界 S 上の電磁界 $E(x, y, z)$, $H(x, y, z)$ と自由空間のグリーン関数 g を用いて次の積分で表わされる^[6]。図1参照。

$$E(x', y', z') = - \int_S \{ -j\omega \mu (\mathbf{n} \times \mathbf{H}) g + (\mathbf{n} \times \mathbf{E}) \times \nabla g + (\mathbf{n} \cdot \mathbf{E}) \nabla g \} dS \quad (1-a)$$

$$H(x', y', z') = - \int_S \{ j\omega \varepsilon (\mathbf{n} \times \mathbf{E}) g + (\mathbf{n} \times \mathbf{H}) \times \nabla g + (\mathbf{n} \cdot \mathbf{H}) \nabla g \} dS \quad (1-b)$$

$$g = e^{-jkr} / 4\pi r, \quad r = \sqrt{(x'-x)^2 + (y'-y)^2 + (z'-z)^2} \quad (1-c)$$

ただし、 \mathbf{n} は S の外向き単位法線ベクトルであり、また、 E, H 及びその一次導関数は S 上で連続であるものとする。時間因子は $e^{j\omega t}$ とし、以下では省略する。*

導波管開口からの放射を考える場合、閉曲面 S として、図2のように導波管開口 S_n とその延長の無限平面 S_b 及び開口から無限遠にある半球 S_c からなるものを考

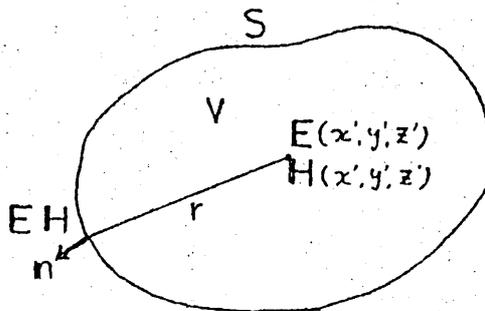


図1 Kirchhoff-Huygensの式のモデル

* 文献[6]のStrattonによる式は、時間因子 $e^{-j\omega t}$ を仮定しているのので、これ以後 $i \rightarrow -j$ なる置き換えを行なっている。又、彼は $\phi = e^{jkr} / r$ を用いているが、ここでは代りに $g = e^{-jkr} / 4\pi r$ を用いる。

える。このとき、式(1)の積分において S_c からの寄与は0である。さらに導波管寸法が波長に比べてある程度大きければ、Kirchhoffの近似として次の2つの仮定を用いるのが普通である。

(i) S_B 上の電磁界は S_A 上の電磁界に比べて小さいのでこれを0と置く。

(ii) S_n 上の電磁界 E_n, H_n は、導波管を伝搬してきたモードの電磁界の和とし、開口部における電磁界の乱れは無視する。

ところが、上のように決めた E_n, H_n 及びその一次導関数は導波管開口 S_n の周閉 C 上で不連続となるため、式(1)の前提を満たさない。これは周 C 上に連続の条件

を満たすような電磁荷あるいは電磁流の線分布を仮定することにより解決される。これを考慮に入れると、開口からの放射はKottlerにより得られた次式で表わされる⁽¹⁾。

$$E(x', y', z') = - \int_{S_n} \{ -j\omega \mu (\mathbf{n} \times \mathbf{H}_n) \mathbf{g} + (\mathbf{n} \times \mathbf{E}_n) \times \nabla \mathbf{g} + (\mathbf{n} \cdot \mathbf{E}_n) \nabla \mathbf{g} \} dS + (1/j\omega \epsilon) \int_C \nabla \mathbf{g} \mathbf{I}_n \cdot d\mathbf{s} \quad (2-a)$$

$$H(x', y', z') = - \int_{S_n} \{ j\omega \epsilon (\mathbf{n} \times \mathbf{E}_n) \mathbf{g} + (\mathbf{n} \times \mathbf{H}_n) \times \nabla \mathbf{g} + (\mathbf{n} \cdot \mathbf{H}_n) \nabla \mathbf{g} \} dS - (1/j\omega \mu) \int_C \nabla \mathbf{g} \mathbf{E}_n \cdot d\mathbf{s} \quad (2-b)$$

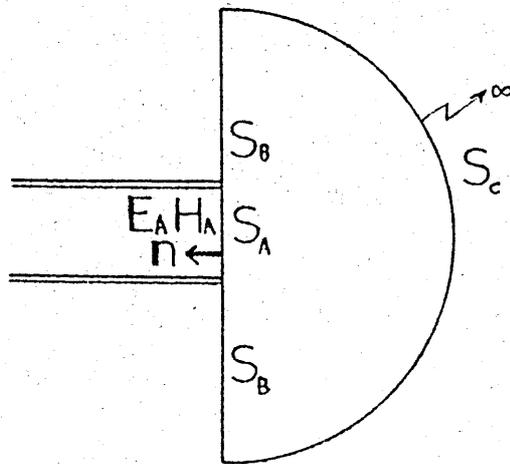


図2 Kirchhoffの近似のモデル

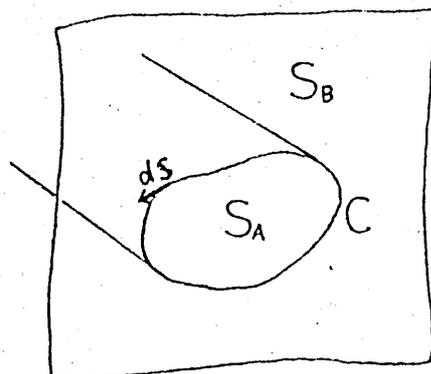


図3 導波管開口 S_n と周 C

ここに、 ds は図3に示すように、周C上の線要素である。

実際には、開口部で回折波が生じるため S_B 上の電磁界は0でなく、また開口面から導波管内への反射波が存在するため、仮定(i), (ii)は成立しないが、導波管がある程度オーバーサイズであれば回折は小さいため、式(2)が成立するとみなすことができる。

2.2 導波管内のモードとモード振幅

任意形状の断面を持つ一様な導波管を伝搬するモードの電磁界は、TEモード及びTMモードのモード関数と(複素)モード振幅をそれぞれ ψ^H_i, Λ^H_i 及び ψ^E_i, Λ^E_i として、次のように表現できる。ここに、 i はモード番号であり、 i_z は管軸方向の単位ベクトルを表わす。

[TEモード]

$$H^H_{z1} = \Lambda^H_i \psi^H_i \exp(-\gamma^H_i z) \quad (3-a)$$

$$H^H_{t1} = -(\gamma^H_i / k^H_{c1}) \nabla_t H^H_{z1} \quad (3-b)$$

$$E^H_{t1} = (j\omega \mu / k^H_{c1}) i_z \times \nabla_t H^H_{z1} \quad (3-c)$$

[TMモード]

$$E^E_{z1} = \Lambda^E_i \psi^E_i \exp(-\gamma^E_i z) \quad (4-a)$$

$$E^E_{t1} = -(\gamma^E_i / k^E_{c1}) \nabla_t E^E_{z1} \quad (4-b)$$

$$H^E_{t1} = -(j\omega \varepsilon / k^E_{c1}) i_z \times \nabla_t E^E_{z1} \quad (4-c)$$

ここでは、伝搬モードのみを扱うので、以下では $\gamma = j\beta$ とする。

モード振幅 Λ^H_i, Λ^E_i の位相をそれぞれ ϕ^H_i, ϕ^E_i と置く。即ち、

$$\Lambda^H_i = |\Lambda^H_i| \exp(j\phi^H_i), \quad \Lambda^E_i = |\Lambda^E_i| \exp(j\phi^E_i) \quad (5)$$

モード関数 ψ^H_i, ψ^E_i は、 $|\Lambda^H_i|^2$ 及び $|\Lambda^E_i|^2$ がそれぞれのモードの伝送電力を表わすように、以下のように正規化する。

TE及びTMモードの伝送電力 P^{TE} 及び P^{TM} は、それぞれ次式で表わされる。

$$P^{TE} = (\omega \mu \beta^H / 2k^H_{c1}) \int_S |H_{z1}|^2 dS \quad (6-a)$$

$$P^{TM} = (\omega \varepsilon \beta^E / 2k^E_{c1}) \int_S |E_{z1}|^2 dS \quad (6-b)$$

これに(3-a), (4-a)式を代入し、 $P^{TE} = |\Lambda^{H_i}|^2$, $P^{TM} = |\Lambda^{E_i}|^2$ とにおいて、次式をみたすように ψ^{H_i} , ψ^{E_i} をきめる。

$$\int_S (\psi^{H_i})^2 dS = 2k_{c_i}^2 / \omega \mu \beta^{H_i} \quad (7-a)$$

$$\int_S (\psi^{E_i})^2 dS = 2k_{c_i}^2 / \omega \varepsilon \beta^{E_i} \quad (7-b)$$

2.3 モード振幅の解法

導波管開口($z=0$ とする)における電磁界分布は、導波管内の伝搬モード電磁界の和として次のように書ける。TE及びTMの伝搬モード数をそれぞれ N_H, N_E とする。

$$E_n = \sum_{i=1}^{N_H} \Lambda^{H_i} E^{H_i} + \sum_{i=1}^{N_E} \Lambda^{E_i} E^{E_i} \quad (8-a) \quad H_n = \sum_{i=1}^{N_H} \Lambda^{H_i} H^{H_i} + \sum_{i=1}^{N_E} \Lambda^{E_i} H^{E_i} \quad (9-a)$$

$$\Lambda^{H_i} E^{H_i} = (E^{H_i})_{z=0} \quad (8-b) \quad \Lambda^{H_i} H^{H_i} = (H^{H_i} + i_z H^{H_i z})_{z=0} \quad (9-b)$$

$$\Lambda^{E_i} E^{E_i} = (E^{E_i} + i_z E^{E_i z})_{z=0} \quad (8-c) \quad \Lambda^{E_i} H^{E_i} = (H^{E_i})_{z=0} \quad (9-c)$$

式(8-b,c), (9-b,c)は、式(3), (4)より得られる各モードの電界および磁界の開口面上($z=0$)における値である。

式(8-a), (9-a)を式(2-a), (2-b)に代入すると、観測点(x', y', z')における電磁界 E, H が Λ^{H_i} 及び Λ^{E_i} の一次式として、次のように表わされる。

$$E = \sum_{i=1}^{N_H} \Lambda^{H_i} E^{H_i} + \sum_{i=1}^{N_E} \Lambda^{E_i} E^{E_i} \quad (10-a) \quad H = \sum_{i=1}^{N_H} \Lambda^{H_i} G^{H_i} + \sum_{i=1}^{N_E} \Lambda^{E_i} G^{E_i} \quad (10-b)$$

$$E^{H_i} = - \int_S n \{ -j\omega \mu (n \times H^{H_i}) g + (n \times E^{H_i}) \times \nabla g + (n \cdot E^{H_i}) \nabla g \} dS + (1/j\omega \varepsilon) \int_C \nabla g H^{H_i} \cdot ds \quad (11-a)$$

$$G^{H_i} = - \int_S n \{ j\omega \varepsilon (n \times E^{H_i}) g + (n \times H^{H_i}) \times \nabla g + (n \cdot H^{H_i}) \nabla g \} dS - (1/j\omega \mu) \int_C \nabla g E^{H_i} \cdot ds \quad (11-b)$$

F^{H_i}, G^{H_i} はモード振幅1のTE_iモードの開口面電磁界 E^{H_i}, H^{H_i} による観測点 (x', y', z') における電磁界、また F^{E_i}, G^{E_i} はモード振幅1のTM_iモードの開口面電磁界 E^{E_i}, H^{E_i} による観測点 (x', y', z') における電磁界である。

式(10)は $(N_H + N_E)$ 個の未知数(複素数) Λ^{H_i} 及び Λ^{E_i} をもつ一次式である。従って、適当に独立な観測点を定めて、式(10)の E 又は H のいずれかの成分を測定し、 $(N_H + N_E)$ 個の独立な式を得れば、これを複素係数の連立一次方程式として解くことで、導波管内伝搬モードの振幅および位相を得ることができる。

ただし、測定する電磁界は複素数として、振幅および位相の両方を同時に測定する必要がある。もし振幅のみを測定するのであれば、複素数であるモード振幅を決定するためには $2(N_H + N_E)$ 個の測定値を用い、しかも解くべき方程式は非線形方程式となるので、簡単には解けなくなり好ましくない。

2.4 方形導波管の場合

断面寸法が $a \times b$ の方形導波管の場合、TE_{mn}及びTM_{mn}モードの k_c 及び β は、次のように書ける。

$$k_{c_{mn}}^2 = k_{E_{mn}}^2 = k_{H_{mn}}^2 = k_x^2 + k_y^2 \quad (12-a)$$

$$k_x = m\pi/a, \quad k_y = n\pi/b \quad (12-b)$$

$$\beta_{mn} = \beta_{E_{mn}} = \beta_{H_{mn}} = \sqrt{k^2 - k_{c_{mn}}^2} \quad (12-c)$$

$x=0, a$ 及び $y=0, b$ における境界条件と式(7-a, b)を考慮すると、TE_{mn}及びTM_{mn}モードのモード関数 ψ_{mn}^H, ψ_{mn}^E は次のようになる。

$$\psi_{mn}^H = \frac{2\sqrt{2}k_{c_{mn}}}{\sqrt{\omega \mu \beta_{mn} a b \epsilon_m \epsilon_n}} \cos k_x x \cos k_y y \quad (m \neq 0 \text{ 又は } n \neq 0) \quad (13-a)$$

$$\epsilon_m = \begin{cases} 2 & (m=0) \\ 1 & (m \neq 0) \end{cases}$$

$$\psi_{mn}^E = \frac{2\sqrt{2} k_{cmn}}{\sqrt{\omega \mu \beta_{mn} a b}} \sin k_x x \sin k_y y \quad (m \neq 0 \text{ かつ } n \neq 0) \quad (13-b)$$

これを(3),(4)に代入して各モードの開口面電磁界 E_{ni}, H_{ni} が求まり、さらにこれを式(11)に代入して式(10)の F, G が求まる。

実際には、この全てを求める必要はなく、例えば式(10-a)の E のうち E_x 及び E_y を求めれば十分である。測定にはダイポールアンテナ等を用い、 x 方向又は y 方向の偏波成分の振幅と位相を求める。

特に、伝搬モードを TE_{m0} モード ($m=1, 2, 3, \dots$) に限ると、 $y' = b/2$ の面上の電界は E_y のみとなり、これを測定する事によりモード分析が行なえる。

TE_{m0} のモード関数 ψ_{m0}^H は式(12-a)より

$$\psi_{m0}^H = \frac{2 k_x}{\sqrt{\omega \mu \beta_{m0} a b}} \cos k_x x \quad (14)$$

従って式(3)より

$$E_{Am0}^H = E_{ym0} i_y$$

$$E_{ym0} = j \frac{-2}{\sqrt{a b}} \sqrt{\frac{\omega \mu}{\beta_{m0}}} \sin k_x x \quad (15)$$

$$H_{Am0}^H = H_{xm0} i_x + H_{zm0} i_z$$

$$H_{xm0} = j \frac{2}{\sqrt{a b}} \sqrt{\frac{\beta_{m0}}{\omega \mu}} \sin k_x x = - \frac{\beta_{m0}}{\omega \mu} E_{ym0}$$

$$H_{zm0} = \psi_{m0}^H \quad (16)$$

このとき、式(10-a),(11-a)より E_y は次のように書ける。

$$E_y = \sum_{m=1}^{\infty} A_{m0}^H F_{ym}^H \quad (17-a)$$

$$F_{ym}^H = \int_0^a \int_0^b \left\{ -j \omega \mu \epsilon H_{xm0} + \frac{\partial \epsilon}{\partial z} E_{ym0} \right\} dx dy$$

$$+ \frac{1}{j \omega \epsilon} \int_0^a \left\{ \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial y} H_{xm0} \right)_{y=0} - \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial y} H_{xm0} \right)_{y=b} \right\} dx$$

$$= \int_0^a \int_0^b \left\{ j\beta_{m0} \epsilon + \frac{\partial g}{\partial z} \right\} E_{ym0} dx dy$$

$$- \frac{\beta_{m0}}{jk^2} \int_0^a \left\{ \left(\frac{\partial g}{\partial y} \right)_{y=0} - \left(\frac{\partial g}{\partial y} \right)_{y=b} \right\} E_{ym0} dx \quad (17-b)$$

従って、伝搬モードの数と同じ N_0 個の点における E_y の観測値から式(17-a)の連立一次方程式を解いて、モード振幅 Λ_m を求めることができる。

3. 測定および分析結果

2-4節で述べた方形TE_{m0}モードのみが伝搬する場合について近傍界測定を行ない、モード分析を試みた。

3.1 測定系の概略

測定系を図4に示す。周波数は9.2GHz($\lambda = 32.6\text{mm}$)である。多モード導波管としては、 $48.4\text{mm} \times 10.2\text{mm}$ (WRJ-10の横幅のみ約2倍にしたもの)及び $58.1\text{mm} \times 29.1\text{mm}$ (WRJ-4)を用いた。

ステッピングモーターで駆動するx-y二軸駆動装置(可動範囲約 $200\text{mm} \times 200\text{mm}$)にプローブアンテナを取り付け、多モード導波管の管軸に垂直な面内でアンテナを走査させ、一定間隔(本実験では 1mm 間隔)で電界 E_y を検出する(図中②)。一方、発振器出力の一

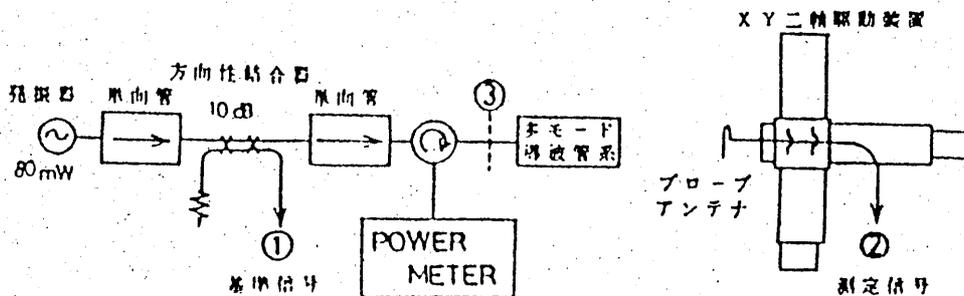


図4 測定系

部を基準信号として取り出し(図中①)、これにより測定信号の振幅および位相の相対値を求める。信号①、②の比較は Network Analyzer 及び S-parameter Test Set を用いて行ない、この出力をAD変換器を通じてパーソナル・コンピュータに取込み、解析データとする。S-parameter Test Set には図5に示すように信号①、②を加え、 S_{21} の振幅および位相を測定値とする。

プローブアンテナは、偏波特性が良く E_{θ} のみを検出でき、また同軸セミリジッドケーブルに接続することを考慮して、図6のような半波長折り返しダイポールアンテナ^[1]を用いた。

なお、駆動装置等の測定器具や机面等からの反射波の影響をおさえるため、電波吸収体(ECCOSORB CV)を用いている。

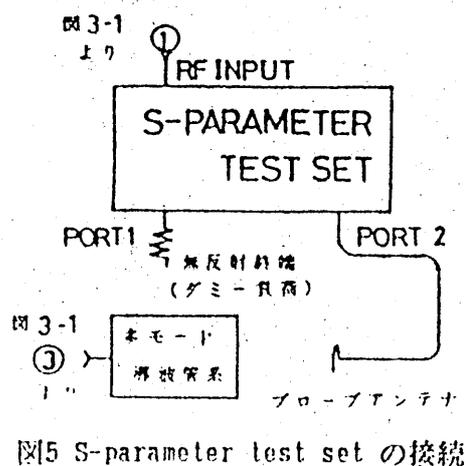


図5 S-parameter test set の接続

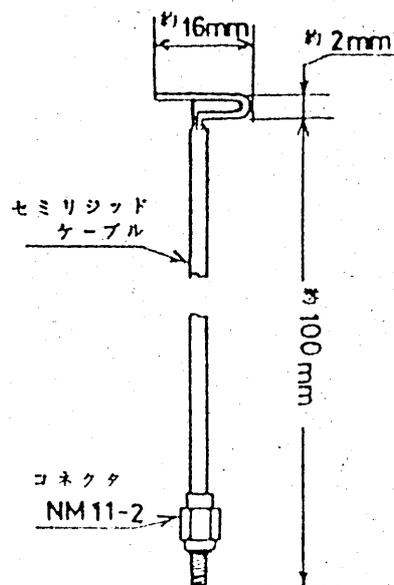


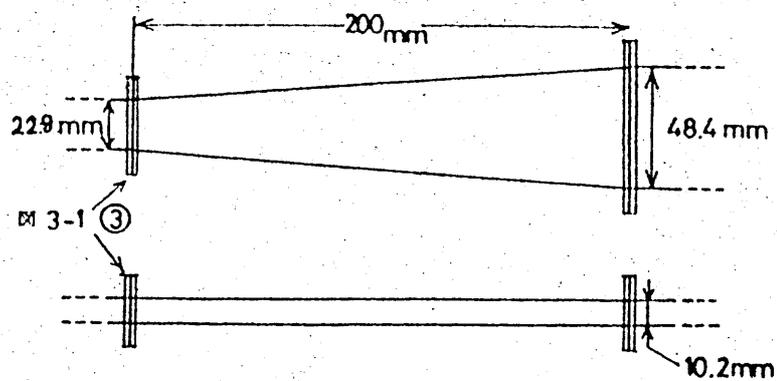
図6 半波長折り返しダイポールアンテナ

3.2 単一モード測定

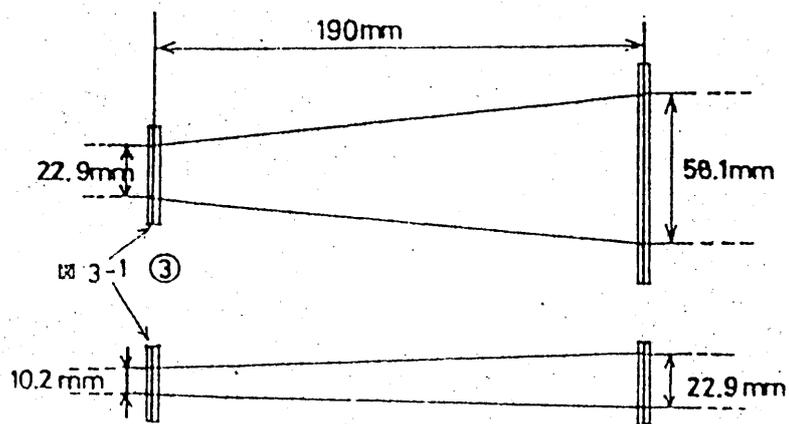
導波管開口の近傍界を測定する場合は、厳密にはアンテナと導波管の相互作用、すなわちアンテナによる電磁界の反射や散乱及び多重反射などを考慮する必要があるが、本

報告ではこれらを無視している。そこで、近傍界の測定値と式(2)による理論値がどの程度一致するか調べるために、TE₁₀モードのみの放射界を測定し、そのパターンを理論値と比較した。

X-バンドの基本導波管22.9mm×10.2mm(WRJ-10)から測定に用いる48.4mm×10.2mm(以下、WRJ-10×2と呼ぶ)、及び58.1mm×29.1mm(WRJ-4)への接続には、図7のようなテーパ導波管を用いた。



テーパー(a) WRJ-10→WRJ-10×2



テーパー(b) WRJ-10→WRJ-4

図7 実験に用いたテーパ導波管

まず、WRJ-10×2について、開口面からの距離 z が32mm($\approx \lambda$), 65mm($\approx 2\lambda$), 98mm($\approx 3\lambda$)の面上で測定した結果を図8,9,10に示す。座標系は導波管開口の中心を原点とし、測定値、理論値ともピークで正規化している。位相は良く一致しているが、振幅に関しては、 $z = 32\text{mm}$, 65mmの場合は、管軸から離れたところで測定パターンが理論値に対して持ち上がったようになっている。

これは、実際には管軸正面($x = 0$)付近ではアンテナによる反射の影響が大きく、測定値が小さめになっているのをピーク値で正規化したために、周辺部でずれていると考えられる。 $z = 98\text{mm}$ のときは測定値と理論値は良く一致する。

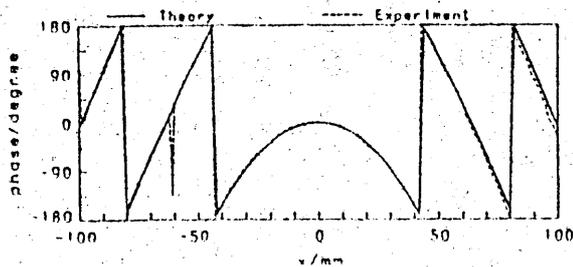
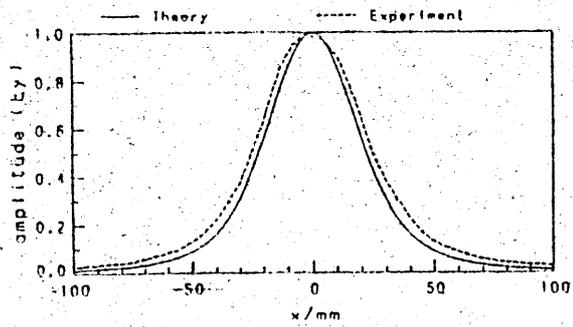
WRJ-4の開口からの $z = 98\text{mm}$ における放射パターンの測定値と理論値を図11に示す。この場合も、中心部、周辺部ともに良く一致しており、反射による影響は小さいと考えられる。しかし、この実験に用いたWRJ-10→WRJ-4のテーパの寸法及び対称性の精度が良くないため、測定パターンに非対称なずれが生じている。これに関しては、次節で検討する。

いずれの場合も、 $z = 98\text{mm}$ ($\approx 3\lambda$)程度で測定値と理論値がほぼ一致する。これ以上離れると雑音による影響が大きくなることや、測定範囲が約200mmしかないことを考慮して、次節以下のモード分析の実験では主に $z = 98\text{mm}$ の測定データを用いる。

ただし、この距離は波長のみにより決めるのではなく、導波管がどの程度オーバーサイズであるか、すなわち導波管寸法を a, b としたとき $a/\lambda, b/\lambda$ がどの程度の値であるかにより変化し、オーバーサイズになる程遠くで測定するのが望ましいと考えられる。

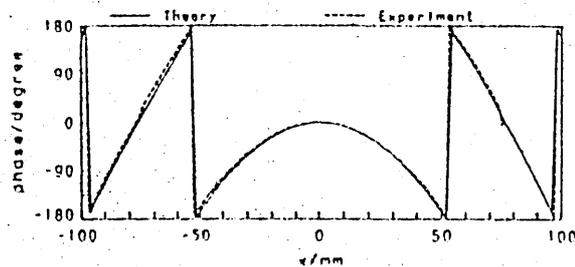
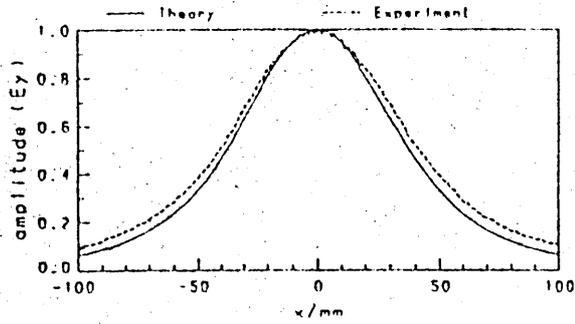
3.3 テーパー導波管出力のモード分析

実験に用いた図7(a), (b)のテーパは、9.2GHzにおいては、入力端では TE_{10} の単一モードのみが伝搬モードであるが、出力端では、(a)は TE_{10}, TE_{20} の2モード、(b)は $TE_{10}, TE_{20}, TE_{30}, TE_{01}, TE_{11}, TM_{11}, TE_{21}, TM_{21}$ の8モードが伝搬モードとなる。従って、テーパ部や直導波管との接合部で高次モードが発生することが考えられる。そこで、このテーパの出力についてモード分析を行なった。



$f = 9.26\text{GHz}$, $a = 48.4\text{mm}$, $b = 10.2\text{mm}$, $z = 32.0\text{mm}$

図8 近傍界パターン : $48.4\text{mm} \times 10.2\text{mm}$, $z = 32\text{mm}$



$f = 9.26\text{GHz}$, $a = 48.4\text{mm}$, $b = 10.2\text{mm}$, $z = 65.0\text{mm}$

図9 近傍界パターン : $48.4\text{mm} \times 10.2\text{mm}$, $z = 65\text{mm}$

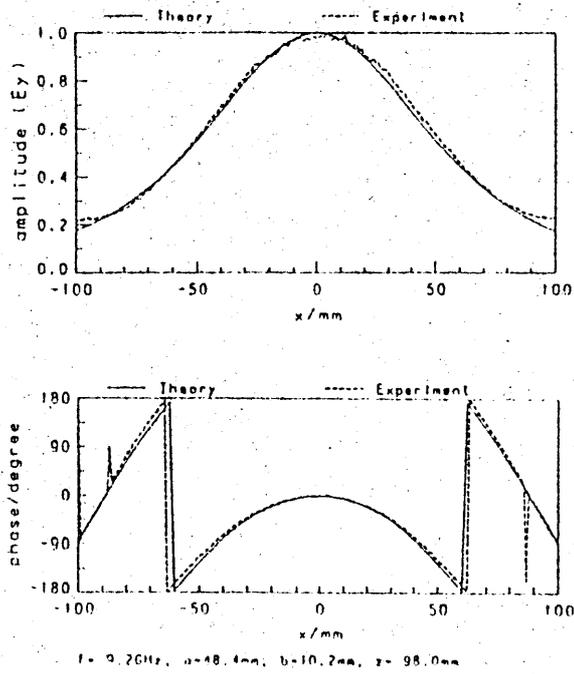


図10 近傍界パターン : 48.4mm×10.2mm, z=98mm

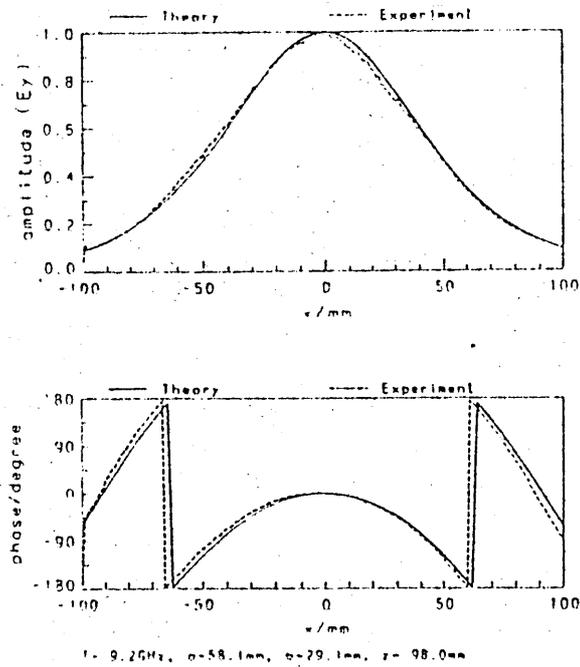


図11 近傍界パターン : 58.1mm×29.1mm, z=98mm

表1 テーパー導波管のモード分析結果

テーパー(a)				テーパー(b)				
POINT(mm)		TE10	TE20	POINT(mm)		TE10	TE20	TE30
(I)	30 -30	99.9	0.1(102)	(I)	0 30 -30	97.9	1.6(-4)	0.5(-16)
	50 -50	100.0	0.0(----)		0 50 -50	97.9	1.8(9)	0.3(-69)
	30 -50	99.6	0.4(26)		0 30 -50	97.5	1.9(-5)	0.6(-32)
	50 -30	99.8	0.2(165)		0 50 -30	98.3	1.5(8)	0.1(-76)
(II)	0 50	98.0	2.0(169)	(II)	0 30 50	94.3	2.6(-38)	3.1(-150)
	0 -50	97.5	2.5(3)		0 -30 -50	97.7	0.8(-2)	1.6(-32)
	0 30	97.9	2.1(148)					
	0 -30	98.7	1.3(-12)					
(III)	30 50	97.7	2.3(-161)					
	-30 -50	95.1	4.9(19)					

%(度)

テーパー(a), (b)それぞれについての分析結果を表1(a), (b)に示す。ただしテーパー(b)については、厚み方向の変化は緩やかであるので、簡単のため、出力端でのモードをTE₁₀, TE₂₀, TE₃₀に限定している。

まず、テーパー(a)については、TE₁₀モードがほぼ100%であると言える。伝搬モードが2つであるから、2つの点における測定値を用いてモード分析を行なうが、分析に用いた点は、管軸上を原点として、 $x = 0\text{mm}$, $\pm 30\text{mm}$, $\pm 50\text{mm}$ から2点を選んでいる。表中の(I)は管軸の左右から各1点を選んだ場合で、測定データがほぼ左右対称である事から、TE₁₀モードがほぼ100%という結果が出ている。表中(II)は $x = 0\text{mm}$ とそれ以外の1点を選んだ場合で、対称性を用いずに分析を行なうため、測定誤差の影響を若干受けているものと思われる。(III)は、右半分あるいは左半分から2点を選んだ場合で、近くの2点から全体を分析しようとしている事になり、誤差は大きいと考えられる。

テーパー(b)については、伝搬モードを3としているので、 $x = 0\text{mm}$ の点と $x = \pm 30\text{mm}$, $\pm 50\text{mm}$ から2点の合計3点を選んで分析を行なった。テーパー(a)と同様、測定点を管軸

正面の左右両方から選んだ場合(I)は誤差が小さく、分析結果は TE_{10} :97.9%, TE_{20} :1.7%, TE_{30} :0.4%, 誤差 $\pm 0.4\%$ の範囲に収まっている。管軸正面から右半分あるいは左半分のみから分析した結果(II)は誤差が大きいと考えられる。

テーバーのモード分析結果は、次のようにまとめられる。

テーバー(a)は精度良く左右対称に作られており、9.2GHzでは TE_{30} モードがカットオフであるので、 TE_{10} がほぼ100%出力されている。テーバー(b)は、若干の非対称性があるために TE_{20} モードが約2%発生しているが、 TE_{30} モードはほとんど発生せず、 TE_{10} モードが約98%となっている。分析誤差は1%以下と思われる。

3.4 段差のある導波管のモード分析

図12の寸法の目面内の段差のある導波管の出力モードを分析した。出力側導波管の寸法はテーバー(a)の寸法と等しく、伝搬モードは TE_{10} , TE_{20} の2つである。分析結果を表2に示す。測定点は、テーバーの場合と同様に選んでいる。表中(I)では分析結果の平均が TE_{10} :23.5%, TE_{20} :76.5%、表中(II)では TE_{10} :26.7%, TE_{20} :73.3%であるが、結果のばらつきは(I)2.7%, (II)4.1%であり、(I)の結果の方が正確であると思われる。

モード分析に用いた近傍放射界($z = 98\text{mm}$)の測定値と、(I)の分析結果 TE_{10} :23.5%, TE_{20} :76.5%(位相 123°)により再構成した放射界パターンを重ねて、図13に示す。中央部では、振幅・位相ともに良く一致している。

ちなみに、この段差をモード整合法により解析すると、 TE_{10} :45.2%、 TE_{20} :54.6%、位相差 -44° (TE_{10} を 0° とする)となり、分析結果と一致しないが、これは次のように考えられる。Waveguide Handbook^[9]によると、この寸法の導波管の開口においては約7~10%程度の反射があると見積られ、開口と段差部で多重反射が生じる。そのため、管内のモード分布は、開口面における反射がないとしたときの値からずれる。導波管寸法がもっと大きい場合には、分析結果は理論値とよく合うはずである。

表2 段差のある導波管のモード分析結果

	POINT(mm)		TE 10	TE 20
(I)	30	-30	23.4	76.6(123)
	50	-50	23.1	76.9(122)
	30	-50	25.0	75.0(123)
	50	-30	22.3	77.7(123)
(II)	0	50	28.6	71.4(132)
	0	-50	26.2	73.8(124)
	0	30	27.5	72.5(129)
	0	-30	24.5	75.5(123)
(III)	30	50	36.6	63.4(145)
	-30	-50	22.6	77.4(125)

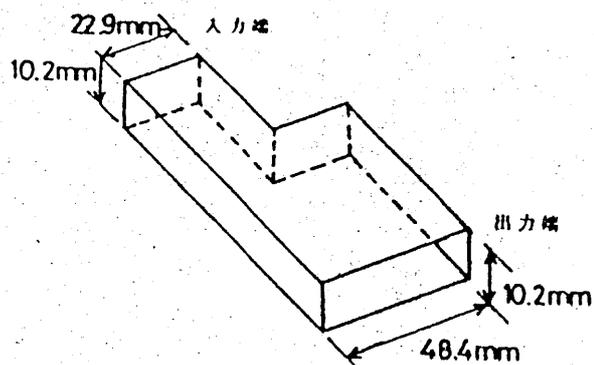


図12 段差のある導波管

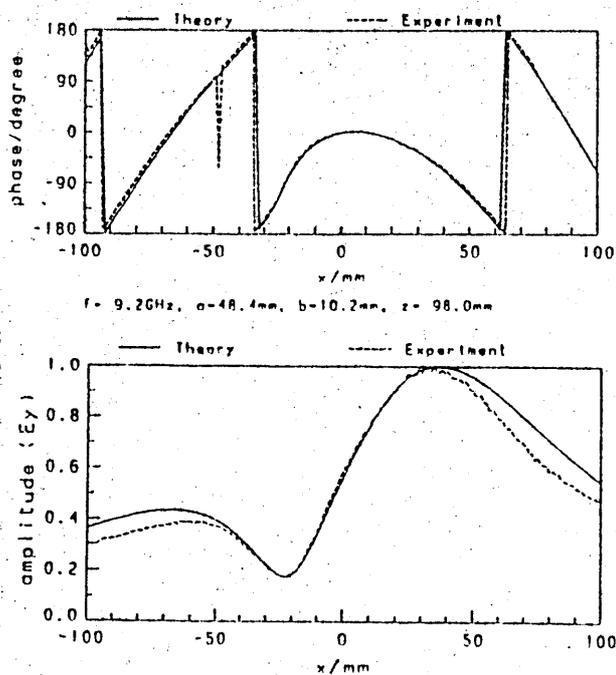


図13 近傍界パターン：段差のある導波管 z=98mm

表3 H面内円形90° ベント(WRJ-4)モード分析結果

	POINT(mm)			TE10	TE20	TE30
(I)	0	30	-30	89.6	6.3(118)	4.1(-84)
	0	50	-50	90.8	6.2(111)	3.0(-79)
	0	30	-50	88.9	6.4(115)	4.6(-80)
	0	50	-30	91.6	6.1(115)	2.3(-82)
(II)	0	30	50	90.7	9.3(122)	0.0(---)
	0	-30	-50	88.2	5.9(112)	6.9(-72)

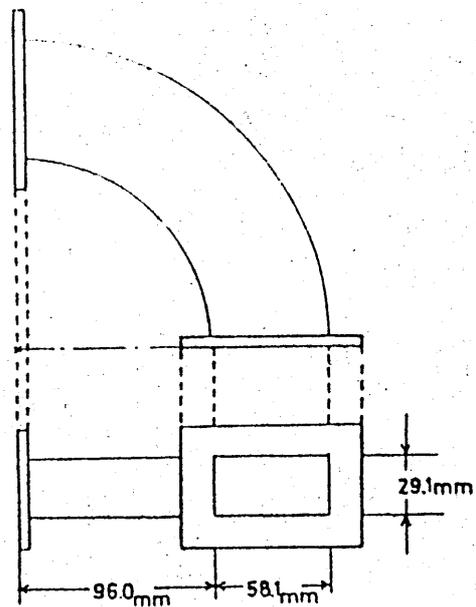


図14 WRJ-4 Hベンド

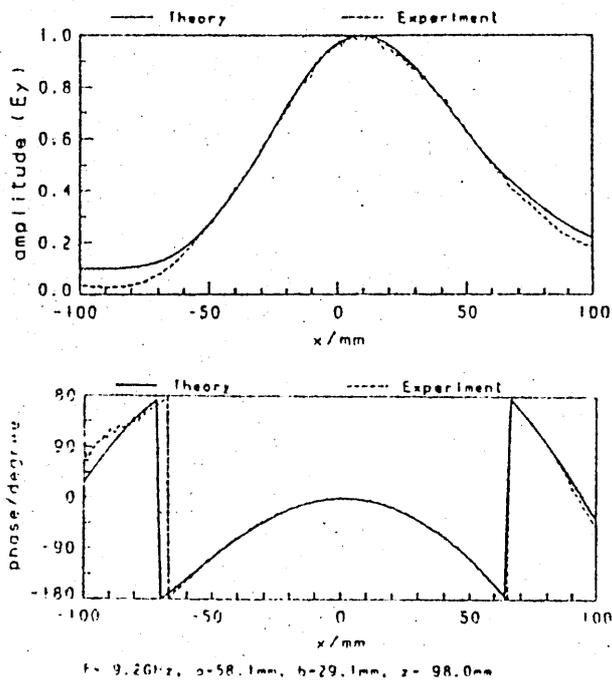


図15 近傍界パターン：WRJ-4 Hベンド

3.5 H面内円形90° ベンド(WRJ-4)

前述のWRJ-10→WRJ-4テーパ導波管(図7(b)及び3.3節参照)の先に図14のような内半径96mmのH面内90° ベンドを取り付け、その出力のモードを分析した。3.3節でふれたようにテーパの出力モードはTE₁₀:98%、TE₂₀:2%と考えられる。一方、ベンドの入射モードが100%TE₁₀であったと仮定した場合に、ベンド出力モードを理論計算すると^[10]TE₁₀:88.75%、TE₂₀:10.25%(位相108.0°)、TE₃₀:0.99%(位相-88.5°)である。

分析に用いた測定点は3.3節でテーパ(b)の分析に用いたのと同じ、 $x=0\text{mm}$ 、 $\pm 30\text{mm}$ 、 $\pm 50\text{mm}$ である。結果を表3に示す。表中(II)は前述のように誤差が大きいと考えられるが、(I)の結果は電力のばらつきが2.7%以下であり、ほぼ正しいものと思われる。この分析結果を平均すると、TE₁₀:90.2%、TE₂₀:6.3%(位相115°)、TE₃₀:3.5%(位相-81°)となり、3%程度の誤差が含まれているとすれば、正しい解析結果であると言える。再構成したパターンと測定されたパターンを図15に示す。

4. まとめ

導波管開口の近傍界測定による多モード導波管のモード分析法について、Kirchhoffの近似に開口の周上における補正を加えた形で定式化した。また、方形TE_{mo}モードのみが伝搬している場合について、実際に測定した近傍界のデータからモードの振幅および位相を決定し、その結果から再構成した近傍界パターンと実測したパターンを比較した。

導波管の寸法がある程度大きい場合には、理論値と一致するモード分析結果が得られた。しかし、方形導波管の厚み方向の寸法が小さい場合には、分析結果は理論計算により得られるモード分布と一致しない。これは、主に開口部における反射の影響と考えられる。従って、ここで提案した方法でモードの分析を行なう場合は、測定対象の導波管は十分にオーバーサイズであることが必要である。

再構成したパターンは、管軸方向では振幅・位相ともに実測値と良く一致するが、周辺部では若干のずれが生じる。この原因が、プローブアンテナの特性によるのか、アンテナからの反射の影響か、あるいは放射界を求める式自体に問題があるのか、今後明らかにする必要がある。

また、分析に用いる測定点の選び方についても、さらに検討が必要である。本報告では、未知数の数だけの測定データを用いて連立一次方程式を解くことによりモード振幅を決定したが、データの数を更に増やして、最小二乗的にモード振幅を決定することも、誤差を小さくするために、有効であると考えられる。

近傍界の測定に当たっては、プローブアンテナが被測定電磁界に与える影響を避けることは難しいが、本報告ではアンテナを開口からある程度離す事でこの影響を無視している。しかし、より厳密な分析のためには、アンテナの効果を検討に入れる必要がある。今後の検討課題である。

参考文献

- [1] M. Thumm : "High-power millimetre-wave mode converters in circular waveguides using periodic wall perturbations", Int. J. Electronics, 57, 6, pp.1225-1246 (1984) など
- [2] O. Wada, M. Nakajima : "Reflector Antennas for Electron Cyclotron Resonance Heating of Fusion Plasma", Proc. of 1985 Int. Sympo. on Antennas and Propagation, Japan, pp.153-156 (1985)
- [3] 小口文一 : "マイクロ波およびミリ波回路" p.406 (丸善, 1964)
- [4] 村田久 : "基準発生法によるミリ波不要モード測定法", 信学論(B), J59-B, 11, pp.535-542 (1976)
- [5] Z. X. Zhang, M. Thumm, R. Wilhelm : "Far field radiation patterns from open-ended oversized circular waveguides and identification of multimode outputs of gyrotrons", IPF-83-5, Institute für Plasmaforschung der Universität Stuttgart (1983)

- [6]ストラットン (桜井時夫 訳) : "電磁理論", p.396 (オーム社, 昭和18年) :
(原著)J.A.Stratton : "Electromagnetic Theory", (1941)
- [7]文献[6] p.398
- [8]内田英成 : "半折返空中線とその応用について", 信学誌, 35, 12, PP.541-544 (昭和27年)
- [9]N.Marcuvitz : "Waveguide Handbook" pp.179-193, McGRAW-HILL (1951)
- [10]木下彰 : "方形導波管のH面内円形曲りによるモード変換", 京都大学工学部電子工学科卒業論文 (昭和58年)

輻射科学研究会資料

(RS86-5)

金属基板誘電体格子への表面波の
励振と無反射条件

山北次郎， 六島 克

(大阪府立大学 工学部)

昭和61年7月18日

於 関西大学 工学部

金属基板誘電体格子による 入射平面波の完全吸収条件

山北次郎, 六島克

(大阪府立大学 工学部)

1. まえがき

光波領域で複素誘電率を呈する金属格子による回折波は, TM波入射に対し, 表面プラズモンが発生し回折波の強度が急峻に変化する異常回折現象が生じることが物理学の分野で古くからよく知られていた. 又, 異なる種類の異常回折がTE波入射に対しても発生することが知られている. 近年, A.Hessel と A. A. Olinerら⁽¹⁾は格子領域を等価インピーダンス表面で代用することによって異常回折現象を理論的に解明し, これらの異常回折現象は表面波の励起現象の結果であることを示した. 更に, M.Neviere と R.Petitら^{(2), (3)}は異常回折の起こる入射角の理論的予測法を示し, 同時に, 誘電体でコーティングされた金属格子による無反射状態の実現性について報告している. 又, 平面波入射による誘電体格子の表面波励起に関し, 山内⁽⁴⁾は Mathieu 関数を用いて, S.L. Chuang と J.A.Kongら^{(5), (6)}は拡張境界条件による積分方程式を用いた解析法とその詳細な数値結果を報告し, 小倉, 中山ら⁽⁷⁾は金属の不規則表面による表面プラズモンの発生とこれに伴う散乱波の急峻な変化の解析法を報告した.

一方, 誘電体格子による電磁波の散乱並びに導波問題に関する高精度な数値解法として, 空間高調波展開法⁽⁸⁾⁻⁽¹¹⁾や Fourier級数展開法^{(12), (13)}と呼ばれる算法が良く知られている. 空間高調波展開法は屈折率変調形格子に対しては, 数少ない展開項数で実質的な厳密解が得られ, しかも, 斜め周期構造の誘電体格子^{(14), (15)}や異方性媒質を含む誘電体格子⁽¹⁶⁾, 更に, 格子ベクトルの方向が3次元的に任意方向の場合^{(17), (18)}にも適用可能な解法である.

本報告では金属基板上に設けられた誘電体格子への複素波入射による散乱問題の空間高調波展開法を用いた解析法を示している. 特に, 複素波入射による

散乱問題と誘電体格子の導波問題である漏れ波解析との関係を明確にし、鏡面反射波の電力がなくなる無反射状態が特定の条件下に存在することを示し、更に、金属基板誘電体格子では、入射平面波の電力が全て金属基板上の熱損失として消費される完全吸収状態になることを示している。又、金属基板誘電体格子による入射波電力の完全吸収状態は、外部励振による散乱問題と内部共振解としての表面波や漏れ波による導波問題との関連性についても検討を加えている。

尚、本報告はTE, TM両波に対して定式化されている。

2. 問題の設定

本報告で取り扱う誘電体格子は図1に示す様な誘電体基板上に配置された屈折率変調形誘電体格子であり、誘電率変化の方向がx軸から θ だけ傾いており、y方向には一様である。領域Iは空気層で入射波が角度 θ_i で領域IIの格子層に入射する。領域IIIは無損失誘電体だけでなく金属のような損失誘電体の場合も取り扱う。但し、領域I, II, IIIの全てが損失誘電体であっても数式上の扱いは差し支えない。今、時間因子は $\exp(j\omega t)$ を採用し、空間変数 (x, z) を全て波数 $k_0 = 2\pi/\lambda$ で規格化し、 $k_0 x \rightarrow x$, $k_0 z \rightarrow z$, $k_0 r \rightarrow r$ と簡略化すれば、Maxwellの方程式は空間変数の規格化、及び、 $\mu = 1$ によって

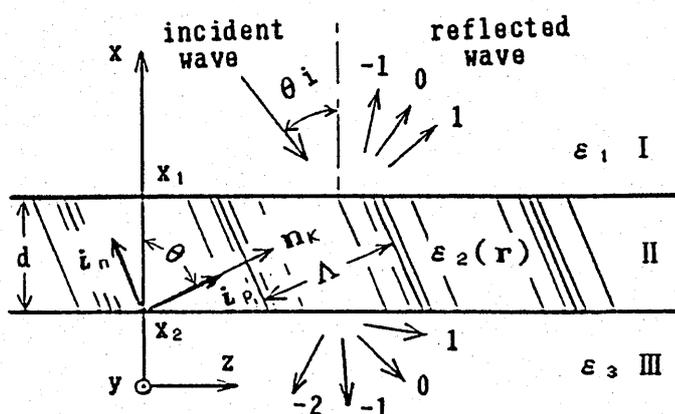


図1 屈折率変調形誘電体格子の構造。

$$\text{curl} \sqrt{Y_0} \mathbf{E} = -j \sqrt{Z_0} \mathbf{H} \quad (1)$$

$$\text{curl} \sqrt{Z_0} \mathbf{H} = j \epsilon(\mathbf{r}) \sqrt{Y_0} \mathbf{E} \quad (2)$$

但し,
$$Y_0 = 1 / Z_0 = \sqrt{\epsilon_0 / \mu_0} \quad (3)$$

で表される。更に、周期 Λ の誘電体格子の比誘電率分布 $\epsilon_2(\mathbf{r})$ は、展開打ち切り次数 N_f の Fourier 展開によって精度良く近似できるものとすれば

$$\epsilon_2(\mathbf{r}) = \sum_{m=-N_f}^{N_f} b_m \exp(jm \mathbf{n}_K \cdot \mathbf{r}) \quad (4)$$

但し,
$$\mathbf{n}_K = i_x p + i_z s, \quad |\mathbf{n}_K| = n_K = \lambda / \Lambda, \quad (5)$$

$$p = n_K \cos \theta, \quad s = n_K \sin \theta \quad (6)$$

で表すことができる。但し、 i_x, i_z は、それぞれ x, z 方向の単位ベクトル、 b_m は m 次の Fourier 係数であり、 \mathbf{n}_K は規格化された格子ベクトルである。尚、入射角 θ_1 は複素角とし

$$s_0 = \sqrt{\epsilon_1} \sin \theta_1 = \beta / k_0 + j \alpha / k_0 \quad (7)$$

なる z 方向の規格化複素伝搬定数 s_0 を用いることにより、誘電体格子による光波の散乱問題と導波問題とを統一的に取り扱うことにする。

3. 電磁界の空間高調波展開

格子領域内の波動関数 $\Psi(\mathbf{r})$ は、構造の周期性より、波動関数の周期方向変化因子に Floquet の定理が成立するから、周期に垂直方向の規格化伝搬定数を γ とする変数分離表示によて

$$\Psi(\mathbf{r}) = \exp(-j u_0 i_p \cdot \mathbf{r}) \psi(i_p \cdot \mathbf{r}) \cdot \exp(-j \gamma i_n \cdot \mathbf{r}), \quad (8)$$

$$\psi\{\mathbf{r} + i_p k_0 \Lambda\} = \psi(\mathbf{r}) \quad (9)$$

と表すことができる。但し、 u_0 は定数であり、単位ベクトル i_p, i_n は、

$$i_p = i_x \cos \theta + i_z \sin \theta, \quad i_n = i_x \sin \theta - i_z \cos \theta \quad (10)$$

で示される。今、式(8)に変数 κ, s_0 による変数変換

$$\kappa = \gamma \sin \theta + u_0 \cos \theta, \quad s_0 = -\gamma \cos \theta + u_0 \sin \theta \quad (11)$$

を行えば、式(8)の波動関数 $\Psi(\mathbf{r})$ は

$$\Psi(x, z) = \exp\{-j(\kappa x + s_0 z)\} \psi(\mathbf{r}) \quad (12)$$

となる。今、周期関数 $\psi(\mathbf{r})$ が展開打ち切り次数を M とする Fourier 展開

$$\psi(\mathbf{r}) = \sum_{n=-M}^M f_n \exp\{-j m \mathbf{n}_K \cdot \mathbf{r}\} \quad (13)$$

で表現できれば、式(12)に代入することにより

$$\Psi(x, z) = \exp(-j \kappa x) \sum_{n=-M}^M f_n \exp[-j\{m p x + (s_0 + m s) z\}] \quad (14)$$

なる波動関数の空間高調波展開による表示式が得られる。格子領域における電磁界の各成分 $E_i, H_i (i=x, y, z)$ を全て式(14)の空間高調波により展開表示することにし、改めて、それぞれに e_{im}, h_{im} なる展開係数を与え

$$\begin{bmatrix} \sqrt{Y_0} E_i \\ \sqrt{Z_0} H_i \end{bmatrix} = \exp(-j \kappa x) \sum_{n=-M}^M \begin{bmatrix} e_{im} \\ h_{im} \end{bmatrix} \exp[-j\{m p x + (s_0 + m s) z\}] \quad (15)$$

のように表すことにする。次に、電磁界の接線成分に関与する展開係数から、TE, TM 両波に対応する $(2M+1)$ 元の列ベクトル

$$\mathbf{e} = \begin{cases} [e_{y-n} \cdots e_{y0} \cdots e_{yM}]^t & \text{(TE-waves)} \\ [e_{z-n} \cdots e_{z0} \cdots e_{zM}]^t & \text{(TM-waves)} \end{cases} \quad (16)$$

$$\mathbf{h} = \begin{cases} [h_{z-n} \cdots h_{z0} \cdots h_{zM}]^t & \text{(TE-waves)} \\ [h_{y-n} \cdots h_{y0} \cdots h_{yM}]^t & \text{(TM-waves)} \end{cases} \quad (17)$$

を作り、更に、電磁界の空間高調波展開式(15)を Maxwell の方程式(1),(2)に代入し、両辺に $\exp\{j m \mathbf{n}_K \cdot \mathbf{r}\}$ を乗じて積分して、格子の比誘電率分布 $\epsilon_2(\mathbf{r})$ の Fourier 展開式(4)を用いれば、格子領域内の電磁界は結局次式の様な行列固有値問題に帰着する[†]。

$$\mathbf{C} \begin{bmatrix} \mathbf{e} \\ \mathbf{h} \end{bmatrix} = \kappa \begin{bmatrix} \mathbf{e} \\ \mathbf{h} \end{bmatrix} \quad (18)$$

但し、

$$\mathbf{C} = - \begin{bmatrix} \mathbf{p} & -\mathbf{1} \\ \mathbf{s}^2 - \epsilon & \mathbf{p} \end{bmatrix} \text{(TE-waves)}, \quad \mathbf{C} = - \begin{bmatrix} \mathbf{p} & \mathbf{1} - \mathbf{s} \epsilon^{-1} \mathbf{s} \\ \epsilon & \mathbf{p} \end{bmatrix} \text{(TM-waves)} \quad (19)$$

ここに、行列 \mathbf{C} は $2(2M+1) \times 2(2M+1)$ 行列であり、 $(2M+1) \times (2M+1)$ の小行列 ϵ ,

p, s 及び 1 はそれぞれ

$$\varepsilon = [b_{n-n}], \quad p = [\delta_{nn} m p], \quad (20)$$

$$s = [\delta_{nn} (s_0 + m s)], \quad 1 = [\delta_{nn}] \quad (21)$$

で与えられる。今、行列 C の $2(2H+1)$ 個の固有値を κ_n^k ($k = +, -, n = -H \sim H$) で表し、式(8)の持つ物理的意味から次の様な並べ替えを行う[†]。

$$\kappa_n^k \rightarrow \{\kappa_{-n}^+ \cdots \kappa_0^+ \cdots \kappa_n^+ \quad \kappa_{-n}^- \cdots \kappa_0^- \cdots \kappa_n^-\} \quad (22)$$

但し、添字 k, n は式(11)から計算される γ と u_0 の値から決定し、 k は i_n 方向への前進波($k=+$)及び、後進波($k=-$)を示し、 n は Floquetモードの番号を示す。式(22)で表された固有値配列に対応する行列 C の対角化行列 T を

$$T = \begin{bmatrix} [e_{nn}^+] & [e_{nn}^-] \\ [h_{nn}^+] & [h_{nn}^-] \end{bmatrix}. \quad (23)$$

で表せば、式(15)、(23)より電磁界の接線成分は

$$\begin{aligned} \begin{vmatrix} \sqrt{Y_0} E_t(x, z) \\ \sqrt{Z_0} H_t(x, z) \end{vmatrix} &= \exp(-j s_0 z) \sum_{k=\pm} \sum_{n=-H}^H g_n^k \exp(-j \kappa_n^k x) \\ &\cdot \sum_{n=-H}^H \begin{vmatrix} e_{nn}^k \\ h_{nn}^k \end{vmatrix} \exp\{-j m n_k \cdot r\} \end{aligned} \quad (24)$$

[†] 行列 C の次元は $2(2H+1)$ であるが、 $\theta = 90^\circ$ の場合は小行列 C_1, C_2 により

$$C = \begin{bmatrix} 0 & C_1 \\ C_2 & 0 \end{bmatrix} \quad C_{12} = C_1 C_2$$

と分解できる。このため行列 C の固有値及び固有ベクトルは、 $(2H+1)$ 次元の小行列 C_1, C_2 の積 C_{12} から計算可能である。 C_{12} の固有値は $\{\kappa_n^k\}^2$ である。

^{††} 固有値 κ_n^k が虚数部を持つ場合は後で述べるように数値計算におけるオーバーフローを避けるために $Im(\kappa) < 0$ に対して $k = +$, $Re(\kappa) > 0$ に対しては $k = -$ となるように選ぶことが厚い格子には必要である。

で表わされる。但し、 E_x, H_x はTE波に対して E_y, H_z , TM波に対して E_z, H_y をそれぞれ表し、展開係数 g_n^k は境界条件から決定される未知数である。

4. 均一媒質中における電磁界と境界条件

領域 I, III の様な均一媒質中における電磁界は前節で述べた誘電体格子の変調度が0である場合に相当すると考えてよいから $b_n = \delta_{n0} \epsilon_1$ ($I=1$ or 3), $p=0$ と置けば式(20)の小行列 ϵ 及び p は

$$\epsilon = \epsilon_1 \mathbf{1}, \quad p = \mathbf{0} \quad (25)$$

となる。その結果、行列 C の固有値問題は閉じた解を持つことになり固有値は

$$\kappa_{1m}^+ = \sqrt{\epsilon_1 - (s_0 + m s)^2}, \quad \kappa_{1m}^- = -\kappa_{1m}^+ \quad (I=1, 3) \quad (26)$$

で表される。但し、 ϵ_1, s_0 の値は一般には複素数で、 $\{\epsilon_1 - (s_0 + m s)^2\}$ の平方根は2値関数であるため

$$\text{Re}(\kappa_{1m}^+) - \text{Im}(\kappa_{1m}^+) > 0 \quad (27)$$

となるように平方根の符号を選択すればよい⁽¹⁹⁾。更に、対応する行列 C の対角化行列 T_1 は

$$T_1 = \begin{bmatrix} [\delta_{mn}] & [\delta_{mn}] \\ [\delta_{mn} \kappa_{1n}^+] & [\delta_{mn} \kappa_{1n}^-] \end{bmatrix} \quad (\text{TE-waves}), \quad (28)$$

$$T_1 = \begin{bmatrix} [\delta_{mn} \kappa_{1n}^+ / \sqrt{\epsilon_1}] & [\delta_{mn} \kappa_{1n}^- / \sqrt{\epsilon_1}] \\ [-\delta_{mn} \sqrt{\epsilon_1}] & [-\delta_{mn} \sqrt{\epsilon_1}] \end{bmatrix} \quad (\text{TM-waves}) \quad (29)$$

によって表されるから、式(24)より均一媒質中における電磁界の接線成分は

$$\begin{vmatrix} \sqrt{Y_0} E_{1t}(x, z) \\ \sqrt{Z_0} H_{1t}(x, z) \end{vmatrix} = \sum_{k=\pm} \sum_{m=-N}^N g_{1m}^k \exp[-j\{\kappa_{1m}^k x + (s_0 + m s) z\}] \begin{vmatrix} e_{1mm}^k \\ h_{1mm}^k \end{vmatrix} \quad (30)$$

となり、単なる平面波展開によって表されることになる。

一方、各領域間の境界面 $x = x_1, x_2$ ($x_1 > x_2$) における境界条件は

$$\left. \begin{aligned} E_{1y}(x_1, z) &= E_{2y}(x_1, z), & H_{1z}(x_1, z) &= H_{2z}(x_1, z) \\ E_{2y}(x_2, z) &= E_{3y}(x_2, z), & H_{2z}(x_2, z) &= H_{3z}(x_2, z) \end{aligned} \right\} \text{(TE-waves), (31)}$$

$$\left. \begin{aligned} H_{1y}(x_1, z) &= H_{2y}(x_1, z), & E_{1z}(x_1, z) &= E_{2z}(x_1, z) \\ H_{2y}(x_2, z) &= H_{3y}(x_2, z), & E_{2z}(x_2, z) &= E_{3z}(x_2, z) \end{aligned} \right\} \text{(TM-waves) (32)}$$

であるから、式(24)、(30)を式(31)、(32)に代入し $\exp(-jm_s z)$ の項の係数比較を行えば次式を得る。

$$\mathbf{T}_1 \begin{bmatrix} \mathbf{g}_1^+(x_1) \\ \mathbf{g}_1^-(x_1) \end{bmatrix} = \mathbf{P}_2(x_1) \mathbf{T}_2 \begin{bmatrix} \mathbf{d}_2^+(x_1-x_2) & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{g}_2^+(x_2) \\ \mathbf{g}_2^-(x_2) \end{bmatrix}, \quad (33)$$

$$\mathbf{P}_2(x_2) \mathbf{T}_2 \begin{bmatrix} \mathbf{1} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{d}_2^-(x_2-x_1) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{g}_2^+(x_2) \\ \mathbf{g}_2^-(x_2) \end{bmatrix} = \mathbf{T}_3 \begin{bmatrix} \mathbf{g}_3^+(x_2) \\ \mathbf{g}_3^-(x_2) \end{bmatrix} \quad (34)$$

但し、 $\mathbf{g}_i^\pm(x)$ は $(2M+1)$ 次元の列ベクトルで

$$\mathbf{g}_i^\pm(x) = [\mathbf{g}_{i-N}^\pm(x) \cdots \mathbf{g}_{i0}^\pm(x) \cdots \mathbf{g}_{iN}^\pm(x)]^t, \quad (35)$$

によって表され、行列 $\mathbf{d}_2^\pm(x)$ 、 $\mathbf{P}_2(x)$ はそれぞれ $(2M+1) \times (2M+1)$ 及び $2(2M+1) \times 2(2M+1)$ 次元の対角行列で

$$\mathbf{d}_2^\pm(x) = [\delta_{mn} \exp(-j\kappa_{2n}^\pm x)], \quad (36)$$

$$\mathbf{P}_2(x) = \begin{bmatrix} [\delta_{mn} \exp(-jp_{2m} x)] & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & [\delta_{mn} \exp(-jp_{2m} x)] \end{bmatrix} \quad (37)$$

で与えられる。尚、領域 II における複素振幅ベクトル \mathbf{g}_2^\pm の基準位置は図 2 に

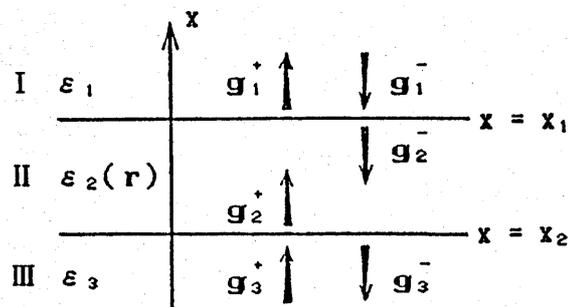


図 2 複素振幅ベクトル \mathbf{g}_i^\pm .

示すようにエバネッセント波のオーバーフローを避けるため、 g_2^+ に対し $x=x_2$ 、 g_2^- に対し $x=x_1$ を選定している。

5. 散乱問題と導波問題

まず連立方程式(33), (34)より領域IIの未知数 $g_2^+(x_2)$, $g_2^-(x_1)$ を消去すれば

$$A \begin{bmatrix} g_1^+(x_1) \\ g_1^-(x_1) \end{bmatrix} + B \begin{bmatrix} g_3^+(x_2) \\ g_3^-(x_2) \end{bmatrix} = 0 \quad (38)$$

となる[†]。便宜上、 $2(2M+1) \times 2(2M+1)$ の行列A及びBを $(2M+1) \times (2M+1)$ の小行列 A_e^\pm , A_h^\pm , B_e^\pm , B_h^\pm に分解し次式のように表しておく。

$$A = \begin{bmatrix} [A_{e,mn}^+] & [A_{e,mn}^-] \\ [A_{h,mn}^+] & [A_{h,mn}^-] \end{bmatrix} \quad B = \begin{bmatrix} [B_{e,mn}^+] & [B_{e,mn}^-] \\ [B_{h,mn}^+] & [B_{h,mn}^-] \end{bmatrix} \quad (39)$$

5.1 散乱問題

外部領域(I or III)より何等かの励振波が作用する散乱問題では、波動方程式及び境界条件を満足する限り一意的な解が必ず存在する筈である。領域Iからの入射波の複素振幅を $g_{10}^-(x_1)$ とすれば、

$$\{Re(s_0)\}^2 - \{Im(s_0)\}^2 < Re(\epsilon_1) \quad (40)$$

を満たす規格化伝搬定数 s_0 に対し、領域I, 及び領域IIIにおいて

[†] 式(33), (34)から $A = T_1$ 及び

$$B = -P_2(x_1) T_2 \begin{bmatrix} [\delta_{mn} \exp\{-j\kappa_{2n}^+(x_1-x_2)\}] & 0 \\ 0 & [\delta_{mn} \exp\{-j\kappa_{2n}^-(x_1-x_2)\}] \end{bmatrix} T_2^{-1} P_2(x_2) T_3^{-1}$$

となるが、厚い誘電体格子でかつ κ_{2n}^\pm が複素数の場合はこの演算は避けるべきである。直接、式(33)(34)に最大ピボット選択の消去法を使用すればオーバーフロー問題を回避でき、誘電体格子の厚さや電磁界の展開項数に拘らず安定した計算が可能となる。

$$\mathbf{g}_1^-(x_1) = [0 \cdots 0 \ g_{10}^- \ 0 \cdots 0]^t \quad (41)$$

$$\mathbf{g}_3^+(x_2) = [0 \cdots 0 \ 0 \ 0 \cdots 0]^t \quad (42)$$

と置けるから、式(38),(39)より

$$\begin{bmatrix} [A_{\epsilon mn}^+] & [B_{\epsilon mn}^-] \\ [A_{h mn}^+] & [B_{h mn}^-] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{g}_1^+(x_1) \\ \mathbf{g}_3^-(x_2) \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} A_{\epsilon m0}^- \ g_{10}^-(x_1) \\ A_{h m0}^- \ g_{10}^-(x_1) \end{bmatrix} \quad (43)$$

なる連立方程式が得られる。通常、領域Iからの入射波は平面波であるから式(7)の規格化伝搬定数 s_0 は実数となり、 $|s_0| < \sqrt{\text{Re}(\epsilon_1)}$ を満足し、図3のように0次の複素振幅 g_{10}^- を1とすれば、式(43)の解 $\mathbf{g}_1^+(x_1)$ 、 $\mathbf{g}_3^-(x_2)$ より反射並びに透過電力が定まり、誘電体格子のn次の反射及び透過回折効率は

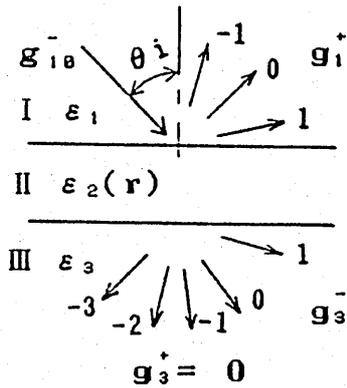
$$\eta_n^r = |\text{Re}\{\kappa_{1n}^+\}| |\mathbf{g}_{1n}^+(x_1)|^2 / |\text{Re}\{\kappa_{10}^-\}|, \quad (44)$$

$$\eta_n^t = |\text{Re}\{\kappa_{3n}^-\}| |\mathbf{g}_{3n}^-(x_2)|^2 / |\text{Re}\{\kappa_{10}^-\}| \quad (45)$$

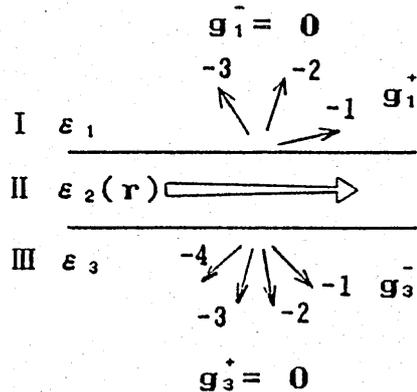
で与えられる。

今、領域I、II、IIIの媒質が無損失であるならエネルギー保存則を満たすからエネルギー誤差

$$\mathbf{g}_1^- = [0 \cdots 0 \ 1 \ 0 \cdots 0]^t$$



(Wave Scattering)



(Wave Guidance)

図3 散乱問題と導波問題。

$$\epsilon = |1 - \sum_n (\eta_n^r + \eta_n^t)| \quad (46)$$

が定義できる。空間高調波展開法では、TE波に対し、展開打ち切り次数Mに拘らず常にエネルギー保存則が成立する。従って、TE波解析におけるエネルギー誤差 ϵ は計算上の桁落ちや情報落ちに伴う誤差であり数値解析上の精度評価の目安にはなり得ない。一方、TM波解析においては、展開打ち切り次数Mを無限に大きくしない限りエネルギー保存則は成立しないから、エネルギー誤差 ϵ は数値解析上の最小限の精度目安である。

5.2 導波問題

導波条件とは外部領域からの外力が無い場合の自由振動であるから領域I及び領域IIIにおいて

$$\mathbf{g}_1^-(x_1) = [0 \cdots 0 \cdots 0]^t, \quad \mathbf{g}_3^+(x_2) = [0 \cdots 0 \cdots 0]^t \quad (47)$$

と置けば式(43)の右辺は零ベクトルになる。従って、ある特定の規格化伝搬定数 $s_0 = \beta/k_0 + j\alpha/k_0$ に対し式(43)の係数行列が

$$\det \begin{bmatrix} [A_{onnn}^+] & [B_{onnn}^-] \\ [A_{hnnn}^+] & [B_{hnnn}^-] \end{bmatrix} = 0 \quad (48)$$

を満足する場合にのみ恒等的に0でない自由振動解が存在する。通常、

$$\max\{\text{Re}(\epsilon_1), \text{Re}(\epsilon_3)\} < \{\text{Re}(s_0)\}^2 - \{\text{Im}(s_0)\}^2 < \max\{\text{Re}\epsilon_2(r)\} \quad (49)$$

の範囲に解が存在し、導波問題は決定方程式(48)を満たす s_0 の値の複素平面上での探索問題となる。誘電体格子では一般に規格化伝搬定数 s_0 は複素数であり漏れ波となる。特に、格子の変調度及び媒質の損失が共に0の場合は s_0 は実数となって導波モードとなり $s_0 = \beta/k_0$ である。従って、導波問題における式(7)の入射角 θ_1 は複素角となっている。また、固有関数は式(43)の右辺を0とする同次方程式の解 $\mathbf{g}_1^+(x_1)$, $\mathbf{g}_2^+(x_2)$, $\mathbf{g}_2^-(x_1)$, $\mathbf{g}_3^-(x_2)$ から式(24)(30)を用いて求めることができる。

尚、導波問題における電磁界展開打ち切り次数Mに対する解の収束目安は、

規格化伝搬定数 s_0 とこれに対応する固有関数の値だけである。空間高調波展開法では一般に規格化伝搬定数 s_0 の収束は比較的速いが、固有関数の収束速度は必ずしも速くはなく、散乱問題と同程度であると考えられる。

6. 無反射及び無透過誘電体格子と完全吸収の条件

領域 I からの複素励振波による散乱問題において、反射波又は透過波が存在しないような特別な状態について考える。但し、規格化伝搬定数 s_0 は式(40)で示される複素数の範囲で考えることにする。

6.1 無反射誘電体格子

領域 I において、0 次の回折波である鏡面反射波だけが存在できる範囲

$$\{\lambda \sin \theta / \Lambda - |\operatorname{Re}(s_0)|\}^2 - \{\operatorname{Im}(s_0)\}^2 > \varepsilon_1 \quad (50)$$

に入射角 θ_1 、周期 Λ 、及び、格子の斜め角 θ を選ぶことにする。この場合、0 次以外の高次反射回折波は全てエバネッセント波となり領域 I への電力放射は鏡面反射波以外にない。今、反射回折波振幅を表すベクトル \mathbf{g}_1^+ と入射波を表すベクトル \mathbf{g}_1^- の要素の中から 0 次波に対応する要素 g_{10}^+ と g_{10}^- とを入れ換えたベクトル

$$\dot{\mathbf{g}}_1^+ = [g_{1-n}^+ \cdots g_{1-1}^+ g_{10}^- g_{11}^+ \cdots g_{1n}^+]^t, \quad (51)$$

を作る。更に、鏡面反射波がないとして $g_{10}^+ = 0$ とおき、領域 I からの入射波に対しては常に $\mathbf{g}_3^+(x_2) = \mathbf{0}$ であることを考えれば式(38)(39)及び(51)より

$$\begin{bmatrix} [\dot{A}_{\theta mn}^+] & [B_{\theta mn}^-] \\ [\dot{A}_{h mn}^+] & [B_{h mn}^-] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \dot{\mathbf{g}}_1^+(x_1) \\ \mathbf{g}_3^-(x_2) \end{bmatrix} = \mathbf{0} \quad (52)$$

なる同次方程式が得られる。但し、 $\dot{\cdot}$ 印付きの行列は式(51)に対応するように

0 次波に対応する列ベクトル A_{r0}^+ と A_{r0}^- とを入れ換えた行列で

$$[\dot{A}_{r mn}^+] = [A_{r-n}^+ \cdots A_{r-1}^+ A_{r0}^- A_{r1}^+ \cdots A_{rn}^+] \quad (53)$$

で表される。従って、同次方程式(52)の係数行列が

$$\det \begin{bmatrix} [\dot{A}_{0nn}^+] & [B_{0nn}^-] \\ [\dot{A}_{hnn}^+] & [B_{hnn}^-] \end{bmatrix} = 0 \quad (54)$$

を満たせば恒等的には0でない解が存在し無反射条件となる。但し、入射波が存在することが前提であるから、同次方程式(52)が $g_{10}^- \neq 0$ なる解を持つことが必要である。

無反射条件を満たす規格化伝搬定数 s_0 は一般には複素数である。しかし規格化伝搬定数 s_0 が実数となるような特定の構造が存在すれば、平面波入射に対する無反射誘電体格子となる。尚、誘電体格子の変調度が0の場合の無反射条件はTM波によるブリュースタ現象に他ならない。

6.2 無透過誘電体格子

無反射誘電体格子とは逆に、領域IIIの比誘電率 ϵ_3 に対して、入射角 θ_1 、周期 Λ 、及び、格子の斜め角 θ が

$$\{\lambda \sin \theta / \Lambda - |\operatorname{Re}(s_0)|\}^2 - \{\operatorname{Im}(s_0)\}^2 > \epsilon_3 \quad (55)$$

を満たせば、領域IIIで0次透過回折波だけが存在することになる。透過回折波振幅を表すベクトル g_3^- と入射条件を表すベクトル g_1^- から0次波に対応す

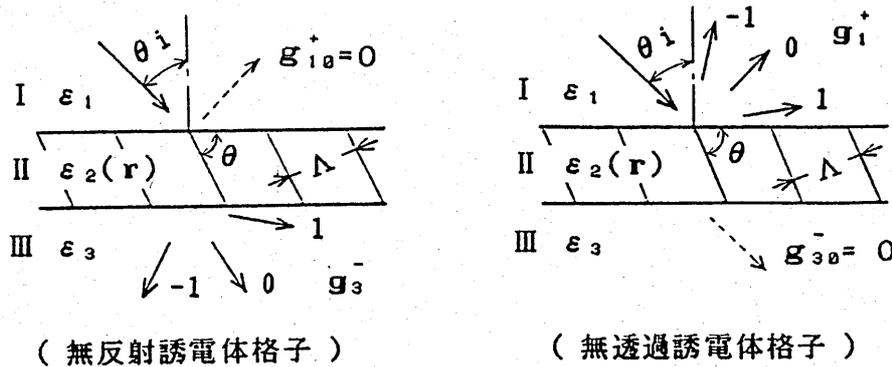


図4 無反射誘電体格子と無透過誘電体格子。

る要素 g_{30}^- と g_{10}^- とを入れ換えたベクトル

$$\ddot{\mathbf{g}}_3^- = [g_{3-n}^- \cdots g_{3-1}^- g_{10}^- g_{31}^- \cdots g_{3n}^-]^t, \quad (56)$$

を作り，0次透過波を $g_{30}^- = 0$ とすれば式(38)(39)及び(56)より同次方程式

$$\begin{bmatrix} [A_{onn}^+] [\dot{B}_{onn}^-] \\ [A_{hnn}^+] [\dot{B}_{hnn}^-] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{g}_1^+(x_1) \\ \ddot{\mathbf{g}}_3^-(x_2) \end{bmatrix} = \mathbf{0} \quad (57)$$

但し，

$$[\dot{B}_{\bar{r}mn}^-] = [B_{\bar{r}-n}^- \cdots B_{\bar{r}-1}^- A_{\bar{r}0}^- B_{\bar{r}1}^- \cdots B_{\bar{r}M}^-] \quad (58)$$

が得られ，無透過誘電体格子の決定方程式

$$\det \begin{bmatrix} [A_{onn}^+] [\dot{B}_{onn}^-] \\ [A_{hnn}^+] [\dot{B}_{hnn}^-] \end{bmatrix} = 0 \quad (59)$$

を得る。

6.3 完全吸収誘電体格子

無反射誘電体格子の特別な場合として，基板領域IIIが金属のような損失媒質からなる場合を考える。無損失誘電体格子では表面波励起によって反射波も透過波も無くなるような状態は存在しない。なぜなら，回折効率の総和に対しエネルギー保存則が成立するから入射波電力はつねに領域I又はIIIに放出される筈である。ところが領域IIIが損失誘電体である金属基板の場合，透過波の電力は領域IIIの誘電体損のため熱損となって消滅するから，規格化伝搬定数 s_0 が実数となる特別な状態がもし存在すれば，平面波入射に対して反射波も透過波も生じない完全吸収誘電体格子となる。金属基板誘電体格子においては，図5に示すように完全吸収誘電体格子と単一ビーム漏れ波とは近似的な相反関係を満たし，両者の規格化伝搬定数 s_0 は後の数値計算例で示すような密接な関連性を持つ。

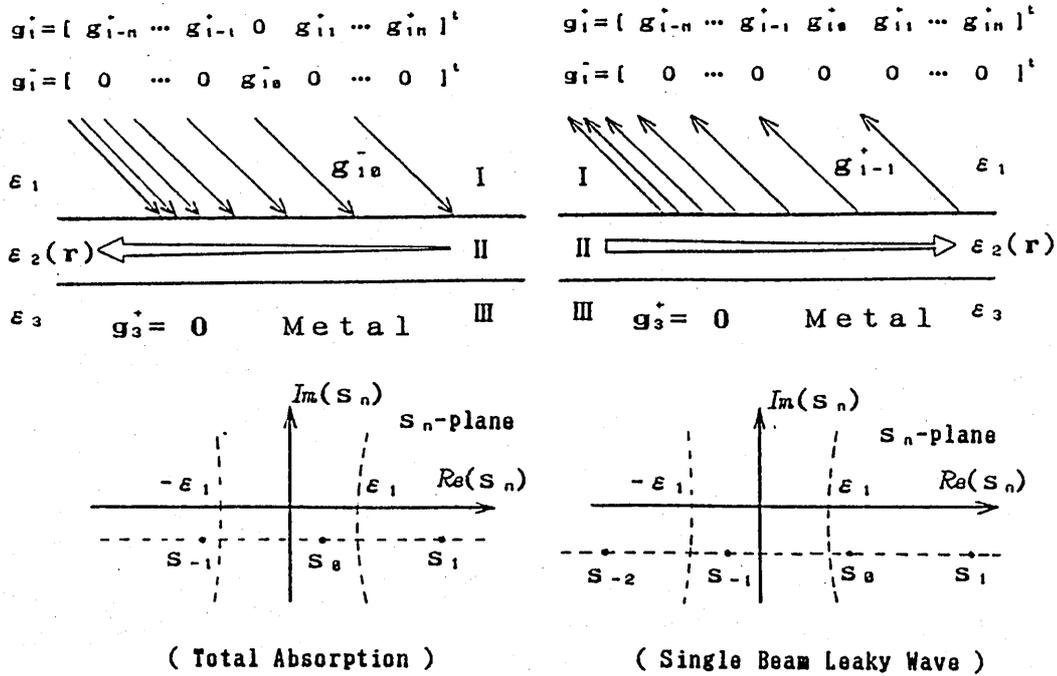


図5 金属基板誘電体格子の完全吸収と単一ビーム漏れ波。

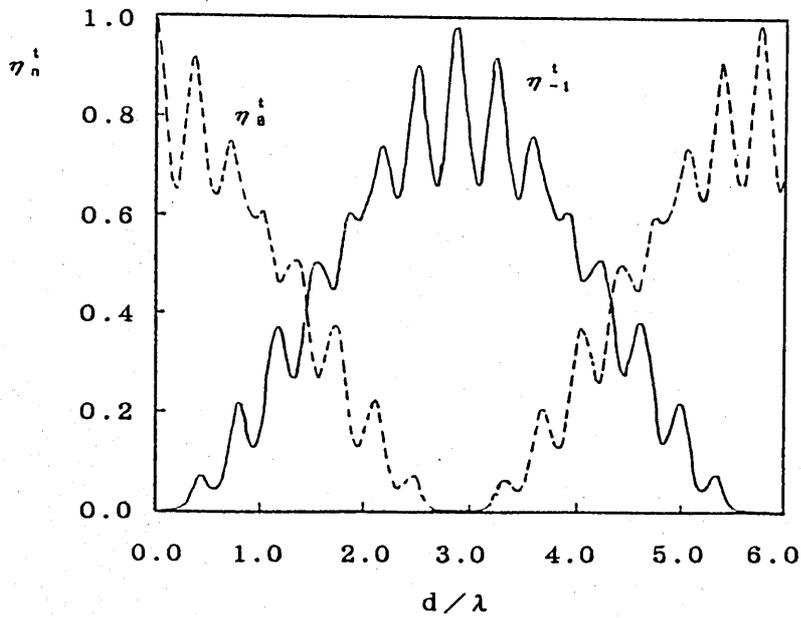
7. 数値計算例

数値計算の簡単化のため、領域Iは空気層、格子領域IIは無損失で変調度 δ の正弦波状比誘電率分布

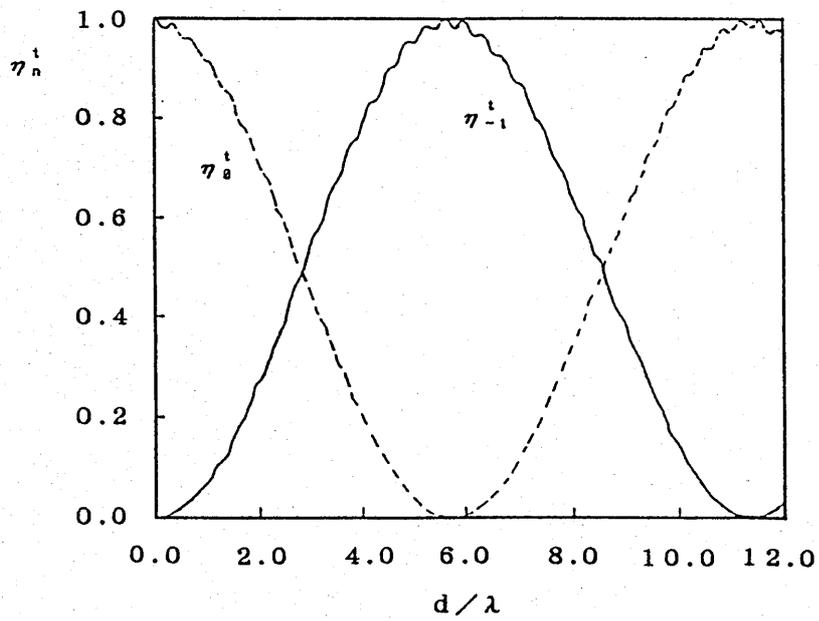
$$\epsilon_2(\mathbf{r}) = \bar{\epsilon}_2 \{1 + \delta \cos(\mathbf{n}_K \cdot \mathbf{r})\} \quad (60)$$

で表され、領域IIIは空気層又は金属 (Ag , $\sqrt{\epsilon_2} = 0.065 - j4.0$) とする。又、誘電体格子の斜め角は $\theta = 90^\circ$ に選ぶことにする。

まず散乱問題を対象に本報告で示した数値算法によって求められた解の信頼性について簡単に検討を加える。散乱問題では損失がない限りエネルギー保存則が成立するから、数値演算による桁落ちや情報落ちを含め、電磁界の展開打ち切り次数Mに対する解の収束性を検討するのに好都合である。図6 (a), (b) は格子領域IIの規格化膜厚 d/λ に対する透過回折効率 η_0^t, η_{-1}^t の変化を示している。領域I, IIIは空気層で、入射平面波の入射角は Bragg角である。同図



(a) TE-wave



(b) TM-wave

図6 規格化膜厚に対する透過回折効率の変化.

($\epsilon_1 = \epsilon_3 = 1.0$, $\bar{\epsilon}_2 = 1.5^2$, $\theta = 90^\circ$, $|n_K| = 1.5$,
 $\delta = 0.2$, $\theta_1 = 48.9^\circ$)

M	η_{-1}^t		
	($\delta = 0.1$)	($\delta = 0.2$)	($\delta = 0.3$)
1	0.63080595	0.52877159	0.01292161
2	0.62975249	0.52849613	0.00844099
3	0.62975220	0.52849878	0.00843216
4	0.62975220	0.52849878	0.00843215
5	0.62975220	0.52849878	0.00843215

(a) TE-waves

M	η_{-1}^t		
	($\delta = 0.1$)	($\delta = 0.2$)	($\delta = 0.3$)
1	0.26217723	0.77461551	0.98809798
2	0.26340316	0.78454747	0.98334099
3	0.26340503	0.78460280	0.98322074
4	0.26340503	0.78460336	0.98321774
5	0.26340503	0.78460337	0.98321766

(b) TM-waves

表1 展開次数に対する-1次透過回折効率。
 ($\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = 1.0$, $\bar{\varepsilon}_2 = 1.5^2$, $\theta = 90^\circ$, $|n_K| = 1.5$,
 $\theta_i = 48.9^\circ$, $d/\lambda = 4.0$)

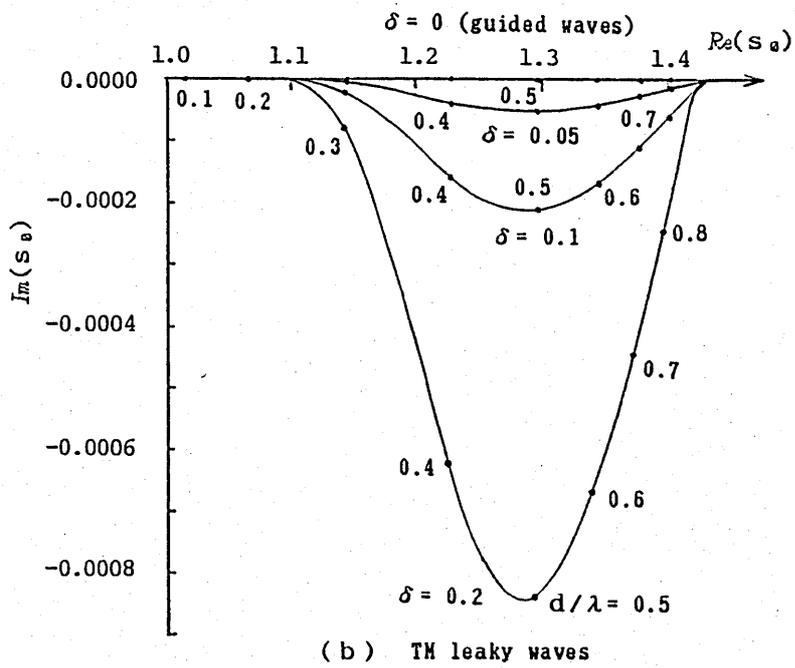
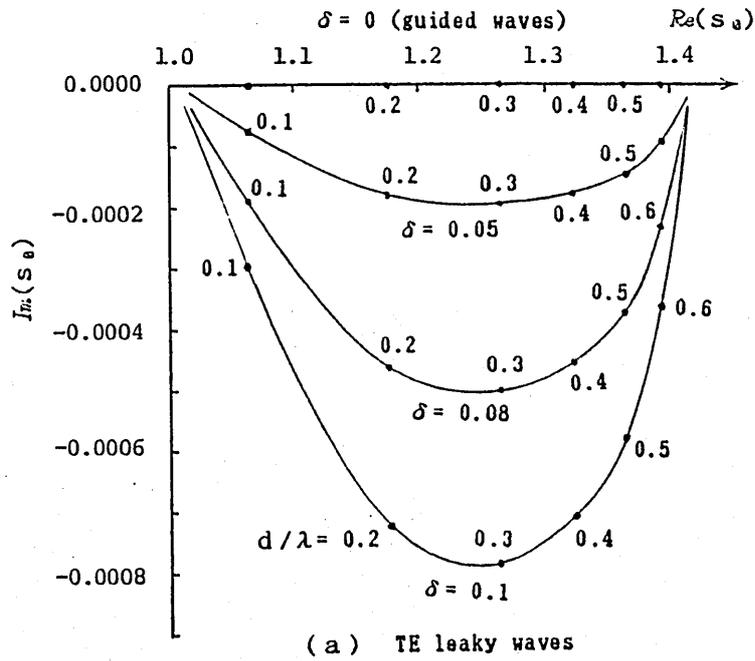


図7 漏れ波の規格化伝搬定数

($\epsilon_1 = \epsilon_3 = 1.0$, $\bar{\epsilon}_2 = 1.5^2$, $\theta = 90^\circ$, $|n_K| = 1.5$)

M	$s_0 = \beta/k_0 + j\alpha/k_0$		
	($\delta = 0.05$)	($\delta = 0.08$)	($\delta = 0.1$)
1	1.1751155-j0.0004589	1.1753260-j0.0001793	1.1749211-j0.0007169
2	1.1751157-j0.0004581	1.1753261-j0.0001792	1.1749216-j0.0007149
3	1.1751157-j0.0004581	1.1753261-j0.0001792	1.1749216-j0.0007149

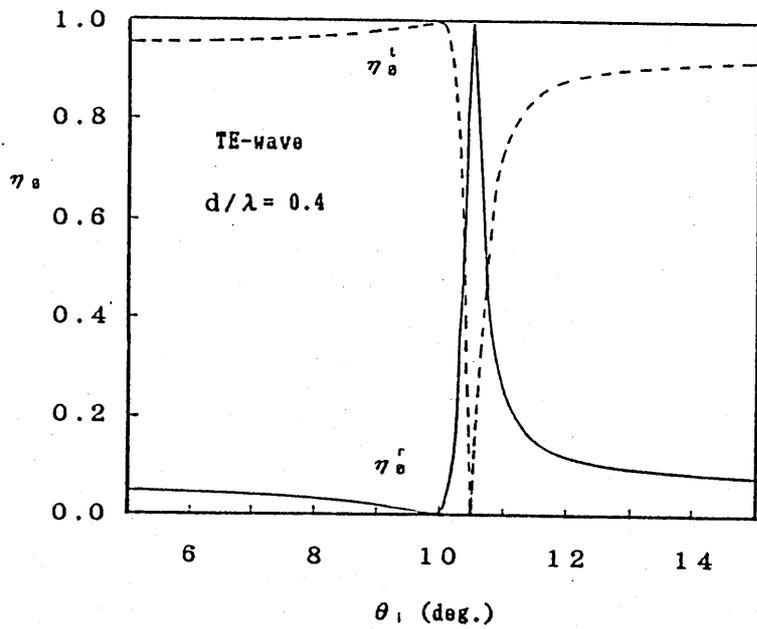
(a) TE leaky waves

M	$s_0 = \beta/k_0 + j\alpha/k_0$ (TM-wave)		
	($\delta = 0.05$)	($\delta = 0.1$)	($\delta = 0.2$)
1	1.2291342-j0.0000402	1.2285785-j0.0001599	1.2263550-j0.0006246
2	1.2291304-j0.0000403	1.2285802-j0.0001620	1.2263809-j0.0006588
3	1.2291343-j0.0000403	1.2285802-j0.0001620	1.2263808-j0.0006589

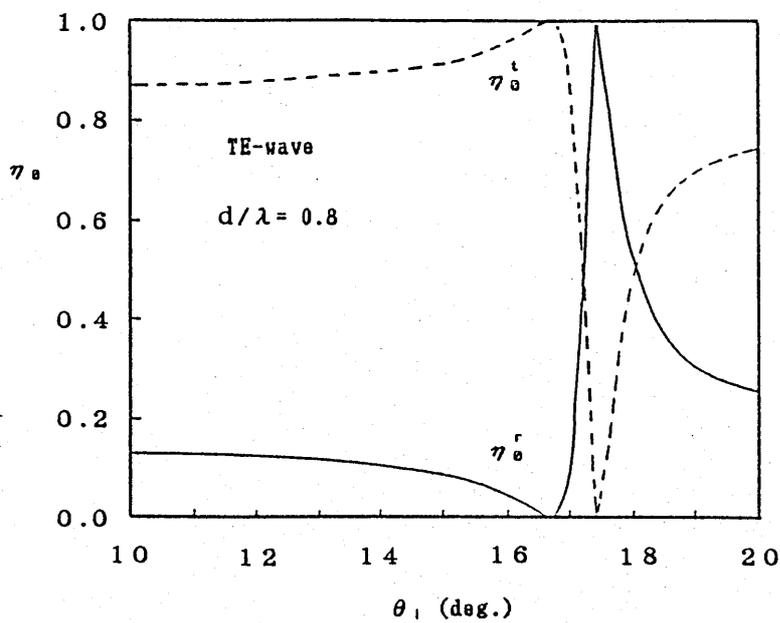
(b) TM leaky waves

表2 展開次数に対する漏れ波の規格化伝搬定数

($\epsilon_1 = \epsilon_3 = 1.0$, $\bar{\epsilon}_2 = 1.5^2$, $\theta = 90^\circ$, $|n_K| = 1.5$, $d/\lambda = 0.4$)



(a) $\sin^{-1}(|n_{\kappa}| - \beta_1/k_0)/\sqrt{\epsilon_1} = 10.17^\circ$



(b) $\sin^{-1}(|n_{\kappa}| - \beta_2/k_0)/\sqrt{\epsilon_1} = 16.84^\circ$

図8 平面波入射角に対する0次透過及び反射波の異常回折。
($\epsilon_1 = \epsilon_3 = 1.0$, $\bar{\epsilon}_2 = 1.5^2$, $\theta = 90^\circ$, $|n_{\kappa}| = 1.5$, $\delta = 0.2$)

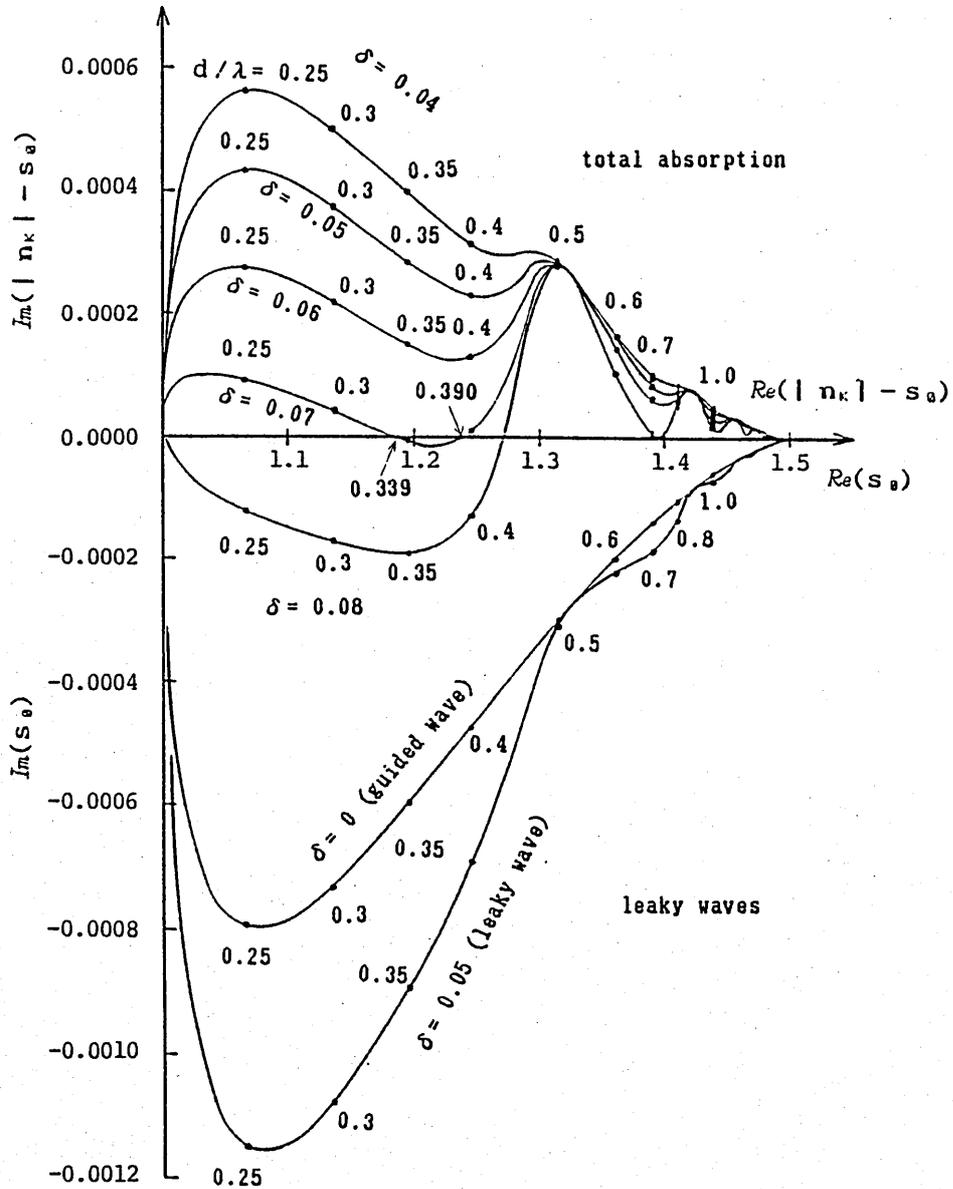
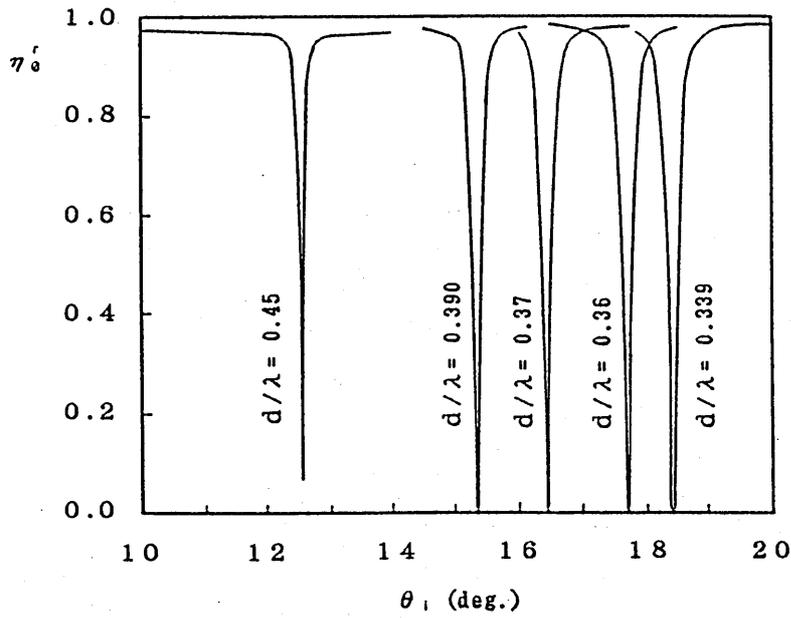
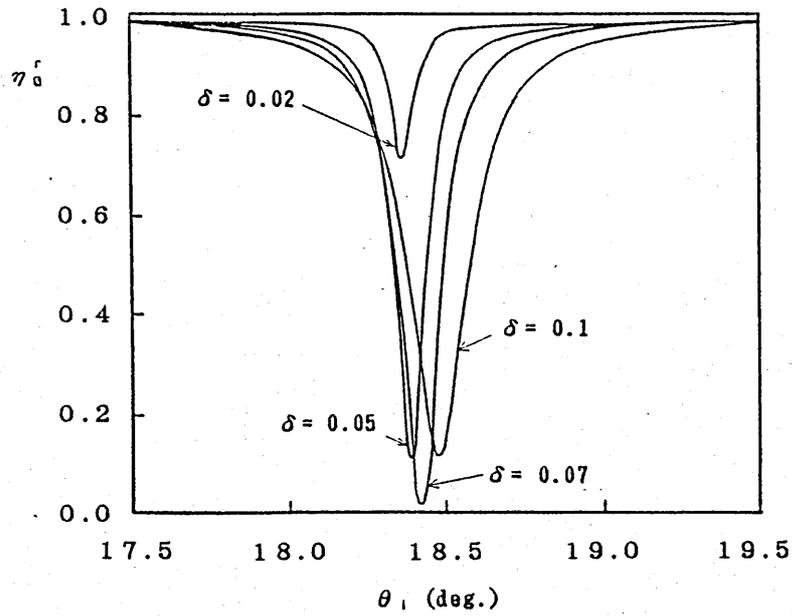


図9 完全吸収誘電体格子と漏れ波の規格化伝搬定数。
 ($\epsilon_1=1.0$, $\bar{\epsilon}_2=1.5^2$, $\epsilon_3=(0.065-j4.0)^2$ (Ag),
 $\theta=90^\circ$, $|n_k|=1.5$)



(a) TE-wave $\delta = 0.07$



(b) TE-wave $d/\lambda = 0.339$

図10 平面波入射角に対する0次反射波の変化
 $(\epsilon_1=1.0, \bar{\epsilon}_2=1.5^2, \epsilon_3=(0.065-j4.0)^2 \text{ (Ag)},$
 $\theta = 90^\circ, |n_k| = 1.5)$

よりTE波はTM波に比較して、多重反射の効果による振動幅が大きく、0次波と-1次波の結合長は半分位になっていることが判る。

表1 (a), (b)は空間高調波展開次数Mに対する-1次透過回折効率 η_{-1}^t の収束の様子を示している。空間高調波展開法における解の収束速度は、一般にTE波解析よりTM波解析の方が遅く、誘電体格子の変調度が小さい程速くなる。特に、ステップ状の誘電率変化を持つ格子のTM波解析では解の収束速度は非常に遅いことが知られている⁽¹³⁾⁽²⁰⁾⁻⁽²³⁾。

一方、導波問題における漏れ波の規格化複素伝搬定数 s_0 を変調度 δ をパラメータにして図7 (a), (b)に、空間高調波展開次数Mに対する規格化複素伝搬定数 s_0 の値を表2 (a), (b)に示す。空間高調波展開法による解の収束速度は導波問題においても屈折率変調形格子である限り非常に速いことが理解できる。

図8は平面波入射角 θ_1 に対する0次透過及び反射波の異常回折を示している。領域I, IIIは空気層、0次回折波だけが存在するように規格化格子ベクトルの大きさは $|n_k| = 1.5$ に選ばれている。図8(a)での $\theta_1 = 10.5^\circ$ 、図8(b)での $\theta_1 = 17.4^\circ$ 近傍で異常回折が発生している。同図はTE波の散乱問題であるから、これらの異常回折は表面波励起に関係するものと考えられる。

ちなみに、図8(a)の構造において、無変調時の導波第1モード伝搬定数は $\beta_1/k_0 = 1.32343$ である。従って、導波モードへの結合が予想される入射角は

$$\theta_1 = \sin^{-1}(|n_k| - \beta_1/k_0) / \sqrt{\epsilon_1} = 10.17^\circ \quad (61)$$

となる。同様に図8(b)での導波第2モードは $\beta_2/k_0 = 1.21037$ であって

$$\theta_1 = \sin^{-1}(|n_k| - \beta_2/k_0) / \sqrt{\epsilon_1} = 16.84^\circ \quad (62)$$

となる。式(61)(62)から予想される平面波入射角において、0次反射回折波である鏡面反射波が0になっていることに注目したい。

次に完全吸収誘電体格子と漏れ波の規格化伝搬定数を図9に示す。領域IIIを金属基板に置き換えただけで他は前図と同じである。金属基板はAgとし、誘電率は $\epsilon_3 = (0.065 - j4.0)^2$ とした。損失が無ければ実軸上に存在する導波モードの規格化伝搬定数 s_0 が金属基板のために虚数成分を持ち、更に、誘電体格子のために漏れ波となってより大きな虚数部を持つことになる。一方、無反射

条件式(59)から得られる複素入射波の規格化伝搬定数 s_0 の値を、漏れ波との比較のために $(|n_k| - s_0)$ の値に変換して同図に表示した。同図より無反射条件を満足する入射波は一般には複素波であり、 $(|n_k| - s_0)$ の実数部は漏れ波のそれと殆ど差がないことが判る。特に、格子の変調度が $\delta = 0.07$ の場合、 $d/\lambda = 0.339$ 及び 0.390 において実軸上を横切り、 s_0 の値は実数となる。この時、平面波入射に対する無反射誘電体格子となると同時に透過波は金属基板の熱損となって消滅するから完全吸収誘電体格子になる。

最後に、平面波の入射角に対する鏡面反射波の変化を図10(a),(b)に示す。図10(a)より正確に $d/\lambda = 0.339$ 及び 0.390 の値に一致しなくても事実上の完全吸収誘電体格子となっていることが判る。図10(b)は誘電体格子の変調度 δ をパラメータに表示したもので、 $\delta = 0.7$ を外れるに従い無反射条件を満足しなくなる様子が理解できる。

8. むすび

空間高調波展開法による解析法を用いて、誘電体格子による光波の散乱問題と導波問題とを統一的に定式化した。特に、散乱問題において、従来の平面波入射による問題を複素励振波による問題に拡張した。その結果、無反射や無透過誘電体格子のような特定次数の回折波が0になるような誘電体格子の決定方程式を導出した。又、金属基板のような誘電体損を持つ無反射誘電体格子はある特定条件下では完全吸収誘電体格子となり、導波問題の漏れ波と近似的に相反関係にあることを示した。

TM波に関する金属基板誘電体格子の数値計算は現在進行中であるが、TM波解析においては、導波モードだけでなくプラズモンモードの励起による完全吸収誘電体格子が実現するものと考えられる。

最後に、完全吸収格子の考えは昨年来日されたマルセイユ大学の R.Petit 教授の示唆によるところが大きいことをここに明記し、同氏に深く謝意を表す。又、日頃から御質疑、御討論を頂いている本学森静雄講師並びに小南昌信先生に深く感謝する。

参考文献

- (1) A.Hessel and A.A.Oliner, "A new theory of Wood's anomalies on optical gratings", Appl.Opt, vol.4, 10, pp.1275-1297 (1965).
- (2) D.Maystre and R.Petit, "Brewster incidence for metallic gratings", Opt.Comm., vol.17, 196-200 (1976).
- (3) R.Petit; *Electromagnetic Theory of Grating*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York 1980.
- (4) 山内紀克 "誘電体格子でのスラブモード励起による異常回折", 電学 EMT 研資, EMT-84-3 (昭59-2).
- (5) S.L.Chuang and J.A.Kong, "Scattering of waves from periodic surfaces", Proceedig of IEEE, vol.69, 1132-1144 (1981).
- (6) S.L.Chuang and J.A.Kong, "Wave scattering and guidance by dielectric wave guides with periodic surfaces", J.Opt.Soc.Am., vol.73, 669-679 (1983).
- (7) 中山, 水谷, 林, 小倉, "Light scattering from a rough metal surface, Surface plasmon", 電学研資, EMT-82-58 (昭57-10).
- (8) S.T.Peng, T.Tamir, and H.L.Bertoni, "Theory of periodic dielectric waveguides," IEEE Trans. Microwave Theory & Tech., MTT-23, 123-133 (1975)
- (9) D.E.Tremain and K.K.Mei, "Application of the unimoment method to scattering from periodic dielectric structures," J.Opt.Soc.Am., vol.68, 775-783 (1978).
- (10) K.Chang, V.Shah and T.Tamir, "Scattering and Guiding of waves by dielectric gratings with arbitrary profiles," J.Opt.Soc.Am., vol.70, 804-813 (1980).
- (11) T.K.Gaylord and M.G.Moharam, "Analysis and Applications of Optical Diffraction by Gratings", Proceeding of IEEE, vol.73, 894-937 (1985).

- (12) 山崎, 日向, 細野, " 周期的誘電率分布を持つ誘電体層による電磁波の反射 - 高層建造物による TV 電波障害の一防止対策", 信学論(B), J64-B, 12 (昭56-12).
- (13) 山崎, 日向, 細野, " 周期的誘電率分布を持つ平面格子の電磁界解析", 信学論(B), J68-b, 1(昭60-1).
- (14) H.G.Moharam and T.K.Gaylord, "Rigorous coupled-wave analysis of planar-grating diffraction", J.Opt.Soc.Am., vol.71, 811-818 (1981).
- (15) T.K.Gaylord and H.G.Moharam, "Planar dielectric grating diffraction theories", Appl.Phys.B 28, 1-14 (1982).
- (16) K.Rokushima and J.Yamakita, "Scattering and waveguiding properties of general slanted gratings consisting of anisotropic media", Proceedings of SPIE, vol.401, 174-179 (1983).
- (17) K.Rokushima and J.Yamakita, "Analysys of anisotropic dielectric gratings", J.Opt.Soc.Am. vol.73, 901-908 (1983).
- (18) H.G.Moharam and T.K.Gaylord, "Three-dimensional vector coupled-wave analysis of planar-grating diffraction" J.Opt.Soc.Am., vol.73, 1105-1112 (1983).
- (19) Collin and Tucker; Antenna Theory, Chaper 19, by A.Nessl, McGraw-Hill (1969).
- (20) 山北, 六島, " 深い溝を持つ誘電体格子による平面波の散乱", 信学論(B) J66-B, 3, 375-382 (昭58-3).
- (21) J.Yamakita and K.Rokushima, "Modal expansion method for dielectric gratings with rectangular grooves", Proceedings of SPIE, vol.503, 239-243 (1984).
- (22) 山北, 六島, 今村, " ステップ状の誘電率分布を持つ誘電体格子の数値解析", 電学研資, ENT-85-71 (昭60-10).

RS86-6

グレーティング素子構成による
干渉型光集積位置センサ

堀田昌克 裏 升吾 栖原敏明 西原 浩

(大阪大学 工学部)

昭和61年 7月18日

輻射科学研究会

1. まえがき

レーザ光の干渉を利用した変位センサは、サブミクロンの微小変位を
広範囲にわたり正確に測定できるという特長を持ち、現在では、精密な
位置決めが必要な装置、例えば縮小投影型露光装置に利用されている。
このような変位センサでは、測定系を構成するレーザ、干渉計、光検出
器などは定盤の上に載っており、位置合わせが煩雑である上に、センサ
部が装置に占める割合が大きくなる。これを小型化することができれば、
さらに応用範囲が広がると考えられる。

光導波路を用いて、これをひとつの基板上に集積化することにより、
デバイスの軽量・小型化、安定性・信頼性の向上、作製工程の簡単化を
図ることができる。集積化変位センサとしては、これまでに、薄膜導波
路にグレーティングカップラ、ビームスプリッタ、反射鏡を集積化した
もの¹⁾、Ti拡散LiNbO₃非対称X分岐導波路を用いて構成したもの²⁾等が
提案されている。これらのデバイスでは、いずれも端面出射の発散光を
信号光として利用しているために、狭い範囲しか測定できず、測定範囲
の拡大のためには外部レンズが必要となる³⁾。また、光源や検出器は集
積化されておらず、光ファイバ等を用いて導波路干渉計に接続される構
成がとられている。しかし、デバイス全体の小型化、軽量化の観点から
は、これらの全要素を一体化することが望まれる。

そこで今回、グレーティング素子を中心素子とした干渉型光集積位置
センサ (I O P S : Integrated Optic Position Sensor)⁴⁾ について報
告する。このデバイスはグレーティング素子で構成される光学系と光検
出器とをモノリシックに集積化し、光源をハイブリッド集積化したもの
で、光集積ディスクピックアップ⁵⁾の基本構造を変形して構成した。こ
のデバイスは、集光グレーティングカップラ (F G C : Focusing Grat-
ing Coupler)^{6) 7)}を用いて空間中に平行光を出射する構成となっており
、外部レンズなしに広範囲にわたる測定が可能となる。さらに、変位量
だけでなく変位の向きも検出可能で、位置センサとして機能する。

本稿では、I O P Sの原理、設計、基礎実験について述べる。2. で
はI O P Sの構成およびグレーティング素子の働きについて述べる。3.
ではグレーティング素子の設計について述べる。4. ではデバイスの作

製について、5. ではIOPSの位置センシング機能を確認した実験結果を報告する。

2. 光集積位置センサの構成

図1に光集積位置センサ(IOPS)の構成を示す。本デバイスはマイケルソン干渉計を変形して導波型デバイスとしたものである。フォトダイオード(PD)を集積化するため、基板にはSiを採用する。導波路は、バッファ層、グレーティング層、導波層から成っている。グレーティング層に集光グレーティングカップラ(FGC)、導波形ビームスプリッタ(GBS: Grating Beam Splitter)、ブラッグ反射器(DBR: Distributed Bragg Reflector)という3種のレリーフ構造を持ったグレーティングを隣接して配置する。光源は半導体レーザ(LD)で、これを導波路端面に結合し、導波光を励振する。

次に、各グレーティング素子について述べる。FGCは、緩い曲がりと周期変化を持つグレーティングカップラで、発散導波光を空間中に平行光として出射し、可動鏡からの反射光を再び導波路内に導く働きをする。GBSは、周期変化を持つ透過形ブラッググレーティングで、戻り光を回折して2つのPDへ集光し、信号光とする働きをする。DBRは曲がりとわずかな周期変化を持つ反射型ブラッググレーティングで、LDからの導波光の一部を反射して、それぞれのPDに集光し、参照光とする働きをする。

PDにより検出される干渉光の強度変化を測定することにより、可動鏡の変位を検出することができる。さらに、DBRの左右の位置関係を周期の8分の1ずらすと、左右のPD出力の位相が4分の1周期ずれるので、2つのPD出力の位相の進み遅れで変位の向きを検出することができる。

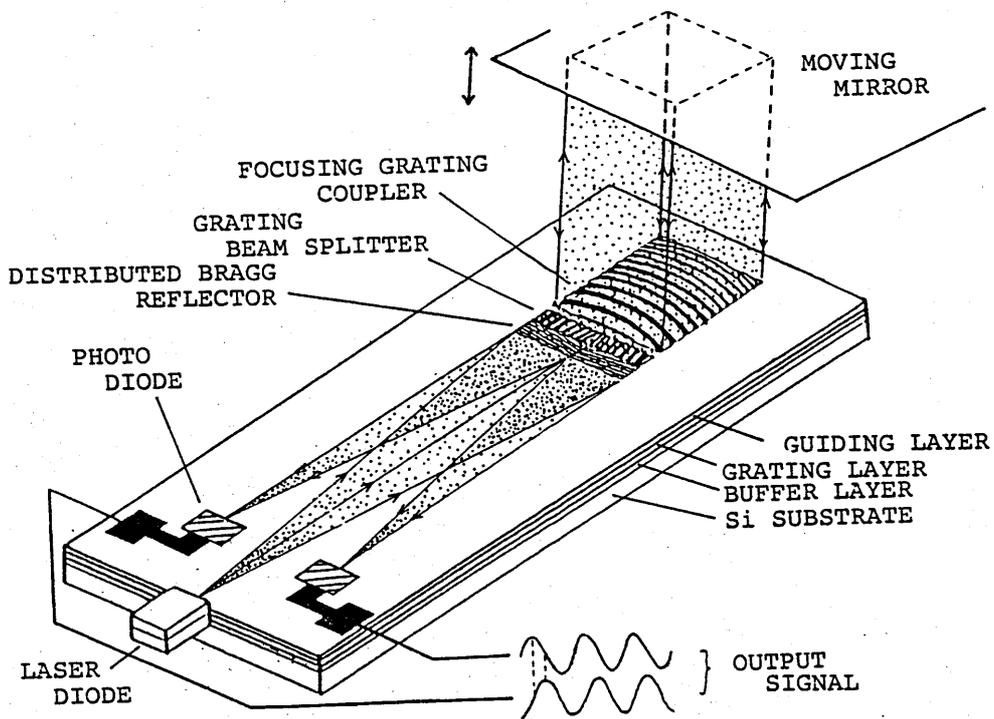


図1 光集積位置センサ (IOPS) の構成

3. 光集積位置センサの設計

位置センサの性能は分解能と測定範囲で評価される。これらは干渉振幅の大きさ（可視度）および出射光の平行度により左右される。PDにより検出される干渉振幅の大きさを最大にするためには、PDに達する信号光と参照光を等しい強度で、できるだけ大きくすればよい。そこで、この条件を満足するように各グレーティング素子の効率を設定する必要がある。そのため、ここではグレーティング素子の効率を中心にして述べる。一方、平行度は波数スペクトルの広がり具合で表され、開口に反比例する。これは、FGCの設計における重要なパラメータの1つである。

図2に各グレーティング素子の位置関係を示した。グレーティング素子を電子ビーム直接描画法により作製するため、電子ビームを走査させるべきグレーティングパターンをあらかじめ求めておく必要がある。そのため、形状式についても述べることにする。

3. 1. 集光グレーティングカップラ (FGC)

図3にFGCの形状を示す。形状式は、導波光と出射光の位相整合を考慮することで得られる。波長 λ 、導波路の実効屈折率 N 、出射角 θ 、焦点距離 r とすると、

$$N \sqrt{x^2 + (y+r)^2} - y \sin \theta = m \lambda + N r \quad (1)$$

(m : Integer)

となる。

次に、出力結合効率を考える。簡単のため、 x 方向には一様で、開口長 L_y のグレーティングカップラを考える。出力結合効率 $\eta_{FGC}(L_y)$ は、

$$\eta_{FGC}(L_y) = \eta^0 \{1 - \exp(-2 \alpha L_y)\} \quad (2)$$

で表される^{6) 7)}。ここで、 α は放射損失係数、 η^0 は1次回折光の空間側へのパワー分配比である。信号光の強度を大きくするためには、FGC

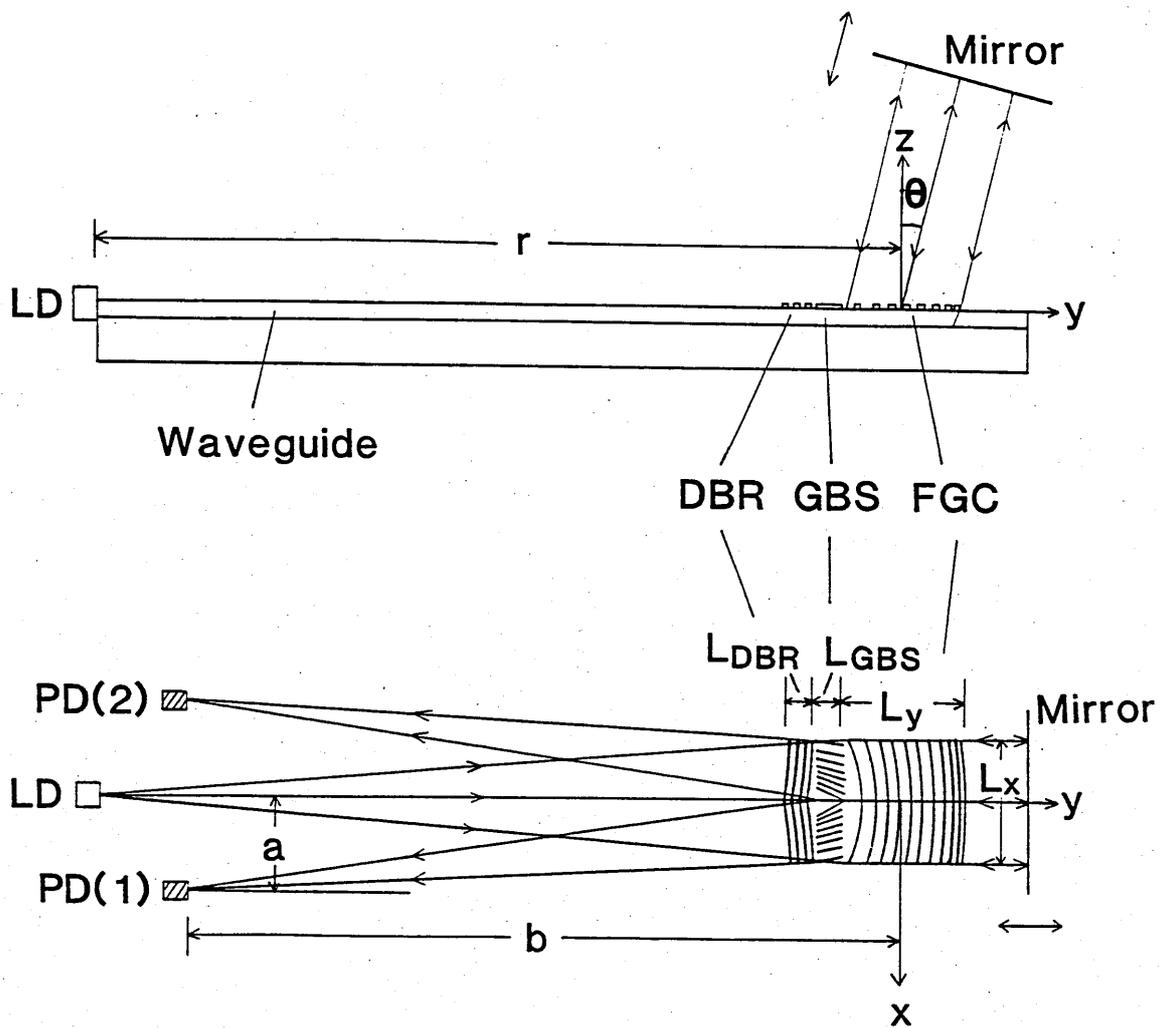


図2 グレーティング素子の位置関係

の結合効率 η_{FGC} をできるだけ大きくする必要がある。すなわち、 η^0 および αL_y を大きくすることである。一方、 α を大きくすることは FGC の有効開口を小さくすることになり、十分な平行度が得られず、測定範囲の減少を引き起こす。有効開口の減少が無視できる範囲で、できるだけ高い効率を得るには $\alpha L_y = 1$ とするのが良い。反射性基板を採用しているため、 α はバッファ層厚 t_b 、グレーティング層厚 t_g に依存し、 η^0 は t_b に依存する。したがって、 t_b 、 t_g を最適化することにより、良好な平行度と高い結合効率（約 60%）を持つ FGC が得られる。

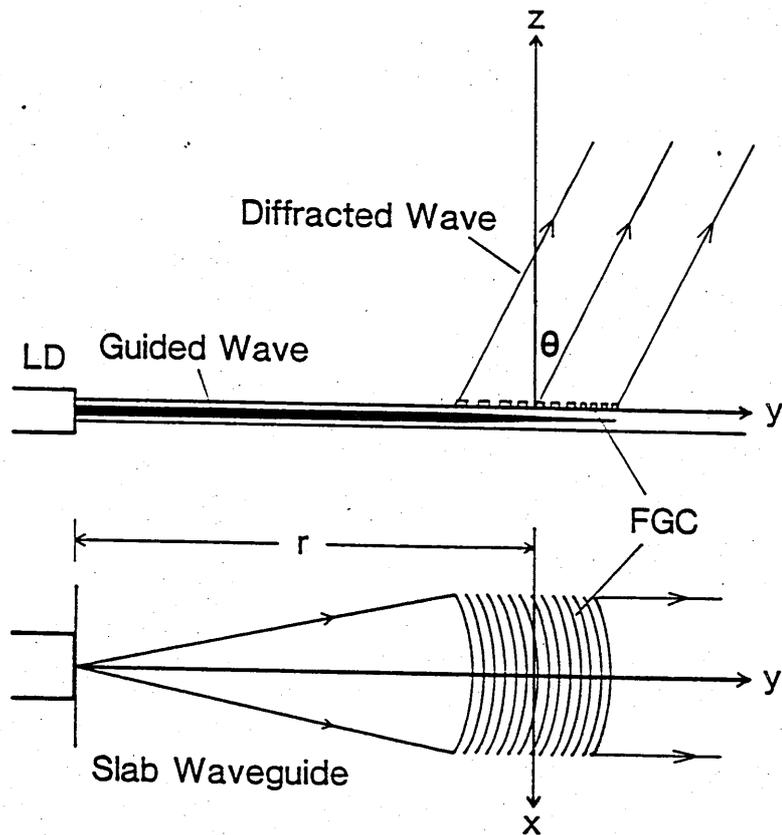


図3 FGCの形状

3. 2. 導波形ビームスプリッタ (GBS) ⁵⁾

図4に形状を示す。先程と同様に、入射波と回折波の位相整合を考慮して形状式を求める。回折光を点 $(\pm a, -b)$ に集光するとすると、

$$\begin{aligned} & \sqrt{x^2 + (y+r)^2} - \sqrt{(x \mp a)^2 + (y+b)^2} \\ & = m\lambda / N + r - L_y / 2 + \sqrt{a^2 + (b - L_y / 2)^2} \end{aligned} \quad (3)$$

(m : Integer)

となる。

透過形グレーティングの回折効率 η_{GBS} は、

$$\eta_{GBS} = \sin^2(|\kappa| L_{GBS} / \sqrt{\cos \theta_{IN} \cdot \cos \theta_{DF}}) \quad (4)$$

と表される⁶⁾。ただし、 κ は結合係数、 L_{GBS} は結合長、 θ_{IN} は入射角、 θ_{DF} は回折角である。ビームスプリッタとしてのパワ伝達効率は $\eta_{GBS} \cdot (1 - \eta_{GBS})$ に比例するので、 $\eta_{GBS} = 0.5$ とすることによりこれを最大にすることができる。すなわち、

$$|\kappa| L_{GBS} / \sqrt{\cos \theta_{IN} \cdot \cos \theta_{DF}} = \pi / 4 \quad (5)$$

とすればよい。

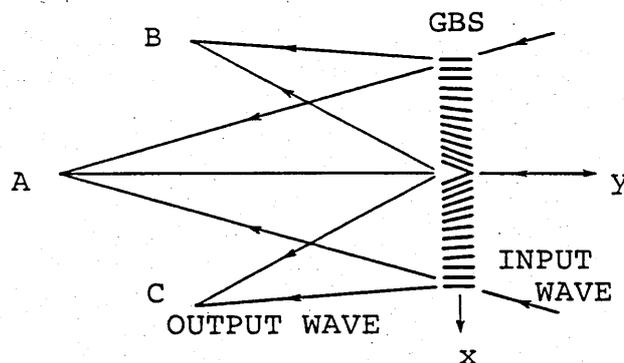


図4 GBSの形状

表1に示す導波路では、 $|\kappa| = 1.83 \times 10^{-2} (\mu\text{m}^{-1})$ となり、 $\theta_{IN} = 0^\circ$ 、 $\theta_{DF} = 7.8^\circ$ の時、 $L_{GBS} = 43 \mu\text{m}$ である。

3. 3. ブラッグ反射器 (DBR)

図5に形状を示す。図2に従って、先程と同様に形状式を求めると、

$$\begin{aligned} & \sqrt{x^2 + (y+r)^2} - \sqrt{(x+a)^2 + (y+b)^2} \\ & = qm\lambda/N + r - (L_y/2 + L_{GBS} + L_{DBR}) \\ & \quad + \sqrt{a^2 + \{b - (L_y/2 + L_{GBS} + L_{DBR})\}^2} \\ & \quad (m : \text{Integer}) \end{aligned} \quad (6)$$

となる。ただし、 q は回折次数である。

DBRの回折効率 η_{DBR} は、ブラッグ条件が満たされる時、

$$\eta_{DBR} = \tanh^2(|\kappa| L_{DBR} / \sqrt{\cos \theta_{IN} \cdot \cos \theta_{RF}}) \quad (7)$$

で表される⁸⁾。ここで、 κ は結合係数、 L_{DBR} は結合長、 θ_{IN} 、 θ_{RF} はそれぞれ入射角、回折角を表している。レリーフグレーティングの結合係数 κ は、グレーティング層厚 t_g が導波層厚 t_f よりも十分小さい時、

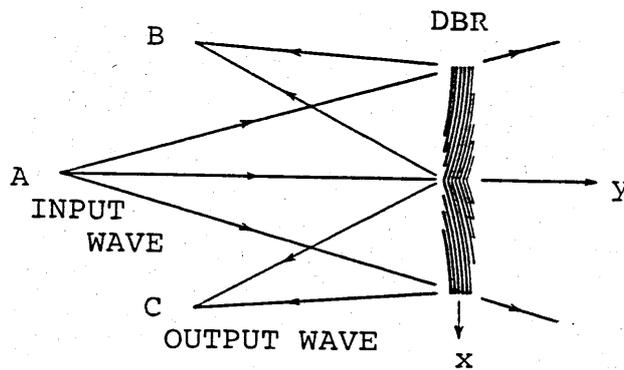


図5 DBRの形状

$$\kappa = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{\sin(qa\pi)}{q\pi} \cdot \frac{t_g}{T_{eff}} \cdot \frac{n_f^2 - N^2}{N} \cdot \frac{n_g^2 - n_f^2}{n_f^2 - n_b^2} \quad (8)$$

と表される⁸⁾。ここで、 T_{eff} は実効膜厚、 n_f 、 n_g 、 n_b はそれぞれ導波層、グレーティング層、バッファ層の屈折率、 N は導波路の実効屈折率、 a はグレーティングのアスペクト比、 q は回折次数である。

参照光として1次の回折光を用いようとする、表1の導波路構造ではグレーティング周期が小さくなり(約 $0.2\mu\text{m}$)、作製困難である。そこで、3次の回折光を利用することにした。しかし、この時には、1次、2次の回折光による損失をも考慮しなければならない。 $a = 1/2$ とすると、 $q = 2$ に対して $\kappa = 0$ となり、2次の回折光をなくすることができる。

DBRの1次、3次の回折光の効率をそれぞれ $\eta_{DBR}^{(1)}$ 、 $\eta_{DBR}^{(3)}$ とすると、PDに達する信号光と参照光の強度を等しくするためには、各グレーティング素子の効率が、

$$\eta_{DBR}^{(3)} = (1 - \eta_{DBR}^{(3)} - \eta_{DBR}^{(1)})^2 \cdot \eta_{GBS}(1 - \eta_{GBS}) \cdot \eta_{FGC}^2 \cdot R_{MR} \quad (9)$$

を満たす必要がある。ここで、 R_{MR} は可動鏡の反射率である。

$(1 - \eta_{DBR}^{(3)} - \eta_{DBR}^{(1)})$ の項はDBRの透過率を表しており、(9)式の右辺、左辺はそれぞれ、PDに達する信号光、参照光の励振導波光に対する割合を示している。ここで、近似的に、DBRの1次の回折光の効率がFGCの放射損失係数 α を用いて表されるとする。すなわち、

$$\eta_{DBR}^{(1)} \approx 1 - \exp(-2\alpha L_{DBR}) \quad (10)$$

とおき、 $\eta_{FGC} = 0.6$ 、 $\eta_{GBS} = 0.5$ 、 $R_{MR} = 0.8$ より(9)式を解いて、 $\eta_{DBR}^{(3)} \approx 0.04$ 、 $\eta_{DBR}^{(1)} \approx 0.06$ を得た。表1の導波路に対する3次回折光の結合係数は、 $|\kappa| = 6.08 \times 10^{-3} (\mu\text{m}^{-1})$ であり、これらより結合長は $33\mu\text{m}$ と計算される。

4. 作製

作製した I O P S の導波路パラメータを表 1 に、グレーティングパラメータを表 2 に示す。基板に Si, バッファ層に SiO₂, グレーティング層に Si-N, 導波層に #7059 ガラスを用いた。

作製工程は次の通りである。(図 6 参照)

(1) Si 基板を熱酸化して, SiO₂ バッファ層を設ける。

表 1 I O P S の作製パラメータ

光源	GaAlAs LD	
	波長	0.79 μm
	発振パワー	3 mW
	端面-LDギャップ長	20 μm
導波路	屈折率	厚さ (μm)
Si 基板	3.75	—
SiO ₂ バッファ層	1.46	1.79
Si-N グレーティング層	2	0.028
#7059 ガラス層	1.55	0.95
実効屈折率 (TE ₀)	1.52	
フォトダイオード	pn 型	
	面積	150 × 50 μm ²
	位置 a	1.195 mm
	b	9.05 mm

- (2) PDを作製する。(図7参照)
- (3) プラズマCVDで, Si-N層を堆積させる。
- (4) 電子ビーム直接描画法により, FGC, GBS, DBRを隣接して作製する。
- (5) スパッタリングにより, #7059ガラス層を堆積させる。
- (6) LDとの結合のため, 基板をへき開し, 導波路端面を露出させる。
- (7) 光電流検出のため, 化学エッチングにより電極を露出させる。
- (8) LDと基板とを結合させ, 電極配線を行う。
- 作製したデバイスの全体写真を図8に示す。基板の大きさは $5 \times 12 \text{ mm}^2$ である。図9には, グレーティング素子群の拡大写真を示す。

表2 グレーティング素子のパラメータ

FGC	開口面積 出射角 焦点距離 周期 理論回折効率	$1.0 \times 1.0 \mu\text{m}^2$ 15° 10.5 mm 約0.6 μm 60%
GBS	開口長 結合長 周期 理論回折効率	1.0 mm 43 μm 約4 μm 50%
DBR (3次)	開口長 結合長 周期 理論回折効率	1.0 mm 33 μm 約0.8 μm 4%

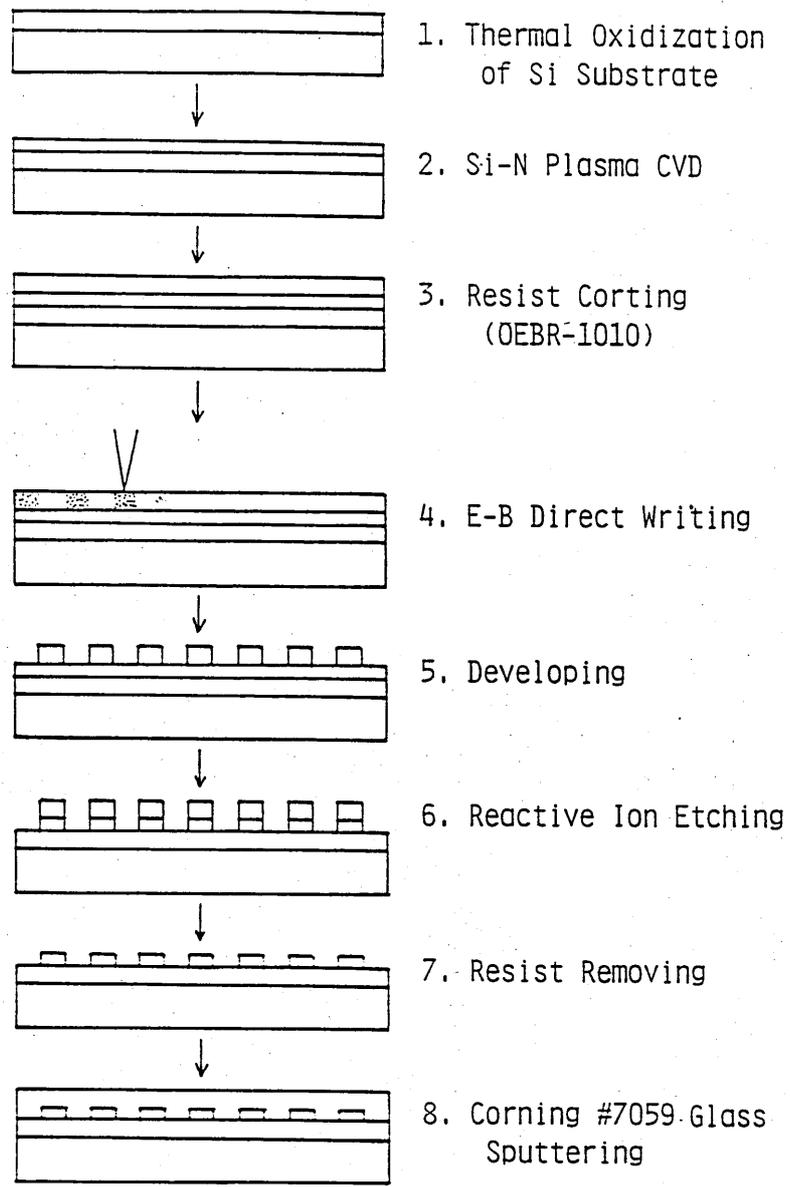


図6 デバイスの作製工程

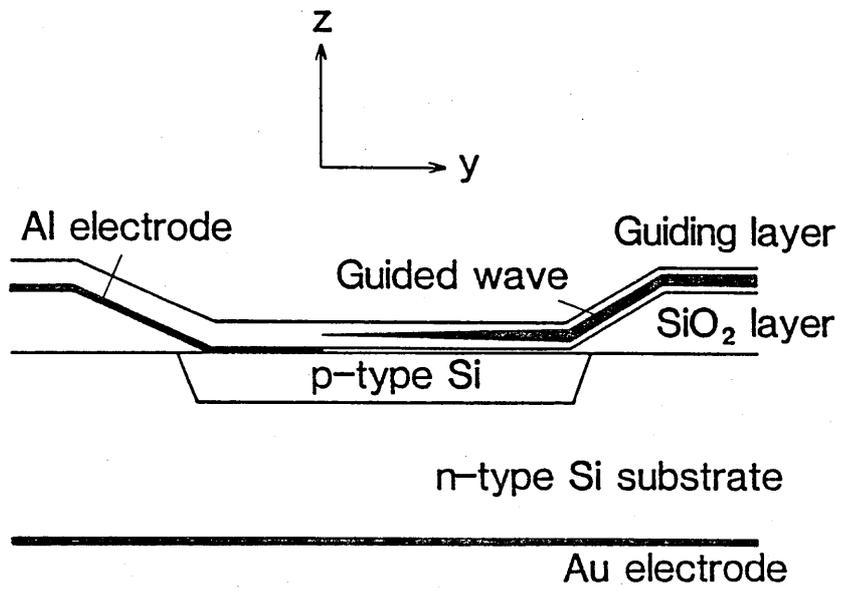


図7 PDの断面図

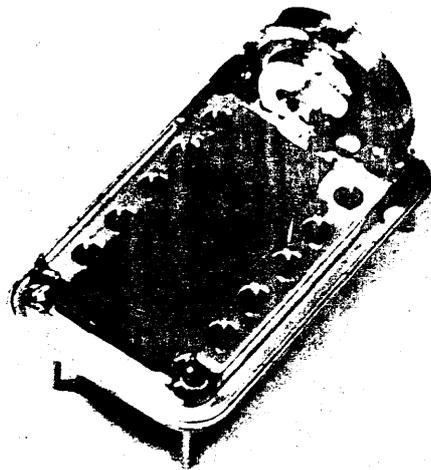


図8 作製したIOPSの全体写真

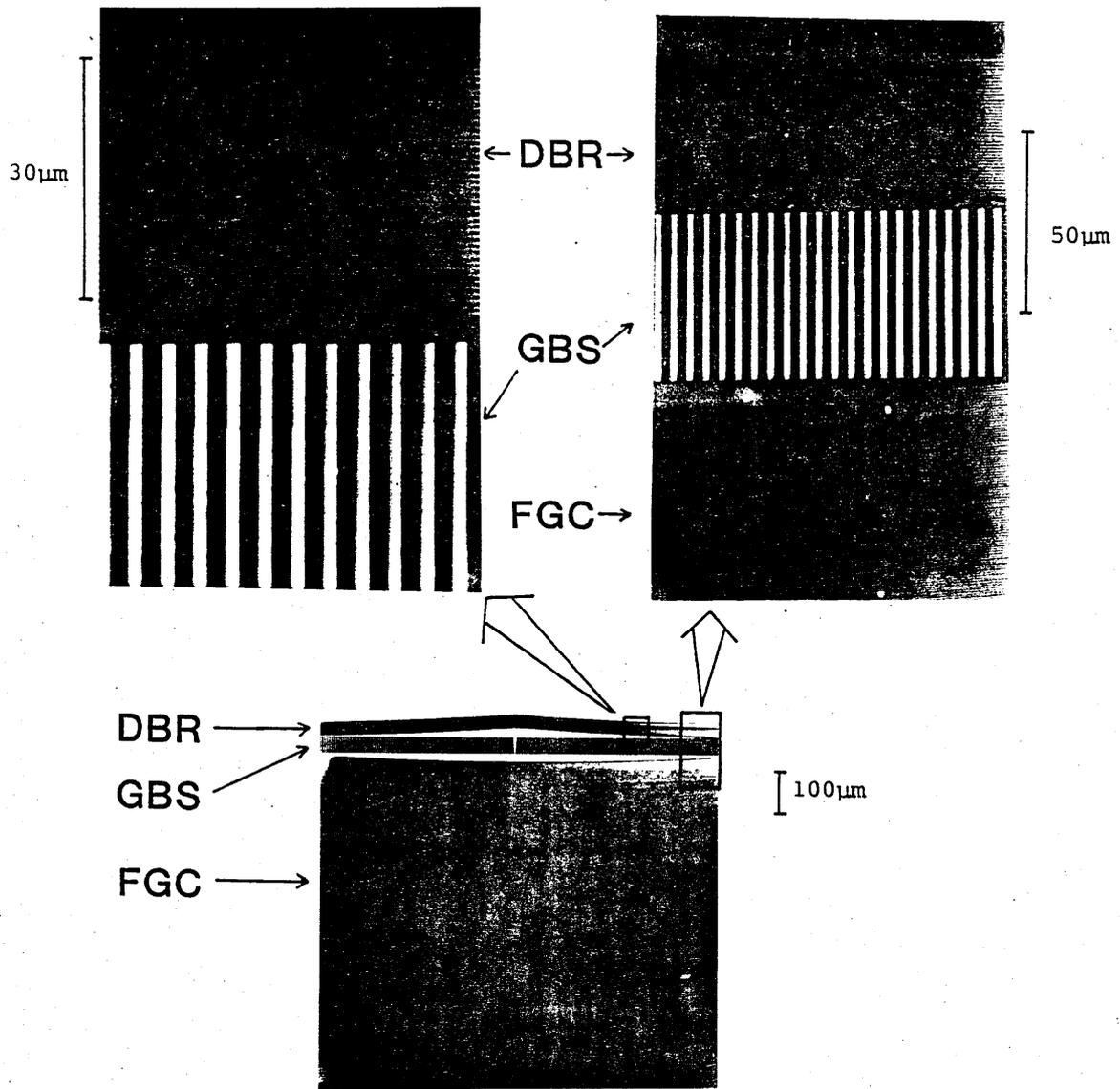


図9 グレーティング素子群の拡大写真

5. 実験

図10に測定系を示す。A1蒸着ミラーを付けたピエゾ素子をファンクションジェネレータで、ビームの出射方向に変位させ、その時の光電流変化をXYレコーダにより記録した。その結果を図11に示す。可動鏡とFGCの距離（測定距離）は約1cmであった。干渉パターンの一周期は、レーザ光の半波長 $0.39\mu\text{m}$ に対応しており、広範囲にわたって安定した出力が得られていることがわかる。これより、PD(1)の方が先にピークが来れば、可動鏡が遠ざかる向き、PD(2)の方が先であれば、近づく向きとわかる。

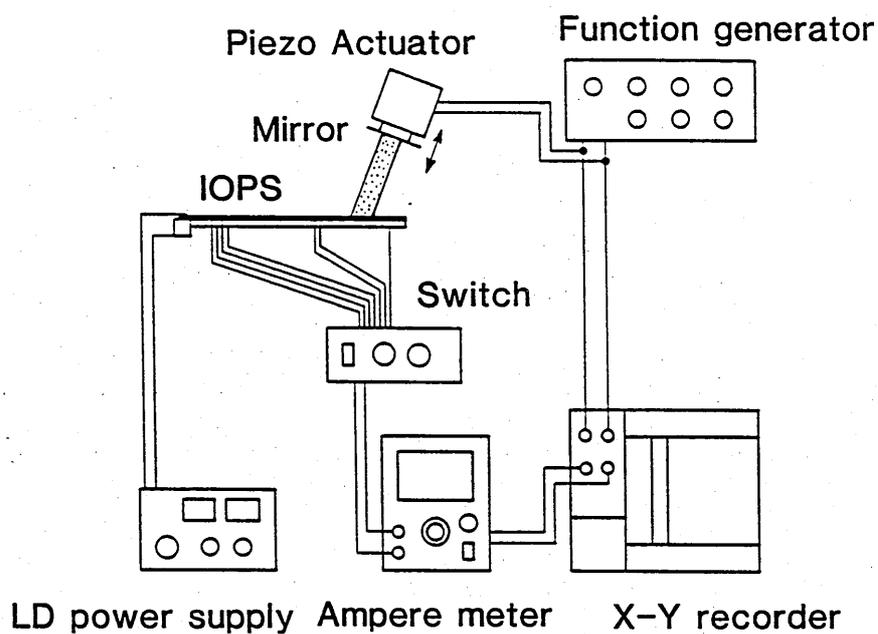


図10 位置センシング実験系

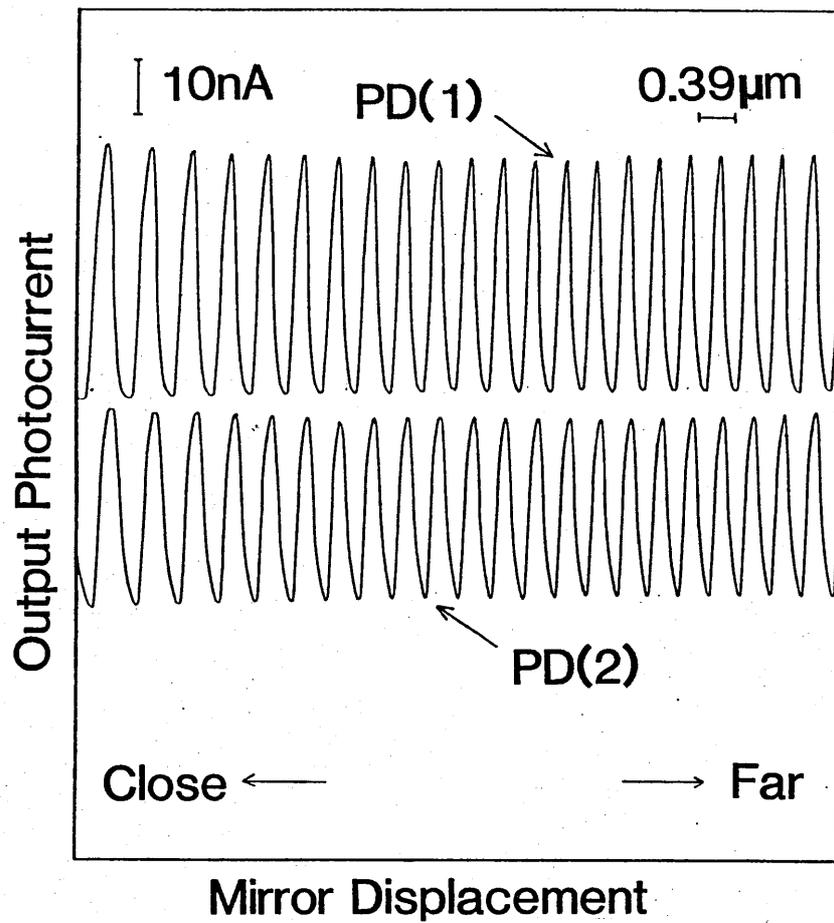


図 1 1 可動鏡変位に対する出力光電流変化

次に、測定距離を変化させた時の干渉振幅の変化を測定した。干渉の具合を表す尺度として、可視度(Visibility) V

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (11)$$

がある。ここで、 I_{\max} , I_{\min} をそれぞれ検出光電流の最大値, 最小値とする。そこで、 V の測定距離依存性を求めた。結果を図12に示す。測定距離が約20 cmに達しても、干渉信号が検出できることがわかった。また、測定距離が増加するにしたがって、 V は低下していることがわかる。この原因としては、作製誤差や導波光の乱れのため、平行度が悪化することが考えられる。また、測定した V の中には迷光による光電流が含まれており、これも可視度低下の一因となっている。

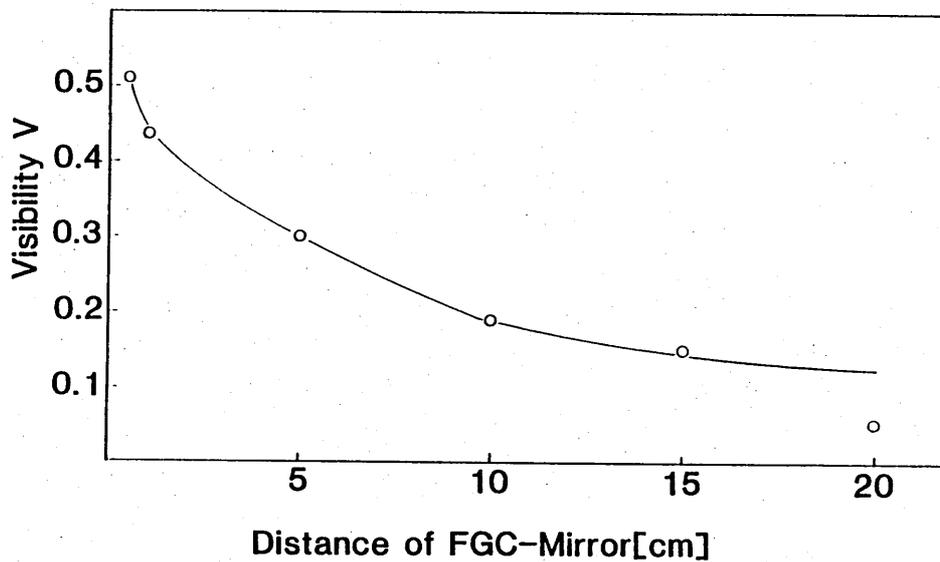


図12 可視度 V の測定距離依存性

6. むすび

干渉型光集積位置センサ (IOPS) の構成を示し, 設計について述べた。IOPS は, 中心素子のグレーティング干渉計だけでなく, 光源, 検出器をも含めて全集積化したものである。

実際にデバイスを作製して, 約 20 cm の範囲にわたって干渉信号を検出し, 変位量および変位の向きが測定できることを示した。

一方, 広範囲にわたる測定を実現するためには, 作製精度を向上させ, 出射ビームの平行度を改善する必要がある。また, 分解能を向上させるためには, 迷光レベルを下げ, 信号の損失を小さくして S/N 比を改善する必要があると考えられる。

謝辞 本研究は, 文部省科学研究費特定研究「光波利用センシング」の援助を受けた。

参考文献

- 1) P.Gidon, S.Valette, and P.Schweizer: "Vibration sensor using planar integrated interferometric circuit on oxidised silicon substrate", presented at 2nd OFS '84, Liederhalle Stuttgart, Federal Republic of Germany, Sep. 5-7, 1984.
- 2) M.Izutsu, A.Enokihara, and T.Sueta: "Optical-waveguide microdisplacement sensor", *Electron.Lett.*, 18, pp.867-868 (1982).
- 3) 高木, 山下, 加藤: "導波型光変位センサ", 応物・光ファイバセンサ研究会, WOF51-4 (1985).
- 4) 堀田, 裏, 栖原, 西原: "グレーティング素子構成による干渉型光集積位置センサー", 第33回応用物理学会予稿集, 4p-L-14 (1986 年春季).
- 5) 裏, 栖原, 西原, 小山: "光ディスクピックアップの光集積回路化", 信学技報, 0QE85-72(1985).
- 6) 松岡, 栖原, 西原, 小山: "電子ビーム描画作製による集光グレーティングカップラ", 信学技報, 0QE83-84(1983).
- 7) T.Suhara, H.Nishihara, and J.Koyama: "High-performance focusing grating coupler fabricated by electron-beam writing", Topical Meeting on Integrated and Guided-Wave Optics, ThD4, April 24- 27, 1984, Kissimmee, Florida (1984).
- 8) 西原, 春名, 栖原: "光集積回路", 4章, オーム社, 1985.

RS86-7

輻射科学研究会資料

4 光波混合による光信号の
伸縮時間反転

追田 真也, 井筒 雅之, 末田 正

(大阪大学 基礎工学部)

三菱電機 中央研究所

昭和61年 9月19日

4 光波混合による光信号の伸縮時間反転

追田 真也, 井筒 雅之, 末田 正

(大阪大学 基礎工学部)

1 まえがき

非線形光学効果は、光波電界に対する誘電分極の非線形性に起因した現象で、これを利用して、光高調波発生、光パラメトリック増幅、光双安定、位相共役光学などが行われている。これらを応用すると、通常の線形光学では得られない種々の機能が得られる。

非線形混合とは、2波以上の光波を非線形性を持つ媒質内で混合することであり、相互作用の構成により決まる機能で光波を処理することができる。例えば、3次の非線形性を持つ媒質中における4光波混合において、入力光の1波を点光源とした場合、入力光の残りの2波の2次元分布のコンボルーションまたはコリレーションが得られ⁽¹⁾、また、2次の非線形性を持つ媒質による光導波路において、お互いに反対方向に進行する2光波の相互作用により生じる出力光は、もとの2光波の時間波形のコンボルーションとなる⁽²⁾。また、進行波を信号処理に用いるので、相互作用は光波が重なっている間しか起きない。そのため、非線形混合は、実時間信号処理の手段として用いることができる。

このような非線形混合を実現する方法としては、3次の非線形光学効果を利用した4光波混合⁽¹⁾⁽³⁾⁽⁴⁾が、誘導ブリルアン散乱⁽⁵⁾、誘導ラマン散乱⁽⁶⁾、2次の非線形光学効果を利用した3光波混合⁽²⁾⁽⁷⁾等

に比べ、つぎの点で有利である。入力する3光波を同じ周波数とすると、出力光の周波数も同じになり位相整合をとりやすいこと、入力光が3波あるため、より多くの機能を持つ可能性があることである。そのため、4光波混合は、将来の光情報処理への応用が期待される等注目を集めている。

4光波混合の応用としては、まず2次元空間に分布した光信号に対する処理⁽¹⁾⁽⁸⁾⁽⁹⁾（リアルタイムホログラフィと呼ばれる空間的なコンボリューション、コリレーション等）が検討されている。また、時間的に変化する光信号に対する処理⁽¹⁰⁾も検討されており、その機能として、時間的なコンボリューションとコリレーション⁽²⁾⁽¹⁰⁾、光双安定⁽¹¹⁾、時間反転⁽¹²⁾、帯域通過フィルター⁽¹³⁾等がある。

本報告では、光信号の時間反転⁽¹²⁾について注目する。4光波混合において、ポンプ光として短光パルスを用いた場合、入力した信号光波形に対して時間的に同じ幅で反転した波形を持った出力光が生じることが分かっているが、ポンプ光入射角変化に対する出力光変化を示した報告はないようである。そこで本報告では、これを発展させ、ポンプ光入射角による出力光の伸縮時間反転を解析し、その結果について述べる。はじめに、4光波混合による位相共役波発生について説明し、次に4光波混合の構成と伸縮時間反転の原理について説明する。次に、解析を示し、その結果として、時間反転になる条件、ポンプ光入射角変化に対する出力光特性の変化を考察する。

2 4 光波混合による位相共役波発生 (1) (4)

3 次の非線形分極 $P^{(NL)}$ は、光波の電界を E とすると次式で表される。

$$\vec{P}^{(NL)} = \epsilon_0 \chi^{(3)} : \vec{E} \vec{E} \vec{E} \quad (1)$$

ここで、 $\chi^{(3)}$ は3 次の非線形感受率で4 位のテンソルである。以下では、簡単のために、非線形媒質は3 次の非線形性のみを持つとし、また、電界方向はすべて同じ方向を考えて非線形感受率はスカラとして扱えるとする。

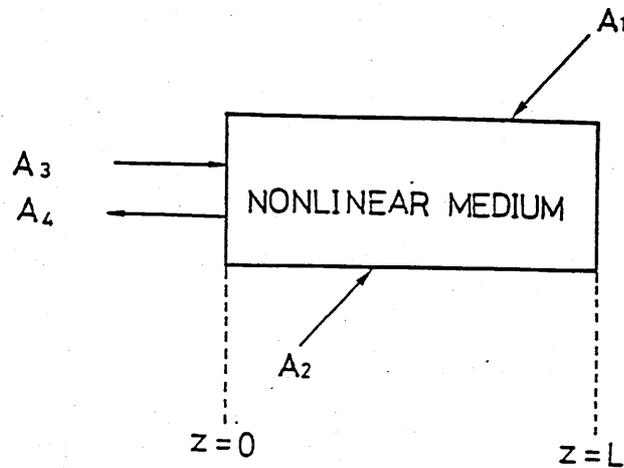


図1 4光波混合の基本的構成

さて、この様な非線形媒質に、図1の様に電界成分が式(2)で表される3つの光波1, 2, 3を加える

$$E_i(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} A_i(\vec{r}) \exp \{ j(\omega_i t - \vec{k}_i \cdot \vec{r}) \} + c.c. \quad (2)$$

$$(i = 1, 2, 3)$$

ただし、 ω_i , \vec{k}_i はそれぞれ各光波の角周波数、伝搬ベクトルである。すると、3 次の非線形性のために角周波数が、 $\omega_4 = \pm \omega_i \pm \omega_j \pm \omega_k$ ($i, j, k = 1, 2, 3$) で表される分極を生じる。

さて、一般に、この様な分極が、分極と等しい周波数を持つ光波と位相整合が取れていないとすると、分極により励起される光波はお互いに

弱め合い消えてしまう。そのため、分極と等しい周波数を持つ光波と位相整合が取れている分極のみを、考えればよい。

そこで光波 1, 2 がお互いに反対方向に伝搬し、角周波数が等しい ($\omega_1 = \omega_2 = \omega$) とすると

$$\vec{k}_1 + \vec{k}_2 = 0 \quad (3)$$

となる。さらに、光波 3 の角周波数を同じ ω として、任意の z 軸に沿って伝搬するとする。

この場合、分極と等しい周波数を持つ光波と位相整合が取れている非線形分極は、式 (4) で表される光カー効果⁽¹⁴⁾の原因となる非線形分極と、

$$P^{(NL)} = \frac{1}{2} \epsilon_0 \chi^{(3)} |A_i|^2 A_j \exp \{ j (\omega_i t - \vec{k}_j \vec{r}) \} + c.c. \quad (4)$$

($i, j = 1, 2, 3$)

式 (5) で表される、角周波数 ω で $-z$ 方向に伝搬する 4 番目の光波 4 を生じる非線形分極だけである。

$$P^{(NL)} (\omega = \omega + \omega - \omega) = \frac{1}{2} \epsilon_0 \chi^{(3)} A_1 A_2 A_3^* \cdot \exp [j \{ (\omega + \omega - \omega) t - (\vec{k}_1 + \vec{k}_2) r + k z \}] + c.c. \\ = \frac{1}{2} \epsilon_0 \chi^{(3)} A_1 A_2 A_3^* \cdot \exp \{ j (\omega t + k z) \} + c.c. \quad (5)$$

ただし、 A_3^* は光波 3 の位相共役波、 k は媒質中における角周波数 ω の光波に対する伝搬定数である。式 (5) より、この分極は光波 3 の位相共役波を発生することがわかる。

式 (5) で表される非線形分極により生じる出力光は、入力した 3 つの光波の積に関係するから、入力光に空間的、あるいは時間的に情報を与えれば光信号処理が可能となる。よって、本報告においては、式 (5) で表される非線形分極に注目する。

3 伸縮時間反転の原理

4光波混合により伸縮時間反転が可能なことを，図を使って簡単に説明する．

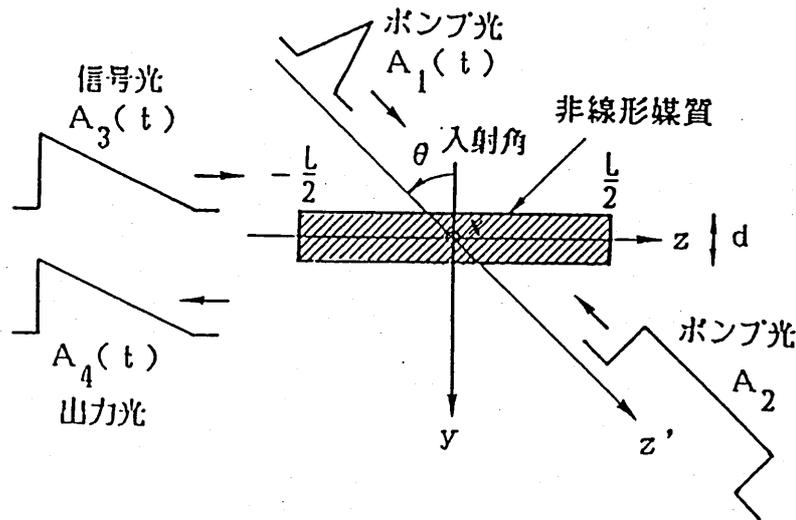


図2 4光波混合の構成図

図2の様な4光波混合の構成を考える．非線形媒質の長辺方向に z 軸，短辺方向に y 軸をとる．信号光 A_3 は z 方向に伝搬し，ポンプ光であるパルス A_1 と連続光 A_2 は，信号光 A_3 に対し角度 θ を成す z' 軸に沿ってお互いに反対方向に伝搬し，各光波は，中心周波数が等しい平面波である．

3次の非線形分極は，信号光 A_3 とポンプ光 A_1, A_2 が空間的，時間的に重なっている場合にのみ生じ，それにより生じる出力光 A_4 は，信号光の位相共役波で， $-z$ 方向に媒質中の光速 v で伝搬するとする．

信号光の時間波形 $A_3(t)$ を図3(a)とし，時間に対する位相変化が一定であるとする．このように信号光上に点A，点Bをとると，時間的にはA点後にB点に来る事になり，時間的な大きさは \overline{AB} となる．この信号光の空間的な広がりを同図(c)の z 軸上の太い線で表すと， z 軸に対して点B，点Aの順になり， $+z$ 方向に速度 v で伝搬する．ただし， y 方向の広がりは十分小さいとする．

また、ポンプ光パルス A_1 を同図(c)のような方形波とし、その空間的な広がりを同図(c)の z' 軸上の長方形で表す。つまり、長方形の内部が光強度の大きい部分であり、 z' 軸に沿って速度 v で伝搬している。ただし、ここでは、非線形媒質とポンプ光のもう一方である連続光 A_2 は省略している。

(I) ポンプ光の入射角 θ が 0° の場合

ある時間にポンプ光が信号光に図3(d)のように作用する場合、A点、B点とも同時に相互作用を受けるので、それに伴う非線形分極によりA点、B点から同時に $-z$ 方向に速度 v で進む光波 A' 、 B' をそれぞれ生じる。よって、空間的には図3(d)のような出力光が生じることになり、これは $-z$ 方向に速度 v で進むので、時間波形では図3(b)となる。よって、時間的には B' 、 A' の順になり、時間間隔 $\overline{B'A'}$ は、 \overline{AB} に等しい。従ってこの場合、出力光は信号光の時間反転となる。

(II) ポンプ光の入射角 θ が正の場合

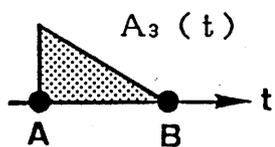
図3と同様に図4を考え、図4(c)に示すようにある時間にポンプ光が信号光のB点に作用するとする。この時に発生した光波 B' は $-z$ 方向に速度 v で進むので、ポンプ光がA点に作用する時には図4(d)のような位置にくる。また、この時A点においても、相互作用のため $-z$ 方向に速度 v で進む光波 A' が生じる。よって出力光の時間波形は図4(b)となり、時間的に信号光を拡張して反転したものであることがわかる。また、時間間隔 $\overline{B'A'}$ はポンプ光の入射角に依存する。

(III) ポンプ光入射角 θ が負の場合

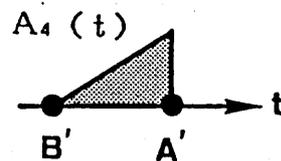
同様に図5を考え、図5(c)に示すようにある時間にポンプ光が信号光のA点に作用すると、この時に発生した光波 A' は $-z$ 方向に速度 v で進むので、ポンプ光がB点に作用する時には図5(d)のような位置にくる。また、この時B点においても、 $-z$ 方向に速度 v で進む光波 B' が生じる。よって、出力光の時間波形は図5(b)となり信号光を圧縮して反転したものとなる。また、時間間隔 $\overline{B'A'}$ はポンプ光の入射角に依存する。

以上のことより、出力光は信号光の位相共役波の伸縮時間反転となる

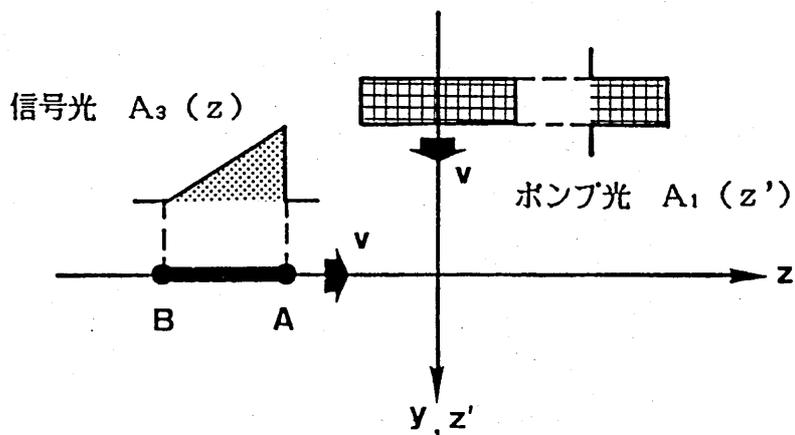
ことがわかる。



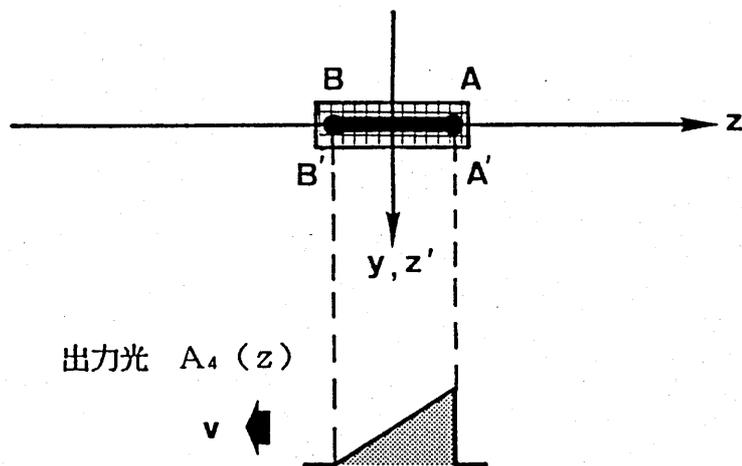
(a) 信号光の時間波形



(b) 出力光の時間波形



(c) 信号光とポンプ光の空間的な表現



(d) ポンプ光が信号光に作用する場合

図3 伸縮時間反転の説明図 (I) $\theta = 0^\circ$ の場合

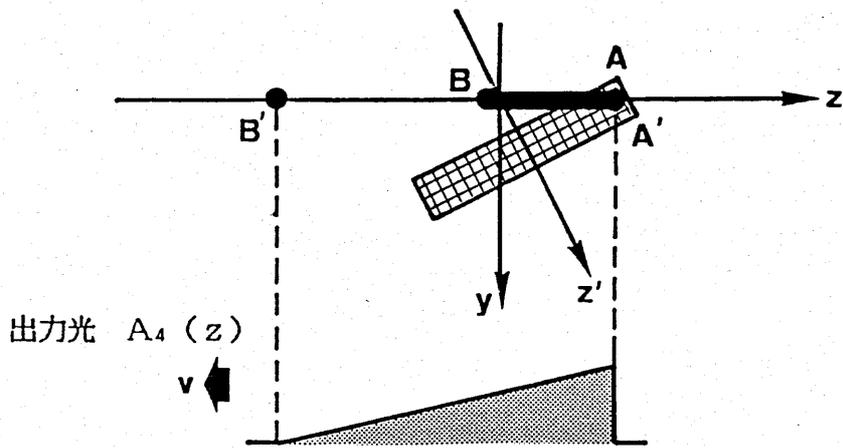
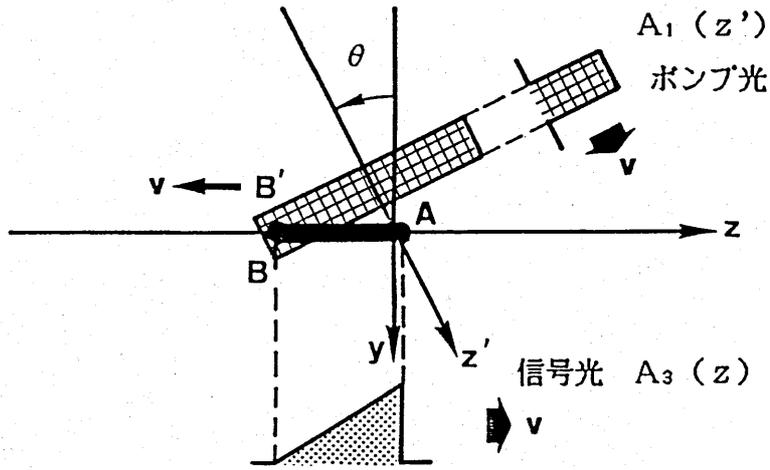
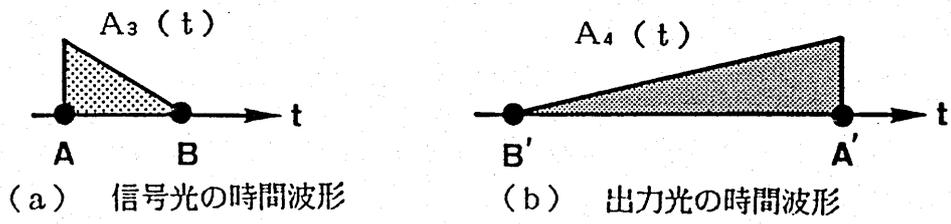


図4 伸縮時間反転の説明図 (II) $\theta > 0^\circ$ の場合

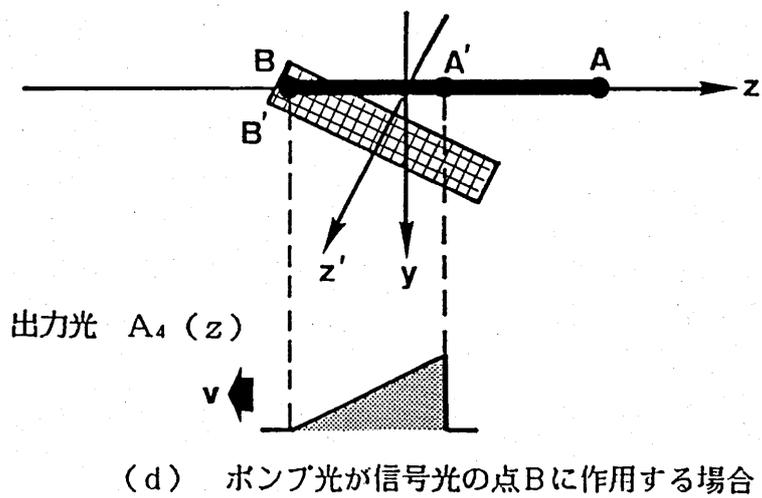
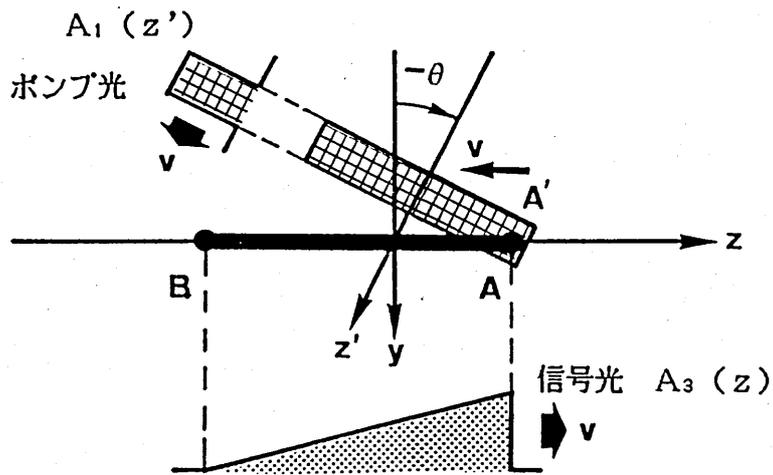
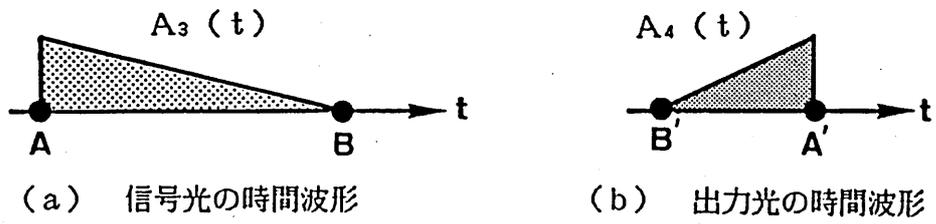


図5 伸縮時間反転の説明図 (III) $\theta < 0^\circ$ の場合

4 伸縮時間反転の解析

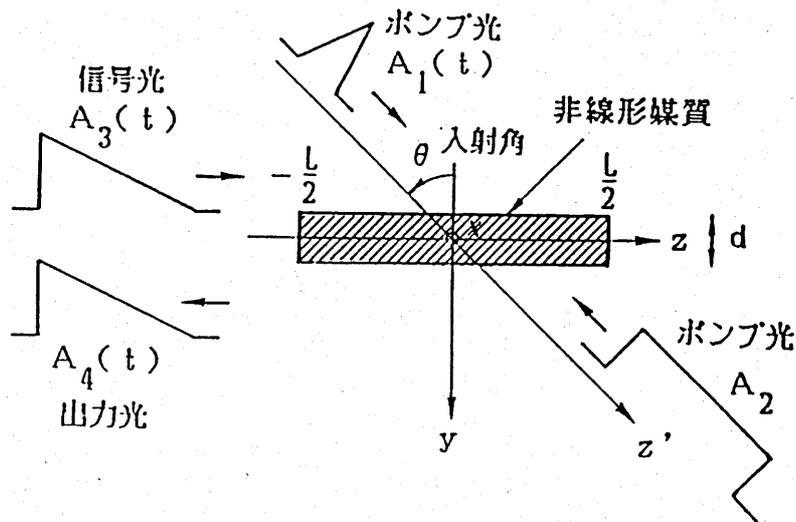


図6 4光波混合の構成図

4光波混合による伸縮時間反転を、数式を用いて解析的に考える。図6に、4光波混合の構成を再掲する。非線形媒質の長辺方向に z 軸，短辺方向に y 軸をとり，媒質長を L とする。信号光 A_3 は z 方向に伝搬し，ポンプ光であるパルス A_1 と連続光 A_2 は，信号光 A_3 に対し角度 θ を成す z' 軸に沿ってお互いに反対方向に伝搬する。そして，各光波は，電界の方向が等しく x 方向で，中心周波数も等しい平面波である。

非線形媒質は，無損失，無分散，等方，一様とし，また，まわりの媒質の屈折率は非線形媒質と同じと仮定して，反射，回折の影響を考えない。

入力光 A_1, A_2, A_3 の電界を，フーリエ変換を用いて次の様に表す。

$$E_1(z', t) = \frac{1}{2} A_1 \left(t - \frac{z'}{v} \right) \exp \{ j (\omega_0 t - \beta z') \} + c.c.$$

$$A_1(t) = \int_{-\infty}^{\infty} a_1(\omega_1) \exp(j\omega_1 t) d\omega_1 \quad (6)$$

$$E_2(z', t) = \frac{1}{2} A_2 \exp \{ j (\omega_0 t + \beta z') \} + c.c. \quad (7)$$

$$E_3(z, t) = \frac{1}{2} A_3 \left(t - \frac{z}{v} \right) \exp \{ j (\omega_0 t - \beta z) \} + c.c. \quad (8)$$

$$A_3(t) = \int_{-\infty}^{\infty} a_3(\omega_3) \exp(j\omega_3 t) d\omega_3$$

ここで、 ω_0 はパルスの中心角周波数、 β は ω_0 における位相定数 ($\beta = \omega_0 / v$)、 v は媒質中での光速、 $z' = z \sin \theta + y \cos \theta$ である。この解析において、興味のある非線形分極は、式(5)で表されるような分極であるので、光カー効果の原因となる分極を無視するとする。よって、信号光 A_3 とポンプ光 A_1 、 A_2 による興味のある3次の非線形分極は、式(9)で表される。

$$P^{(NL)}(r, t) = \frac{1}{2} \epsilon_0 A_2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(3)}(\omega_0 + \omega_4, \omega_0 + \omega_1, \omega_0, -\omega_0 - \omega_3) a_1(\omega_1) a_3^*(\omega_3) \exp [j \cdot \{ (\omega_0 + \omega_1 - \omega_3) t + \beta z + (-\omega_1 \sin \theta + \omega_3) z / v - \omega_1 \cos \theta y / v \}] d\omega_1 d\omega_3 + c.c. \quad (9)$$

ただし、 $\chi^{(3)}$ は3次の非線形感受率で、分極は電気双極子⁽¹⁵⁾によるものと仮定した。

さて、ポンプ光 A_1 、 A_2 の振幅変化が波長に対して十分緩やかに変化し、かつポンプ光が y 方向に媒質を通過する間のポンプ光 A_1 、 A_2 の振幅変化が十分小さい、つまり媒質の短辺 d に比べてポンプ光 A_1 、 A_2 の空間的な振幅変化が十分小さいと仮定すると、信号光 A_3 とポンプ光 A_1 、 A_2 により生じる3次の非線形分極は、媒質内において y 方向に一様とみなすことができる。従って、式(9)において、 y に依存する項を無視でき、非線形分極は式(10)で表すことができる。

$$P^{(NL)}(r, t) = \frac{1}{2} \epsilon_0 A_2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(3)} a_1(\omega_1) a_3^*(\omega_3) \cdot \exp [j \{ (\omega_0 + \omega_1 - \omega_3) t + \beta z - (\omega_1 \sin \theta - \omega_3) z / v \}] d\omega_1 d\omega_3 + c.c. \quad (10)$$

この信号光とポンプ光の3波により生じる非線形分極は、 $-z$ 方向に伝搬し媒質の短辺 d 内で y 方向に一様な出力光を生じるから、出力光 A_4 を式 (11) の形におくことができる。

$$E_4(z, t) = \frac{1}{2} A_4(z, t) \exp \{ j (\omega_0 t - \beta z) \} + c.c. \quad (11)$$

$$A_4(t) = \int_{-\infty}^{\infty} a_4(z, \omega_4) \exp(j \omega_4 t) d\omega_4$$

$|E_4| \ll |E_3| \ll |E_1|, |E_2|$ と仮定すると、ポンプ光と信号光の減衰が無視できる⁽⁴⁾。よって、式 (10), (11) を、マックスウェルの方程式より導出した波動方程式である式 (12) に代入し、

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} E_4 - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} E_4 = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} P^{(NL)}(r, t) \quad (12)$$

各光波が波長に対して十分緩やかに変化すると仮定すると、式 (13) が得られる。

$$\left\{ v \frac{\partial}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial t} \right\} A_4(z, t) = j \frac{1}{2} \epsilon_0 \mu_0 \omega_0 v^2 A_2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(3)} a_1(\omega_1) a_3^*(\omega_1 - \omega_4) \cdot \exp [j \{ \omega_4 t + (\omega_1 - \omega_4 - \omega_1 \sin \theta) z / v \}] d\omega_1 d\omega_3 \quad (13)$$

ただし、ここで $\omega_4 = \omega_1 - \omega_3$ とした。

式 (13) を出力光のフーリエ変換を用いて変形すると式 (14) が得られる。

$$\left\{ v \frac{\partial}{\partial z} - j \omega_4 \right\} a_4(z, \omega_4) = j \frac{1}{2} \epsilon_0 \mu_0 \omega_0 v^2 A_2 \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(3)} a_1(\omega_1) \cdot a_3^*(\omega_1 - \omega_4) \exp [j \{ \omega_1 - \omega_1 \sin \theta - \omega_4 \} z / v] d\omega_1 \quad (14)$$

図7の座標を考えて、式(14)をzについて解く。

非線形領域 $(-L/2, L/2)$ 以外では式(14)の右辺は0、また、 $a_4(L/2, \omega_4) = 0$ とする。さらに、3次の非線形感受率 $\chi^{(3)}$ が、パルスの中心周波数付近において定数と仮定すると、 $a_4(z, \omega_4)$ は次式で表される。

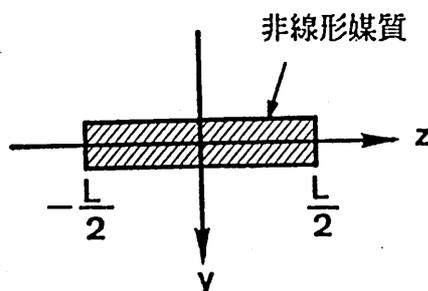


図7 座標の取り方

$$a_4(z, \omega_4) = -j \frac{1}{2} \epsilon_0 \mu_0 \omega_0 v \chi^{(3)} L A_2 \exp(j \omega_4 z / v) \cdot D(\omega_4) \quad (15)$$

$$D(\omega_4) = \int_{-\infty}^{\infty} a_1(\omega_1) a_3^*(\omega_1 - \omega_4) \operatorname{sinc} \left[\left\{ (1 - \sin \theta) \omega_1 - 2 \omega_4 \right\} L / (2 \pi v) \right] d \omega_1$$

ただし、 $\operatorname{sinc}(x) = \sin(\pi x) / (\pi x)$ である。

式(15)より、逆フーリエ変換して出力光 $A_4(z, t)$ は

$$A_4(t) = -j \frac{1}{4} \epsilon_0 \mu_0 \omega_0 v^2 \chi^{(3)} A_2 G(t) \quad (16)$$

$$G(t) = \int_{t-\tau}^{t+\tau} A_1 \left[\frac{1+\sin \theta}{2} (t_0 + \frac{1-\sin \theta}{1+\sin \theta} t) \right] \cdot A_3^*(t_0) dt_0 \quad (17)$$

$$\tau = \frac{L}{v}$$

となる。G(t)は出力光波形を示しており、これだけがポンプ光入射角 θ を含んでいる。ここで、 τ は信号光が媒質を通過する時間、 A_3^* は信号光の位相共役波を表している。

5 出力光の考察

解析の結果得られた出力光の式 (16), (17) を考察する.

5-1 出力光波形

例として, 信号光を図8 (a) に示すパルス幅 τ_3 の三角波, ポンプ光を同図 (b) に示すパルス幅 τ_1 の方形波とし, 両方とも時間に対する位相変化が一定とする.

出力波形を示す式 (17) は同図 (c) に示すように, ポンプ光パルス幅 τ_1 を $2 / (1 + \sin\theta)$ 倍したものを, t_0 軸上の $- (1 - \sin\theta) t / (1 + \sin\theta)$ の点に移動して, 信号光をかけて積

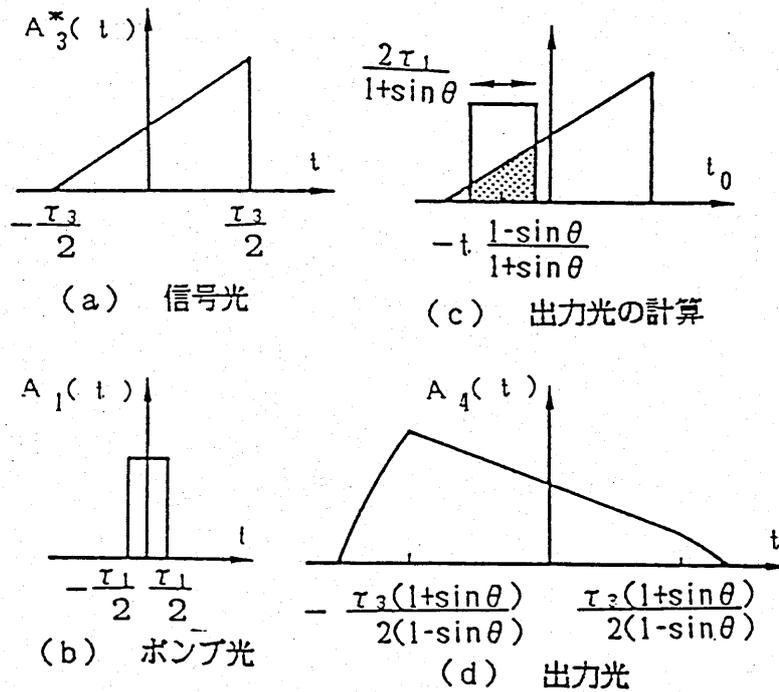


図8 出力光波形の計算

分したものが同図 (d) に示すように出力光の t 点における値となることを意味し、出力光は信号光を時間的に $(1 + \sin\theta) / (1 - \sin\theta)$ 倍して反転しているのがわかる。

このことを、物理的に説明する。まず、ポンプ光の広がり τ は出力光の 1 点がポンプ光と相互作用している時間を表し、結局、信号光のどの部分と相互作用するのかを示している。従って、この時間が時間分解能の目安となる。しかし、相互作用時間が大きくなると、出力光振幅は大きくなる。次に時間伸縮は、相互作用領域の z 方向に対する変化の速さと信号光、出力光の速さとの差より生じる。

ところで、式 (17) の積分範囲が τ で制限されているのは媒質長によるもので、この範囲を越えると、非線形媒質の外になり相互作用が生じないことを示している。

5-2 伸縮時間反転の条件

出力光が信号光の時間反転になる条件として以下のことが考えられる。

まず、信号光がポンプ光により全て相互作用を受ける条件で式 (18) の右側で表され、 τ 、つまり媒質長に関するものである。これより、信号光パルス幅 τ_s が決まっている場合のポンプ光入射角に対する最適の媒質長 L_{opt} がもとまり式 (19) で表される。

次に、式 (18) の左側で表される、出力光の分解時間が信号光パルス幅より小さい条件であり、ポンプ光パルス幅 τ_1 に関する。これは、分解時間が信号光時間幅より大きいと時間反転であることがわからなくなるからである。

$$\frac{2\tau_1}{1+\sin\theta} < \tau_3 \leq \tau(1-\sin\theta) \quad (18)$$

$$L_{OPT} = \frac{\tau_3 V}{1-\sin\theta} \quad (19)$$

図9に、 $\tau/\tau_1=5$ の場合における、伸縮時間反転の条件式(18)が成り立つ信号光パルス幅のポンプ光入射角変化を示す。また、図10に、信号光パルス幅一定の場合における、最適の媒質長のポンプ光入射角に対する変化を示す。

以下では、伸縮時間反転の条件が常に成り立つとして、ポンプ光入射角に対する出力光特性の変化を考える。

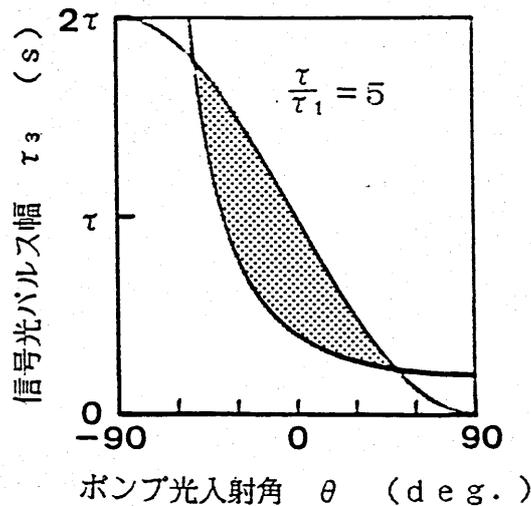


図9 伸縮時間反転の成り立つ信号光パルス幅

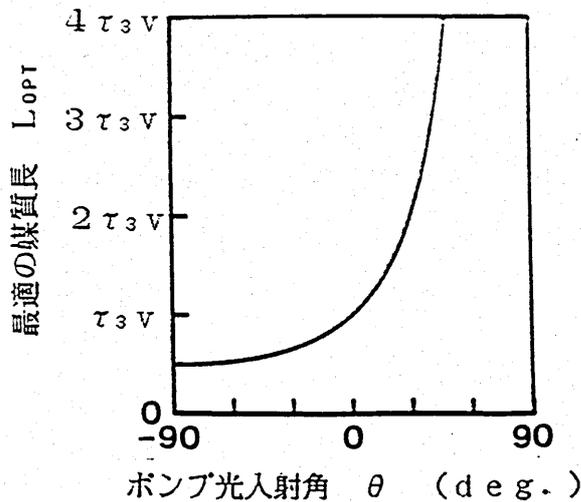


図10 信号光パルス幅一定の場合の最適の媒質長

5-3 時間伸縮率

出力光パルス幅 τ_4 は式 (20) で表される。よって信号光パルス幅 τ_3 に対する出力光パルス幅の比を時間伸縮率とし、ポンプ光入射角 θ に対する変化を図 11 に示す。これより、 θ が正の場合は信号光は拡張され、 θ が 0 の場合は等しく、 θ が負の場合は圧縮されることがわかる。これは、原理で示した結果と一致する。

$$\tau_4 = \frac{(1 + \sin\theta)}{(1 - \sin\theta)} \tau_3 \quad (s) \quad (20)$$

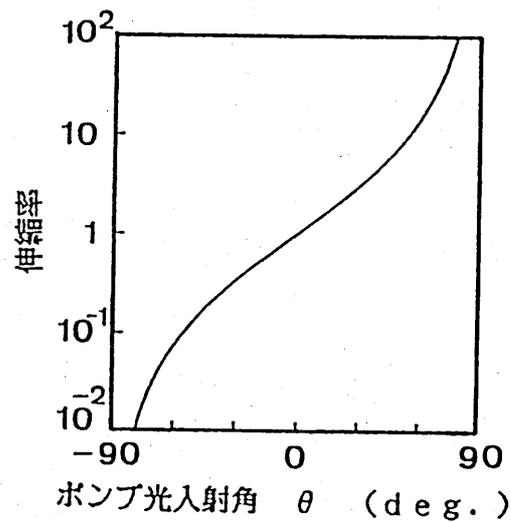


図 11 時間伸縮率

5-4 時間分解能と効率

時間分解能として、出力光の1点が相互作用を受けた時間の逆数をとると式(21)で表される。そのポンプ光入射角変化を図12の点線で表す。

$$1/\Delta t = \frac{(1+\sin\theta)}{2\tau_1} \quad (\text{s}^{-1}) \quad (21)$$

また、信号光時間幅一定の場合の出力光電力を考える。信号光 A_3 、ポンプ光パルス A_1 をともに方形波とし、パルス幅をそれぞれ τ_3 、 τ_1 とする。 $t=0$ 付近においては、式(17)より

$$G(t) = A_1 A_3 \frac{2\tau}{(1+\sin\theta)} \quad (22)$$

である。ポンプ光電力 P_1 、 P_2 は、ポンプ光のビーム断面積を S として、

$$P_i = \frac{1}{v\mu_0} |A_i|^2 S \quad (\text{W}) \quad (23)$$

($i=1, 2$)

となる。媒質長として、式(19)で表される信号光時間幅 τ_3 に対して最適の媒質長 L_{OPT} をとると、ポンプ光断面積 S は、式(24)で表される。

$$S = w \times L_{\text{OPT}} \cos\theta = \frac{\cos\theta}{(1-\sin\theta)} w \tau_3 v \quad (24)$$

ここで、 w はポンプ光の x 方向のビーム幅である。従って、信号光電力を P_3 とすると、出力光電力 P_4 は次式で表される。

$$P_4 = \eta \frac{\cos^2\theta}{(1+\sin\theta)^4} P_1 P_2 P_3 \quad (\text{W}) \quad (25)$$

$$\eta = \frac{\varepsilon_0^2 \mu_0^4 \omega_0^2 v^4 |\chi^{(3)}|^2}{4w^2} \cdot \frac{\tau_1^2}{\tau_3^2} \quad (\text{W}^{-2}) \quad (26)$$

これより効率のポンプ光入射角に対する変化は図12の実線で表される。

図12より、時間分解能と効率の間には相反関係があることがわかる。これは、出力光の1点が相互作用を受ける時間が大きくなると時間分解能が悪くなる代わりに、効率が大きくなることを示している。これより、入射角 0° の場合に比べ、入射角 -30° 付近で効率が10倍、時間分解能が $1/2$ 倍になる。

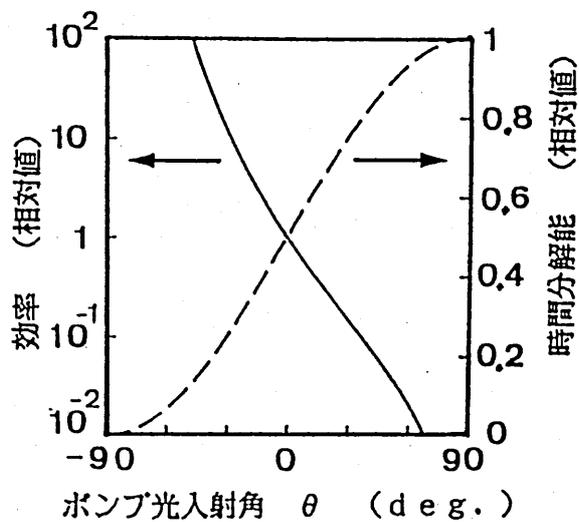


図12 時間分解能と効率

5-5 効率の数値例

表1に示す条件を用いて効率を計算する。CS₂を用いた理由は、4光波混合の実験に比較的多く用いられているためであり、最適の媒質として選んだのではない。この条件において、0°入射における最適の媒質長は3cmとなる。式(25)、(26)より0°入射の場合の効率は $8 \times 10^{-15} \text{W}^{-2}$ となる。これにより、ポンプ光電力P₁、P₂を100kW、信号光電力P₃を100Wとすると、出力光電力P₄は8mWが期待される。

効率が小さいのは、相互作用時間がポンプ光パルスのパルス幅程度の時間のためである。相互作用時間を大きくして効率を高くするには、図12に示すようにポンプ光入射角を変えればよい。しかし、効率を高くする代わりに時間分解能が悪くなり、また伸縮時間反転の条件に制限されるため、ポンプ光入射角を変えるには限度がある。

表1 効率の数値例の条件

媒質	CS ₂
3次の非線形感受率	$\chi^{(3)} = 2 \times 10^{-20} \text{ m}^2 / \text{V}^2$
屈折率	$n = 1.5$
各光波の中心波長	$\lambda_0 = 0.53 \mu\text{m}$
ポンプ光ビーム幅	$w = 30 \mu\text{m}$
ポンプ光パルス幅	$\tau_1 = 2.0 \text{ p s}$
信号光パルス幅	$\tau_3 = 150 \text{ p s}$

時間分解能を保ちながら効率を高めるためには、媒質に非線形性の高いもの、例えば有機材料などを用いればよい。有機材料には、 CS_2 に比べて非線形性が 10^2 倍程度大きい媒質が存在する。ただし、今のところ、損失が大きいため実用には至っていない。また光導波路を利用すれば、光の電力密度が大きくなるので、効率が高くなると予想される。ただし、光導波路を利用した場合、光波に界分布があるので、厳密には新たに解析を行うことが必要である。

媒質に損失のない有機材料を用い、ビーム幅が光導波路幅と同じ程度と仮定した場合、効率が 10^{-9} 程度と期待される。この場合、出力光電力 P_4 を 10 mW 得るためには、ポンプ光電力 P_1 、 P_2 を 1 kW 、信号光電力 P_3 を 10 W にすれば良いと考えられる。

6 むすび

4光波混合による光信号の時間反転について、ポンプ光入射角に対する出力光変化について解析を行った。構成は、ポンプ光として一方をパルス光、もう一方を連続光とし、細長い非線形媒質に入射するとした。解析方法としては、フーリエ変換法を用いた。

結果として、ポンプ光入射角変化により、出力光は信号光の伸縮時間反転となることを示した。また、時間反転を得るためには媒質長・ポンプ光パルス幅により、ポンプ光入射角・信号光パルス幅が制限されることを示した。さらに、信号光パルス幅とポンプ光入射角に対して最適の媒質長を求めた。

出力光特性として、ポンプ光入射角に対する時間伸縮率、時間分解能、効率の変化を示した。それにより、時間分解能と効率の間には相反関係があること、入射角 -30° 付近で、入射角 0° の場合に比べ効率が10倍、時間分解能が $1/2$ になることがわかった。さらに、媒質として CS_2 を用いた場合、入射角 0° では効率として $8 \times 10^{-15} \text{W}^{-2}$ が期待されることを示した。

本報告に示した条件により得られた効率は小さいが、将来、非線形性の大きい媒質を用い、また光導波路を利用する等して、本報告に示した光信号の伸縮時間反転を、実験により確かめられると思われる。今後は、光導波路を利用した場合について、検討する必要がある。また、伸縮時間反転により可能な光信号演算を考えることが、課題である。さらに、4光波混合により可能な新しい機能を考えていきたい。

7 参考文献

- (1) A.Yariv : IEEE J.Quant.Electron.,vol.QE-14,p:650 (1978)
- (2) G.I.Stegeman : J.Opt.Comm.,vol.4,p.20 (1983)
- (3) R.W.Hellwarth : J.Opt.Soc.Am.,vol.67,p.1 (1977)
- (4) B.Y.Zel'dovich,N.F.Pilipetskii,V.V.Shkunov :
Principles of Phase Conjugation,p.144,Springer-Verlag,Berlin
Heidelberg New York Tokyo (1985)
- (5) B.Y.Zel'dovich,V.I.Popovickev,V.V.Ragul'skii,F.S.Fagulloov :
JETP Lett.,vol.15,p.109 (1972)
- (6) B.Y.Zel'dovich,N.A.Mel'nikov,N.F.Pilipetskii,V.V.Ragul'skii
: JETP Lett.,vol.25,p.36 (1977)
- (7) A.Yariv : J.Opt.Soc.Am.,vol.66,P.301 (1976)
- (8) D.M.Pepper,J.AuYeung,D.Fekeye,A.Yariv : Opt.Lett.,vol.1,p.7
(1978)
- (9) A.Yariv : Opt.Comm.,vol.25,p.23 (1978)
- (10) T.R.O'Meara,A.Yariv : Opt.Eng.,vol.21,p.237 (1982)
- (11) H.G.Winful,J.H.Marburger : Appl.Phys.Lett.,vol.36,p.613
(1980)
- (12) D.A.B.Miller : Opt.Lett.,vol.5,p.300 (1980)
- (13) D.M.Pepper,R.L.Abrams : Opt.Lett.,vol.3,p.212 (1978)
- (14) 例えば, 稲場, 他編 "レーザーハンドブック", 7. 6節,
朝倉書店 (1973)
- (15) Y.R.Shen,The Principles of Nonlinear Optics,p.2,
A Willey-Interscience Publication, New York (1984)

輻射科学研究会資料

RS86-8

AlGaAs/GaAs DFBレーザと

そのスペクトル線幅

三菱電機（株）中央研究所

小島啓介 野田進 久間和生

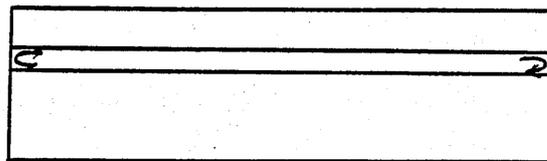
昭和61年9月19日

1. はじめに

光応用計測や光情報処理の分野においては短波長域（900nm以下）において安定な単一モード発振をする半導体レーザーが必要とされている。現在この波長域で実用化されている半導体レーザーはAlGaAs系のもので、図1（a）に示される様なファブリーペロー型と呼ばれる構造をしている。これは、レーザーの端面を共振器として用いるもので、レーザー自体に波長選択性が無く、温度変化や注入電流の変化により、容易に発振波長が変化してしまう。これはモードホッピング雑音と呼ばれ、実用上大きな問題となる。

この問題を解決する方法として図1（b）に示す様に半導体レーザー内部に回折格子を埋め込み、その周期に応じた波長の光のみを選択的に増幅する方法がある。この構造の半導体レーザーは分布帰還型（DFB：distributed feedback）レーザーと呼ばれ、極めて波長安定性に優れている。

(a)



(b)

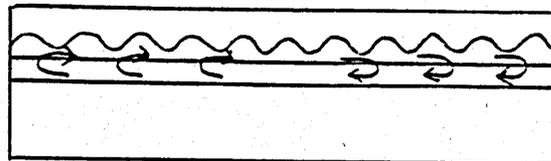


図1 (a) ファブリーペローレーザーと (b) DFBレーザーの模式図

短波長系におけるDFBレーザの研究は1970年代に既に始まっているが、今まで十分な性能を持つものが得られていなかった[1]-[5]。この理由として、LPE法(液相エピタキシー法)においてはAlを含む層の上への再成長が酸化の問題によって難かしいこと、及び再成長によって回折格子の形状がなまることが挙げられる。

これらの問題を解決するために、我々は2回のMBE(分子線エピタキシー)成長を用いた[6]。これによりAlを含んだ層のうえにも再成長が可能になるとともに、回折格子の形状も保存される。その結果回折効率の十分高い素子を得、短波長域において初めて低閾値室温連続発振を実現した[7]-[8]。また、量子井戸構造により更に低閾値化することにも成功した[9]。

次にスペクトル線幅について述べる。スペクトル線幅とは、レーザの発振波長の高速のゆらぎの半値全幅であり、通常半導体レーザでは数10MHz以上である。これに対し、コヒーレント光通信や光応用計測(例えばリング共振型光ファイバージャイロ)に要求される線幅は1MHz以下であり、1桁以上の低減を要する。このためにいくつかの外部共振器型半導体レーザが発表されているが、外部の温度や注入電流の変化により線幅は不規則に変化するために、高度な制御を必要とし実用にはあまり適していない。このために半導体レーザ単体で線幅を低減させるのが最も実用的であると考えられる。特にDFBレーザで狭スペクトル化を実現することは、波長の安定化と合わせて、非常に重要である。以下では、まずAlGaAs系DFBレーザの作製法について述べ、次に発振特性について報告する。更に、量子井戸構造を用いたDFBレーザについても述べる。最後にDFBレーザのスペクトル線幅についても報告する。

2 作製法〔7〕

作製した AlGaAs/GaAs系DFBレーザの構造図を図2に示す。横方向の電流及び光閉じ込めにはリッジ導波路構造が採られている。このリッジ導波路構造は比較的作製が容易で高速・高出力動作が可能であるという特長を持つ。まず一回目のMBE成長でn型GaAs基板の上にバッファ層、クラッド層、活性層、バリア層、及び導波路層を成長する。バリア層は電子が活性層から導波路層へオーバフローするのを防ぐ役割を持つ。理論計算によるとバリア層の厚さは薄い方がよく、我々は200Åとした。この程度の厚さであれば電子のトンネル現象も生じない。

一回目成長後、He-Cdレーザ（波長325nm）を用いた2光束干渉露光及び化学エッチングにより導波路層上に2次の回折格子を形成する。形成した回折格子の周期は258nmであり、溝の深さは120-150nm程度であった。次に再びMBE装置内に導入し再成長を行なう。

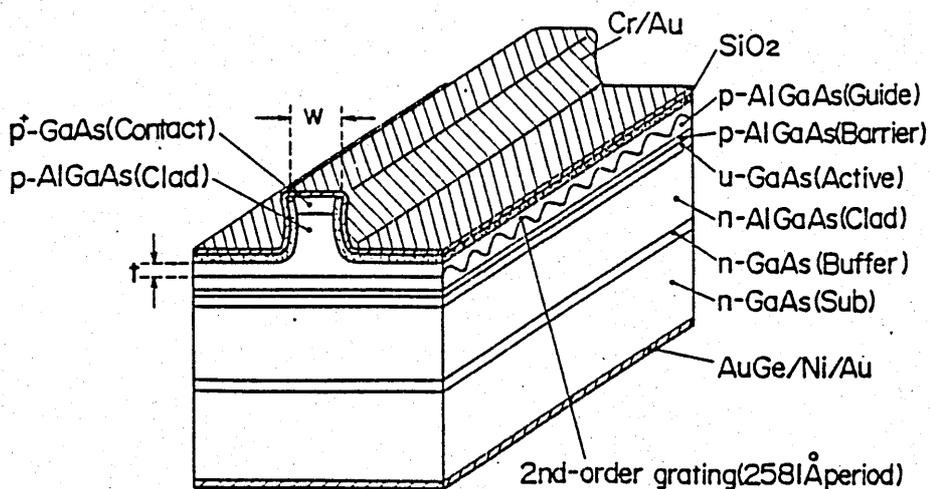


図2 リッジ導波路型AlGaAs/GaAs DFBレーザの模式図

表面のヒートクリーニングを行なった後、クラッド層及びコンタクト層を成長する。

2回目成長後、ウエハをリッジ導波路構造に加工する。通常のホトリソグラフィと化学エッチングにより $4\mu\text{m}$ 程度の幅のリッジ・ストライプを形成する。この時、エッチング後の残留クラッド層の厚さ(図2に於いて t で表される)が横方向の光及び電流閉じ込めの強さを決定する。低閾値を狙う場合はエッチングを深くして閉じ込めを十分強くし、高出力を狙う場合はエッチングを浅くして閉じ込めを弱くする。リッジ外部のエッチされた部分は SiO_2 膜で覆い電氣的絶縁を施す。p型電極として Cr/Au を、n型電極として $\text{AuGe}/\text{Ni}/\text{Au}$ をそれぞれリッジ側、基板側に蒸着する。レーザーチップはシリコンのサブマウントを介してpサイドアップで銀のヒートシンクにマウントする。

3 発振特性[7]-[8]

作製したDFBレーザーは室温連続発振した。図3に電流-光出力特性を示す。ここでレーザーの両端面は劈開面のままである。閾値電流は 20°C に於いて 42mA であり、微分量子効率是一片あたり 17% であった。得られた閾値電流は今までに報告されているもののうちで最も低い値である。図4は水平方向遠視野像を示すがこれよりビームパターンも安定していることが分かる。

図5に種々の光出力に於ける発振スペクトルを示す。 5mW まで安定な単一縦モード動作していることが分かる。図6は閾値電流と発振波長の温度依存性を示す。 $-20\sim 30^\circ\text{C}$ に於いてモードホッピングのない安定な単一縦モード動作が観測され、閾値電流も一定していた。これはこの温度領域に於いてレーザー自身の

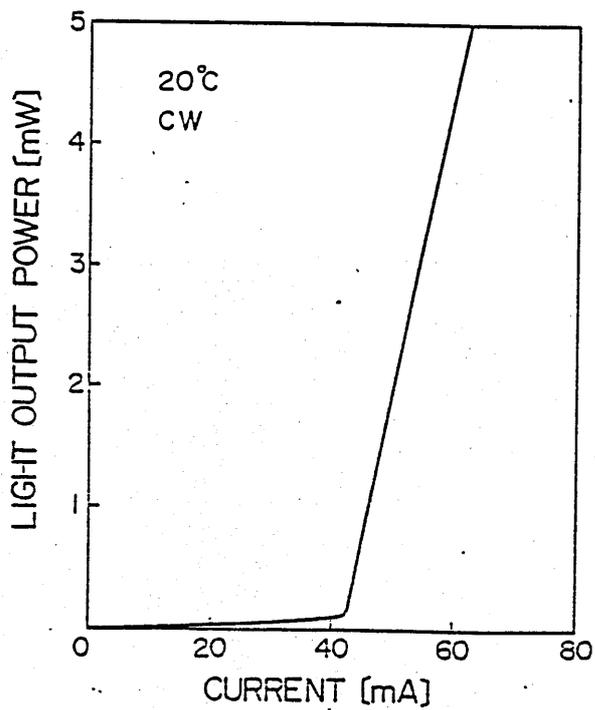


図3 電流-光出力特性

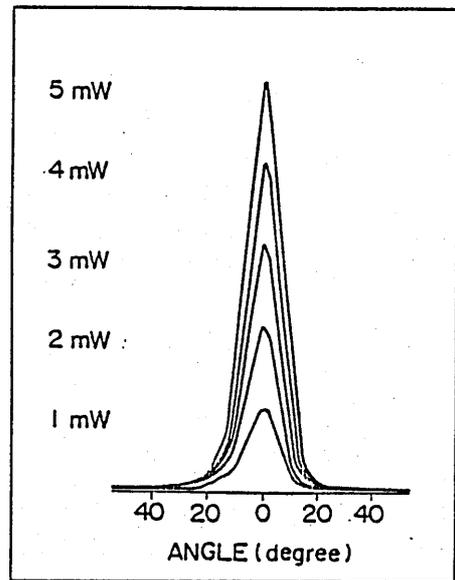


図4 水平方向遠視野像

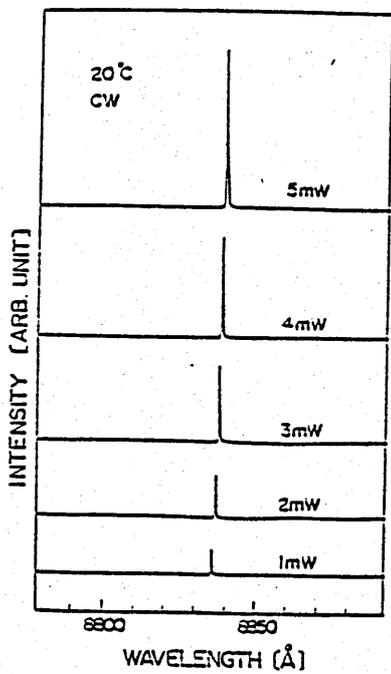


図5 発振スペクトル

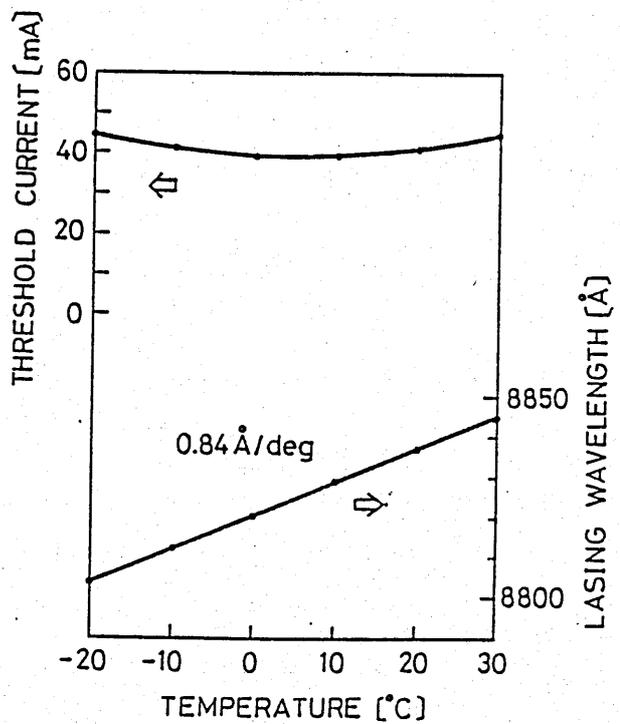


図6 閾値電流と発振波長の温度依存性

持つ利得分布と回折格子の周期がうまく一致していることを示すものである。それ以外の温度領域ではレーザの両端面を共振器とするファブリ・ペロー・モード発振が生じた。このファブリ・ペロー・モード発振を抑制するためには端面での反射率を下げればよい。そこで前面には0.3%の無反射コーティングを施し、後面には前面での光の取り出し効率を上げるために70%の高反射コーティングを施した。その結果、図7に示すように最高85°Cまでで単一縦モード動作素子を得ることが出来た。

さらに横方向の光閉じ込めを弱くして、端面での光密度を下げることにより40mW程度まで高出力動作する素子を得た。

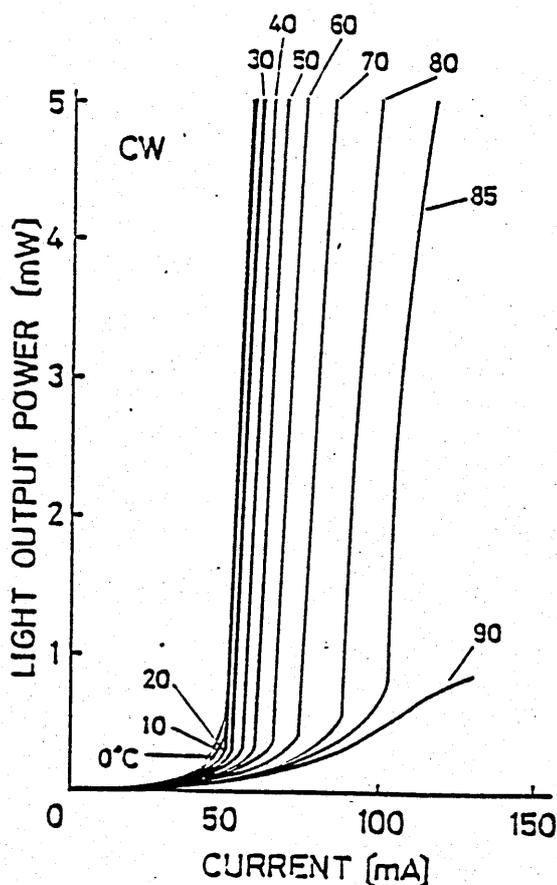


図7 電流-光出力特性の

温度依存性

4 量子井戸構造の導入による高性能化〔9〕

以上はレーザ構成要素のうち、発振主要部である活性層の膜厚が $0.1\mu\text{m}$ 程度の場合の結果を示すが、活性層厚を薄くしていくと種々の興味深い現象が生じる。活性層厚が電子のド・ブロイ波の波長(100\AA)程度以下になると量子効果と呼ばれる現象が生じ、それまで連続のエネルギーを取り得た電子が飛び飛びのエネルギーしか取り得なくなる。そのためキャリアの状態密度が階段状のものとなり、最低準位のキャリア密度が大幅に増大する。これはレーザの利得及び微分利得を大きく増増加させることにつながる。その結果、次の様な効果が期待出来る。

- ◎ 低閾値化 ◎ 高速変調性
- ◎ 動的安定性 ◎ 狭スペクトル線幅化

我々はGaAs系に於いて量子井戸構造を持つDFBレーザをはじめて実現した。以下その結果について述べる。

構造は図8に示す通りであり、6層の量子井戸層(120\AA)と5層のバリア層(35\AA)から成る多重量子井戸

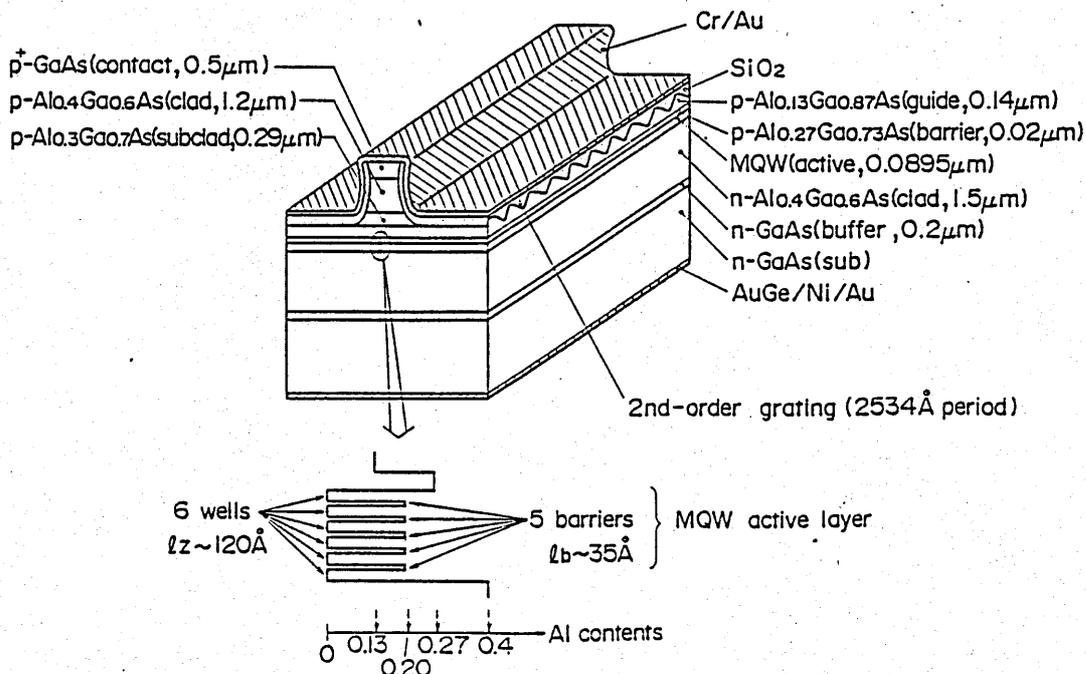


図8 MQW-DFBレーザの模式図

(MQW: multiquantum well)構造を有する。作製法は殆んど先に述べたとおりであるが、光閉じ込めを良くするために全体にAlの組成が高くなっていること、回折格子へのスムーズな再成長を行なうためにサブ・クラッド層が設けられていること、及び量子井戸化に伴う利得ピークの短波長化を考慮して回折格子の周期が短くなっていること等が異なる。また両端面は無反射コーティングしてある。

図9は20°Cでの電流-光出力特性を示す。共振器長は273 μm である。閾値電流は28mAであり、先に述べた通常の構造のDFBレーザのその2/3となっている。InP/InGaAsP系でもMQW構造をもつDFBレーザが報告されているが、液相成長法を用いているため量子井戸の厚さが数100Åと厚い。そのため十分に量子効果が発揮されておらず閾値電流の低減はされていない。

次に量子井戸構造の別の効果である動的安定性について調べた。図10は高速変調時のスペクトルを示す。ここで測定系の分解能は0.2Åである。比較のため通常の構造のDFBレーザの結果も示されている。レーザは共に1mW出力にバイアスされ1GHzの正弦波電流で変調されており、変調電流がパラメータに採られている。同図よりMQW-DFBレーザの方が極めて動的安定性に優れていることが分かる。高速変調時のスペクトルのひろがり是一般にチャープングと呼ばれるが測定系の分解能を差し引くと、MQW構造を採り入れることにより通常の構造のDFBレーザに比べ1/5~1/6に減少していることが発揮される。このようにMQW-DFBレーザによりきわめて高性能な半導体レーザが実現できる。

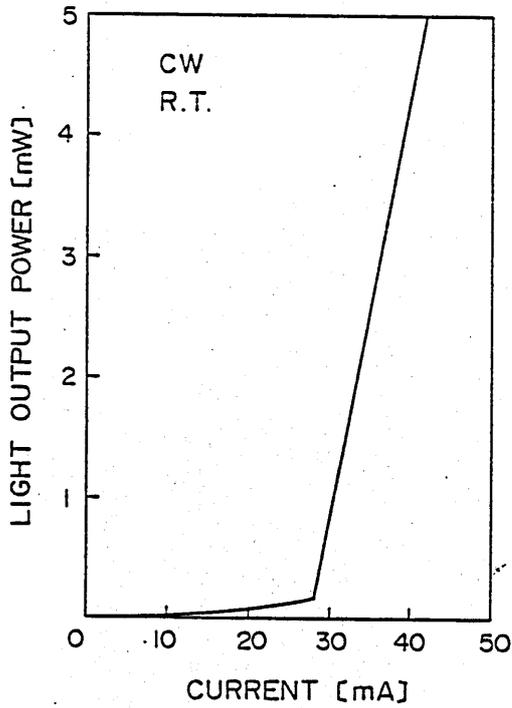


図9 電流-光出力特性

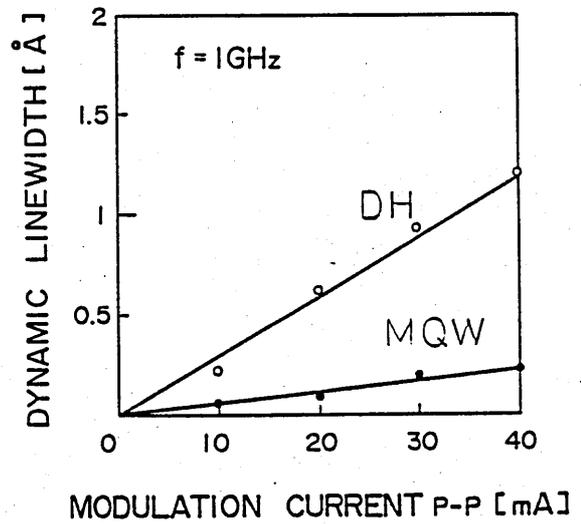


図11 チャーピングの変調電流依存性

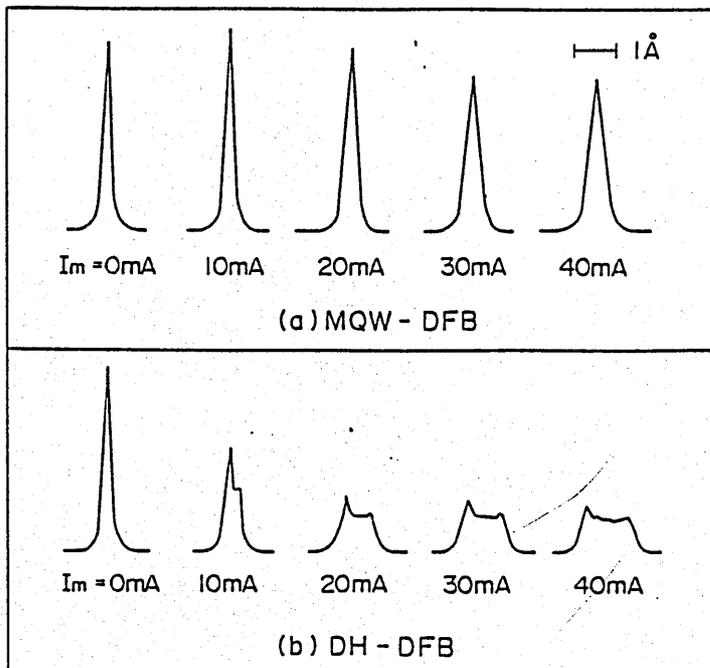


図10 高速変調時のスペクトル

5 スペクトル線幅 [11]-[15]

半導体レーザのスペクトル線幅 $\Delta\nu$ は

$$\Delta\nu = \frac{v_g^2 h\nu g n_{sp} \alpha_m}{8\pi P} (1 + \alpha^2) \quad (1)$$

で表わされる [10]。ここで、 v_g は光の群速度、 $h\nu$ は光子エネルギー、 g は閾値利得、 n_{sp} は自然放出光係数、 α_m は共振器損失、 α は線幅増強係数、 P は片面当りの光出力である。(1) 式より線幅を低減するには、

- 1) 光出力 P を増大させる。
- 2) 共振器損失 α_m を低減させる。
- 3) α を低減させる。

という方法が考えられる。

まず、上の1)と2)について通常のDH-DFBレーザの実験結果を示す。図12は異なる共振器長のDFBレーザの線幅を P の逆数の関数としてプロットしたものである [14]。共振器長を長くすることは共振器損失 α_m を低減させることにつながり、狭スペクトル化に有効であることがわかる。ただし、 $820 \mu\text{m}$ のレーザの場合、線幅に依存しない成分が約 10MHz あり、この原因は今のところわかっていない。

線幅増強係数 α は大きな波長依存性を持つことが知られている [15]。すなわち、利得ピークより高エネルギー側 (短波長側) にDFBレーザの発振波長がくる様に回折格子の周期を設定すればよい。実験的にこの事を確かめるためには、同一のレーザで温度を変えればよい。温度が上昇すると屈折率変化により発振波長は $0.06-0.08 \text{nm/K}$ で変化するが、利得ピークは約 0.3nm/K で変化する。すなわち、発振波長は相対的に利得ピークに対し短波長にシフトして、 α を減少させ、線幅も低減させる。図13はDH-DFBレーザにおけ

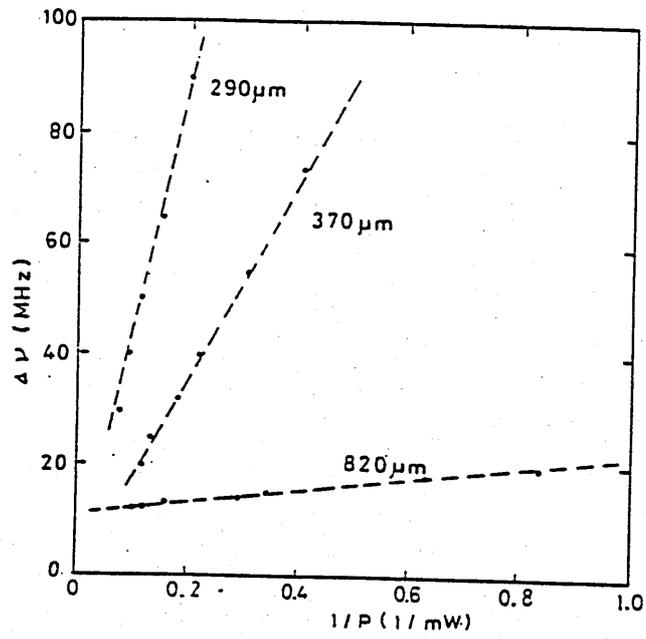


図 1 2 スペクトル線幅の共振器長依存性

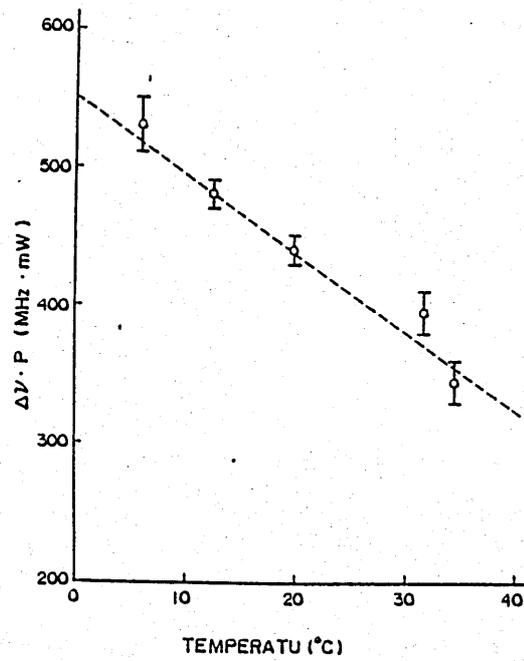


図 1 3 線幅 · 光出力積 $\Delta\nu \cdot P$ の温度依存性

る実験結果でありこの仮説を裏付けている。

量子井戸構造によっても α を減少できることが理論的に示されており〔16〕、実験的な証明が待たれる。

6 まとめ

以上AlGaAs/GaAs DFBレーザについて述べてきた。得られた結果をまとめると、

1) 分子線エピタキシャル2回成長法により、4.2mAという低閾値で動作する素子を実現した。

2) 作製した素子は縦、横とも安定な単一モードで動作し、端面コーティングを施すことにより最高85°Cまで動作した。また光閉じ込めを弱くすることにより、40mW以上で動作する素子を得た。

3) さらに量子井戸構造を有するDFBレーザを作製し、通常の構造の場合の2/3の閾値を持ち、かつ動的安定性に優れた素子をはじめて実現した。

4) スペクトル線幅の低減には長共振器構造が有効であることを示し、また最小線幅12MHzを得た。

5) 線幅低減のためには、利得ピークよりも発振波長が短波長になる様に回折格子の周期を設定することが必要であることを示した。

今後は量子井戸構造と長共振器構造を組み合わせて更に狭スペクトル化を進めていく予定である。

REFERENCES

1. D. R. Scifres, R. D. Burnham, and W. Streifer, "Distributed feedback single heterojunction GaAs diode laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol.25, pp.203-206, 1975.
2. M. Nakamura, K. Aiki, J. Umeda, and A. Yariv, "cw operation of distributed feedback GaAs-GaAlAs diode lasers at temperatures up to 300K," *Appl. Phys. Lett.*, vol.27, pp.403-405, 1975.
3. H. C. Casey, Jr., S. Somekh, and M. Ilegems, "Room-temperature operation of low-threshold separate-confinement heterostructure injection laser with distributed feedback," *Appl. Phys. Lett.*, vol.27, pp.142-144, 1975.
4. H. Kawanishi, M. J. Hafich, R. A. Skogman, B. S. Lenz, and P. E. Peterson, "GaAs/AlGaAs distributed feedback-transverse junction stripe laser using a hybrid liquid phase epitaxy/metal organic chemical vapor deposition growth technique," *J. Appl. Phys.*, vol.52, pp.4447-4449, 1981.
5. W. T. Tsang, R. A. Logan, and L. F. Johnson, "GaAs-Al_xGa_{1-x}As strip buried heterostructure lasers with lateral evanescent field distributed feedback," *Appl. Phys. Lett.*, vol.34, pp.752-755, 1979.
6. K. Kojima, S. Noda, K. Mitsunaga, K. Kyuma, and T. Nakayama, "Low-threshold current AlGaAs/GaAs distributed feedback laser grown by two-step molecular beam epitaxy," *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol.LT-4, pp.507-512, 1986.
7. S. Noda, K. Kojima, K. Mitsunaga, K. Kyuma, and T. Nakayama, "Continuous wave operation of ridge waveguide AlGaAs/GaAs distributed feedback lasers with low threshold current," *Appl. Phys. Lett.*, vol.48, pp.4-6, 1986.
8. S. Noda, K. Kojima, K. Mitsunaga, K. Kyuma, K. Hamanaka, and T. Nakayama, "High-power operation of a ridge waveguide AlGaAs/GaAs distributed feedback laser," *Electron. Lett.*, vol.22, pp.310-312, 1986.

9. S. Noda, K. Kojima, K. Mitsunaga, K. Kyuma, K. Hamanaka, and T. Nakayama, "Ridge waveguide AlGaAs/GaAs distributed feedback lasers with multiple quantum well structure," Appl. Phys. Lett., vol.48, pp.1767-1769, 1986.
10. C. H. Henry, "Theory of the linewidth of semiconductor lasers," IEEE J. Quantum Electron., vol.QE-18, pp.259-264, 1982.
11. K. Kojima and K. Kyuma, "Analysis of the spectral linewidth of distributed feedback laser diodes," Electron. Lett., vol.20, pp.869-871, 1984.
12. K. Kojima, K. Kyuma, and T. Nakayama, "Analysis of the spectral linewidth of distributed feedback laser diodes," IEEE J. Lightwave Technol., vol.LT-3, pp.1048-1055, 1985.
13. K. Kojima, S. Noda, S. Tai, K. Kyuma, and T. Nakayama, "Measurement of spectral linewidth of AlGaAs/GaAs distributed feedback lasers," Electron. Lett., vol.22, pp.425-427, 1986.
14. K. Kojima, S. Noda, S. Tai, K. Kyuma, K. Hamanaka, and T. Nakayama, "Long cavity ridge waveguide AlGaAs/GaAs distributed feedback lasers for spectral linewidth reduction," Appl. Phys. Lett., vol.49, pp.366-368, 1986.
15. K. Vahala, L. C. Chiu, S. Margalit, and A. Yariv, "On the linewidth enhancement factor in semiconductor lasers," Appl. Phys. Lett., vol.42, pp.631-633, 1983.
16. Y. Arakawa, and A. Yariv, "Theory of gain, modulation response, and spectral linewidth in AlGaAs quantum well lasers," IEEE J. Quantum Electron., vol.QE-21, pp.1666-1674, 1985.

輻射科学研究会資料

RS 86-9

コルゲーションを装荷したフェライトスラブ
線路からのミリ波の漏洩

堤 誠 へしまトラ マヘリ 熊谷 信昭
(大阪大学 工学部)

1 まえがき

線路に周期構造を装荷すると、漏洩現象が現われる事が知られている⁽¹⁾。誘電体線路に関してのこの種の論文は数多く発表されており⁽²⁾、最近では解析手法にマルチプルスケール法を導入して漏洩現象をシステムチックに論じた論文もある^{(3) (4)}。一方フェライト線路においても同様な漏洩現象が現われ、かつチューナブルな特性である事が筆者らによってすでに明らかにされている⁽⁵⁾。

ここではミリ波電子走査アンテナへの応用⁽⁶⁾の観点から再度この問題を取り上げ、マルチプルスケール法により解析を行うとともに実験によって理論値を確かめている。

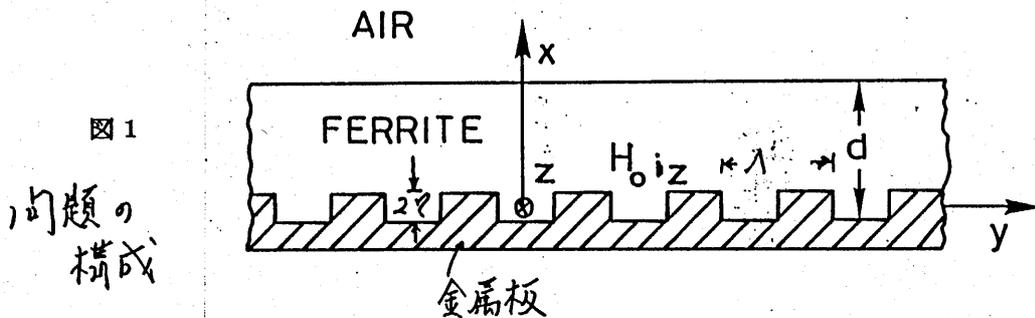
2 解析

図1に問題の構成を示す。同図は厚さ d のフェライトスラブが波動の伝搬方向 (y 方向) に垂直 (z 方向) に磁界 H_0 で磁化されている。 $x = 0$ の面は金属板で被われ、その表面は周期 Λ でもって

$$x = (0) y = d [\rho_1 \delta \cos(Ky + \theta_1) + \rho_2 \delta^2 \cos(2Ky + \theta_2) + \dots]$$

$$K = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (1)$$

の形でコルゲーションが装荷されている。ここに δ は摂動の大きさを与えるパラメータである^{(3) - (5)}。



z 方向に波動が依存しないと仮定すると、フェライトスラブにおける TE 波 (E_z, H_x, H_y) の電磁界は

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + \omega^2 \epsilon \mu_0 \mu_{ef} E_z = 0 \quad (2)$$

+ 以前の報告では金属板の無い面にコルゲーションを装荷している⁽⁵⁾。

$$\mu_{ef} = \frac{\mu^2 - \chi^2}{\mu}$$

$$H_x = \frac{1}{j\omega\mu_0(\mu^2 - \chi^2)} \left\{ \mu \frac{\partial E_z}{\partial y} - j\chi \frac{\partial E_z}{\partial x} \right\} \quad (3)$$

$$H_y = \frac{-1}{j\omega\mu_0(\mu^2 - \chi^2)} \left\{ \mu \frac{\partial E_z}{\partial x} + j\chi \frac{\partial E_z}{\partial y} \right\} \quad (4)$$

で与えられる⁽⁷⁾。ここに μ 、 χ はフェライトの透磁率テンソルの対角項、非対角項成分である。空気中における電磁界は(2)、(3)、(4)式で $\mu=1$ 、 $\chi=0$ 、 $\epsilon=\epsilon_0$ と置けば求まる。

ここでは解析法としてマルチプルスケール法を採用する。電界 E_z を

$$E_z = E_{z0} + \delta E_{z1} + \delta^2 E_{z2} \quad (5)$$

と δ で展開する。ここに E_{z0} 、 E_{z1} 、 E_{z2} は x 、 y_0 、 y_2 の関数である。一方演算子は

$$\frac{\partial}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y_0} + \delta^2 \frac{\partial}{\partial y_2} \quad (6)$$

と置く。

(5)、(6)を用いると(2)は δ の零次、1次、2次毎に

$$\frac{\partial^2 E_{z0}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_{z0}}{\partial y_0^2} + \omega^2 \epsilon \mu_0 \mu_{ef} E_{z0} = 0 \quad (7)$$

$$\frac{\partial^2 E_{z1}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_{z1}}{\partial y_0^2} + \omega^2 \epsilon \mu_0 \mu_{ef} E_{z1} = 0 \quad (8)$$

$$\frac{\partial^2 E_{z2}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_{z2}}{\partial y_0^2} + \omega^2 \epsilon \mu_0 \mu_{ef} E_{z2} = -2 \frac{\partial^2 E_{z0}}{\partial y_0 \partial y_2} \quad (9)$$

となる。一方、空気中におけるヘルムホルツ方程式も(7)~(9)で $\epsilon=\epsilon_0$ 、 $\mu_{ef}=1$ と置けば求まる。 H_x も

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

と置いて、(4)から

$$H_{y1} = \frac{-1}{j\omega\mu_0(\mu^2 - x^2)} \left\{ \mu \frac{\partial E_{z1}}{\partial x} + jx \frac{\partial E_{z1}}{\partial y_0} \right\} \quad (10)$$

$$H_{y2} = \frac{-1}{j\omega\mu_0(\mu^2 - x^2)} \left\{ \mu \frac{\partial E_{z2}}{\partial x} + jx \left(\frac{\partial E_{z2}}{\partial y_0} + \frac{\partial E_{z0}}{\partial y_2} \right) \right\} \quad (11)$$

と書ける。

また、(1)の境界条件も(5)を用いて δ の零次、1次、2次ごとに分け、かつ $x=0$ でテイラー展開する事により

$$E_{z0} = 0 \quad (12)$$

$$E_{z1} + d\ell_1 \cos(Ky_0 + \theta_1) \frac{\partial E_{z0}}{\partial x} = 0 \quad (13)$$

$$E_{z2} + d\ell_1 \cos(Ky_0 + \theta_1) \frac{\partial E_{z1}}{\partial x} + d\ell_2 \cos(2Ky_0 + \theta_1) \times \frac{\partial E_{z0}}{\partial x} + \frac{1}{2} [d\ell_1 \cos(Ky_0 + \theta_1)]^2 \frac{\partial^2 E_{z0}}{\partial x^2} = 0 \quad (14)$$

を得る。

2-1 零次界

ここでは非摂動界(零次界)を求める。この界はコルゲーションの無い場合のフェライトスラブにおける界である。零次の電界を(12)の境界条件を考慮して図1に示す。

フェライト中で

$$E_{z0} = N_g a_g(y_2) \frac{\sin k_x x}{\sin k_x d} e^{+j\beta y} \quad (15)$$

空気中で

$$\bar{E}_{z0} = N_g a_g(y_0) e^{-\alpha_c(x-d)} e^{\pm j\beta y} \quad (16)$$

$$k_x = \sqrt{\omega^2 \epsilon \mu_0 \mu_{ef} - \beta^2}, \quad \alpha_c = \sqrt{\beta^2 - \omega^2 \epsilon_0 \mu_0}$$

と置く。(4)の磁界に関する境界条件から

$$\cot k_x d = \frac{\pm k_x \beta - \alpha_c (\mu^2 - k_x^2)}{\mu k_x} \quad (17)$$

の特性方程式を得る。なお、(15)、(16)における N_g は導波路の断面内を流れるポインティング電力が電界の振幅の自乗 $|a_g|^2$ になるように規格化し、

$$N_g^2 = \frac{4 \omega \mu_0 \mu k_x^2 \alpha_c (\mu^2 - k_x^2)}{\pm \beta \mu k_x^2 (\mu^2 - k_x^2) + \alpha_c T} \quad (18)$$

$$T = \mu k_x^2 (-x \pm \mu \beta d) \pm \beta [\pm k_x \beta - \alpha_c (\mu^2 - k_x^2)] \\ \times [(\pm k_x \beta - \alpha_c (\mu^2 - k_x^2)) d - \mu]$$

である。

2-2 1次界

(5)に示す電界の1次界 E_{z1} を図1に示す構造の各領域毎に空气中

$$\bar{E}_{z1} = N_n e^{-j\theta_n} [b_n e^{jK_{1c}(x-d)} + a_n e^{-jK_{1c}(x-d)}] e^{j(\beta-K)y_0} \\ + F_{1c} e^{-\alpha_{1c}(x-d)} e^{j(\beta+K)y_0} \quad (19)$$

と置く。(19)で N_n は入射波の電力 $P_{in} = |a_n|^2$ になる様に規格化し

$$N_n^2 = \frac{2 \omega \mu_0}{K_{1c}}$$

である。(19)の第一項は $\beta - K$ (すなわち $n = -1$)の空間高調波(漏洩波)を示し、第二項の $\beta + K$ (すなわち $n = 1$)の空間高調波(導波)を示す。また k_{-1c} 、 α_{1c} は(8)で $\epsilon = \epsilon_0$ 、 $\mu_{ef} = 1$ と置いた微分方程式の解から

$$K_{1c} = \sqrt{\omega^2 \epsilon_0 \mu_0 - (\beta - K)^2}$$

$$\alpha_{1c} = \sqrt{(\beta + K)^2 - \omega^2 \epsilon_0 \mu_0}$$

である。

次にフェライト中の E_{z1} は

$$E_{z1} = \left[F_{-1f} \frac{\sin k_{1f} x}{\sin k_{1f} d} + G_{-1f} \frac{\cos k_{1f} x}{\cos k_{1f} d} \right] e^{j(\beta - K)y_0}$$

$$+ \left[F_{1f} \frac{\sin k_{1f} x}{\sin k_{1f} d} + G_{1f} \frac{\cos k_{1f} x}{\cos k_{1f} d} \right] e^{j(\beta + K)y_0} \quad (20)$$

と置く。(20)の k_{-1f} 、 k_{1f} は(8)から

$$k_{-1f} = \sqrt{\omega^2 \epsilon_0 \epsilon_s \mu_0 \mu_{ef} - (\beta - K)^2}$$

$$k_{1f} = \sqrt{\omega^2 \epsilon_0 \epsilon_s \mu_0 \mu_{ef} - (\beta + K)^2}$$

の関係を満足する。

次に(13)の δ の1次の境界条件に(15)、(20)を代入し、かつ(10)の H_{y1} および空気中の \bar{H}_{y1} を求め $x = d$ において

$$H_{y1} = \bar{H}_{y1}$$

$$\bar{E}_{z1} = \bar{E}_{z1}$$

の境界条件から $\beta - K$ 、 $\beta + K$ 毎にモードをふり分けると

$$G_{Tf} = -\frac{d}{2} \eta_i N_g a_g \frac{\cos k_{Tf} d}{\sin k_{Tf} d} k_x e^{-j\theta_i} \quad (21)$$

$$G_{Tf} = -\frac{d}{2} \eta_i N_g a_g \frac{\cos k_{Tf} d}{\sin k_{Tf} d} k_x e^{j\theta_i}$$

$$F_{Tf} = \frac{\mu k_{Tf} \tan k_{Tf} d + X(\beta + K) - d_{1c}(\mu^2 - X^2)}{\mu k_{Tf} \cot k_{Tf} d - X(\beta + K) + d_{1c}(\mu^2 - X^2)} G_{Tf}$$

$$F_{Tf} = \frac{\{\mu k_{Tf} \tan k_{Tf} d + X(\beta - K) + j K_{Tc}(\mu^2 - X^2)\} G_{Tf} - 2 a_i j K_{Tc}(\mu^2 - X^2) N_n e^{-j\theta_i}}{\mu k_{Tf} \cot k_{Tf} d - X(\beta - K) - j K_{Tc}(\mu^2 - X^2)} \quad (22)$$

そして放射波の振幅は入射波と導波との和で

$$b_i = C_{rr} a_i + C_{rg} a_g$$

$$C_{rr} = -\frac{\mu k_{Tf} \cot k_{Tf} d + j K_{Tc}(\mu^2 - X^2) - X(\beta - K)}{\mu k_{Tf} \cot k_{Tf} d - j K_{Tc}(\mu^2 - X^2) - X(\beta - K)}$$

$$C_{rg} = -\frac{d \eta_i k_{Tf} \cos d c k_{Tf} d [X\beta - d_{1c}(\mu^2 - X^2)] N_g \sec(k_{Tf} d)}{2 N_n \{\mu k_{Tf} \cot(k_{Tf} d) - X(\beta - K) - j K_{Tc}(\mu^2 - X^2)\}}$$

(23)

と書ける。ここに C_{rr} は反射係数、 C_{rg} は結合係数である。

2-3 2次界

まず(5)の E_{z2} を(9)式から求める。ここに E_{z2} を

$$\bar{E}_{z2} = \phi_a(x) e^{+j\beta y_0} \quad (\text{空気中})$$

$$E_{z2} = \phi_f(x) e^{+j\beta y_0} \quad (\text{7I71ト巾})$$

(24)

と仮定する。(24)、そして(15)、(16)を(9)に代入すると

$$\frac{d^2 \phi_a}{dx^2} - \alpha_c^2 \phi_a = -2j\beta N_g \frac{\partial a_g}{\partial y_2} e^{-\alpha_c(x-d)} \quad (25)$$

$$\frac{d^2 \phi_f}{dx^2} + k_x^2 \phi_f = -2j\beta N_g \frac{\sin k_x x}{\sin k_x d} \frac{\partial a_g}{\partial y_2}$$

を得る。(25)の解を求めると、(24)は

$$\bar{E}_{z2} = \frac{j\beta}{\alpha_c} N_g \frac{\partial a_g}{\partial y_2} x e^{-\alpha_c(x-d)} + C_1 e^{-\alpha_c(x-d)}$$

$$E_{z2} = \left\{ \frac{1}{k_x} \left(j\beta \frac{N_g}{\sin k_x d} \frac{\partial a_g}{\partial y_2} \right) x \cos k_x x \right\} e^{j\beta y_0} \quad (26)$$

$$+ A_1 \frac{\sin k_x x}{\sin k_x d} e^{j\beta y_0} + B_1 \frac{\cos k_x x}{\cos k_x d} e^{j\beta y_0}$$

$x=0$ における δ^2 の境界条件(14)そして $x=d$ における境界条件

$$E_{z2} = \bar{E}_{z2}$$

$$H_{y2} = \bar{H}_{y2}$$

に(26)を代入し、 $e^{+j\beta y_0}$ の項のみを取り出すと、(26)の A_1 、 B_1 、 C_1 との間に

$$B_1 = -\frac{d}{2} \eta_1 \left\{ F_{1f} k_{1f} \cos k_{1f} d e^{j\theta_1} + F_{1f} k_{1f} \cos k_{1f} d e^{-j\theta_1} \right\} \cos k_x d$$

$$A_1 + B_1 = \frac{j\beta}{\alpha_c} N_g \frac{\partial a_g}{\partial y_2} d - \frac{1}{k_x} \left\{ j\beta \frac{1}{\sin k_x d} N_g \frac{\partial a_g}{\partial y_2} \right\} d \times \cos k_x d + C_1$$

$$\begin{aligned} & \mu \left\{ \frac{1}{k_x} j\beta \frac{P}{\sin k_x d} (\cos k_x d - d k_x \sin k_x d) \right. \\ & \quad \left. + k_x A_1 \cot k_x d - k_x B_1 \tan k_x d \right\} \\ & - \left\{ x\beta \frac{j\beta}{k_x} \frac{P}{\sin k_x d} d \cos k_x d + x\beta (A_1 + B_1) - jxP \right\} \quad (27) \\ & = \frac{j\beta}{\alpha_c} (\mu^2 - x^2) P (1 - \alpha_c d) - (\mu^2 - x^2) \alpha_c C_1, \quad P = N_g \frac{\partial a_g}{\partial y_2} \end{aligned}$$

の関係がある。(27)から A_1 、 B_1 、 C_1 を(17)の零次の分散関係式を用いて消去し、(23)を代入すると

$$\frac{\partial a_g}{\partial y_0} = C_{gg} a_g + C_{gn} a_n \quad (28)$$

$$\begin{aligned} C_{gg} &= \left(\frac{d}{2} \eta_1 \right)^2 \frac{\mu \alpha_c k_x^3}{j \left\{ \beta [k_x (\mu^2 - x^2) - \alpha_c \cot k_x d (\mu + \alpha_c d (\mu^2 - x^2) - x\beta d) + \mu \alpha_c k_x d] - x \alpha_c k_x \right\}} \\ & \times \frac{-1}{\sin^2 k_x d} \left\{ \frac{k_{1f} \cos k_{1f} d \operatorname{cosec} k_{1f} d [\mu k_{1f} \tan k_{1f} d + x(\beta - K) + j K_{1c} (\mu^2 - x^2)]}{\mu k_{1f} \cot k_{1f} d - x(\beta - K) - j K_{1c} (\mu^2 - x^2)} \right. \\ & \left. + \frac{k_{1f} \cos k_{1f} d \operatorname{cosec} k_{1f} d [\mu k_{1f} \tan k_{1f} d + x(\beta + K) - \alpha_c (\mu^2 - x^2)]}{\mu k_{1f} \cot k_{1f} d - x(\beta + K) + \alpha_c (\mu^2 - x^2)} \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} C_{gn} &= \frac{d \eta_1 \mu k_x^2 \alpha_c K_{1c} (\mu^2 - x^2) k_{1f} \operatorname{cosec} k_{1f} d \cdot N_n}{N_g \sin k_x d \left\{ \beta [k_x (\mu^2 - x^2) - \alpha_c \cot k_x d (\mu + \alpha_c d (\mu^2 - x^2) - x\beta d) + \mu d k_x \alpha_c] - x \alpha_c k_x \right\}} \\ & \times \left\{ \frac{-1}{\mu k_{1f} \cot k_{1f} d - x(\beta - K) - j K_{1c} (\mu^2 - x^2)} \right\} \end{aligned}$$

の関係を得る。

(23)、(28)にて $a_1 = 0$ と置くと、図1に示す構造がそのまま送信アンテナとして動作する。ここではこのようなアンテナ（漏洩波アンテナ）を考察しているから、アンテナとして放射効率 Q_0 を求めると

$$Q_0 = 1 - e^{-2C_{gg}L} \quad (29)$$

となる⁽³⁾。ここに C_{gg} は(28)の C_{ee} の実部を、そして L はフェライトスラブの長さである。

一方、このような漏洩波アンテナの放射角は

$$\theta_r' = \tan^{-1} \left(\frac{K+c}{\beta - K + C_{gg}'} \right) \quad (30)$$

で与えられる⁽³⁾。ここに C_{gg}' は C_{ee} の虚部である。 C_{gg} 、 C_{gg}' はこの場合、磁界の関数であるので Q_0 、 θ_r' は磁界によって変化する。したがってこのような構造の漏洩波アンテナは電子的にチューニング可能である。

フェライトスラブの厚みを 1mm とし、磁界 $\mu_0 H_0 = 7 \text{ kGauss}$ 、 $\mu_0 M = 1780 \text{ Gauss}$ として零次界の分散関係式(17)を数値的に評価した結果を図2に示す。この場合、フェライト中の電界 E_z が正弦波状に分布するモードと指数関数的に分布するモードが存在するが、40~50GHz帯に現われるモードは E_z が正弦波状に分布するモードである。また、この周波数帯域では非可逆性の影響は小さい。

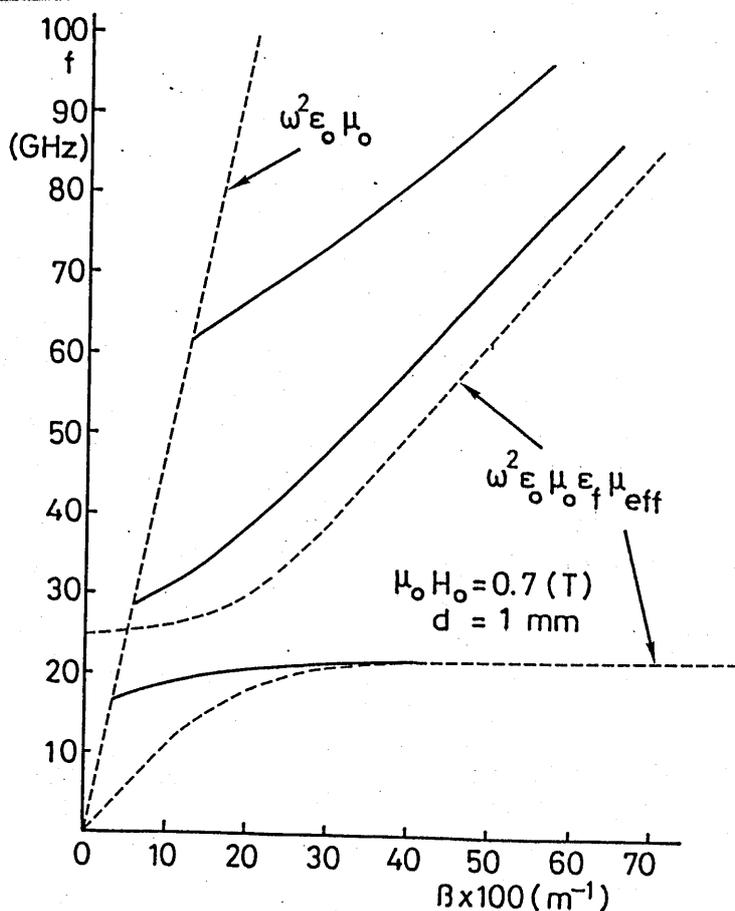


図2
分散曲線

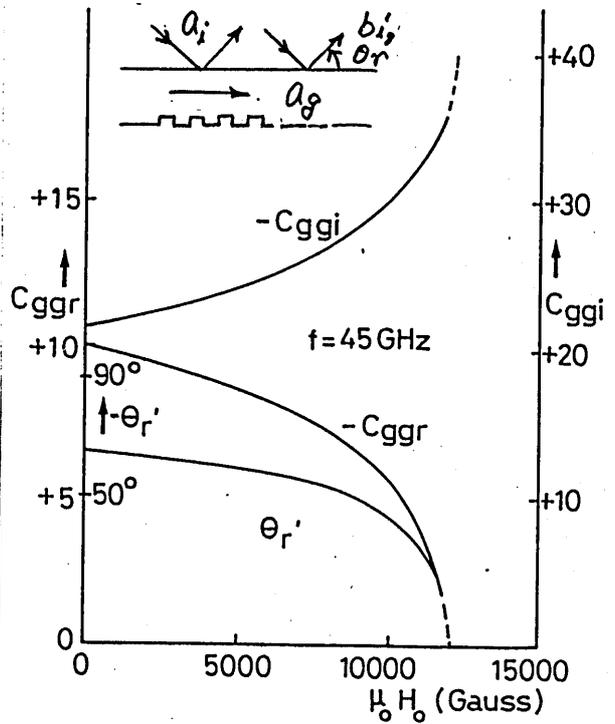
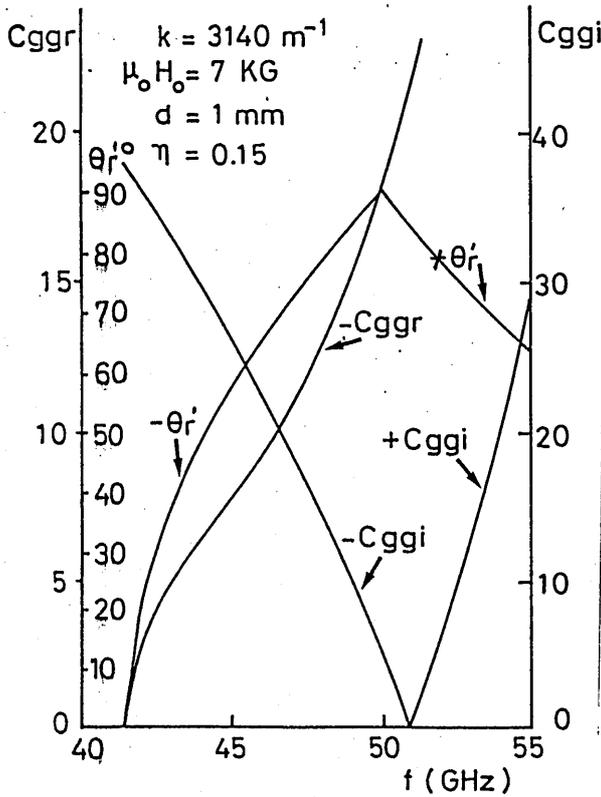


図3 C_{ggr} , C_{ggi} , θ_r' の
周波数依存性

図4 C_{ggr} , C_{ggi} , θ_r' の
磁界依存性

次に図1に示すように金属面に接する表面に周期 Λ が2mmで深さ0.15mmの周期構造を装荷する。 Λ が2mmでは K は 3140m^{-1} となり、この値を図1に示す分散曲線上に記すと、周波数(動作点)は48.5GHzになる。

$\eta = 0.15$ 、 $\mu_0 H_0 = 7\text{kGauss}$ とし、(28)の C_{ee} の実部 $C_{ee,r}$ と虚部 $C_{ee,i}$ を40~50GHzの周波数帯域で数値的に評価すると、図3のごとくなる。同図で漏洩係数 C_{ee} は負でありそしてこの値は周波数が増えるにつれて大きくなる。一方、 $C_{ee,i}$ は0から40の間の値にあり、51GHzで符号が変わるのは興味深い。また(30)の放射角 θ_r' を図3に示した $C_{ee,i}$ を用いて数値的に評価し、同じく図3に示す。これから θ_r' は50GHzで 90° になり50GHzを越えると、符号が変わる事が分る。なお、この数値計算においては k_{1r} は常に虚数である。次に周波数を45GHzと固定して $C_{ee,r}$ 、 $C_{ee,i}$ 、そして θ_r' の磁界依存性を数値的に評価した結果を図4に示す。同図で磁界が変化すると C_{ee} 、 θ_r' の変化し、磁界が12000Gauss付近では著しい。また放射角は最大 50° 位まで磁界で変化することになる。なお、同図に示す点線は漏洩現象の限界を示すもので磁界が12000Gaussを越えるとこの限界に達する。

一方、(29)の放射効率 Q_0 の磁界依存性を周波数を45GHzに対して数値的に評価した結果を図5に示す。この場合フェライトスラブの長さ L は150mmであり、コルゲーションの数は55個である。図5から磁界を印加しないと、放射効率は90%である事が分る。しかしながら磁界が強くなると Q_0 も小さくなる。この事は磁界が強いほど θ_r' は大きく変化し、

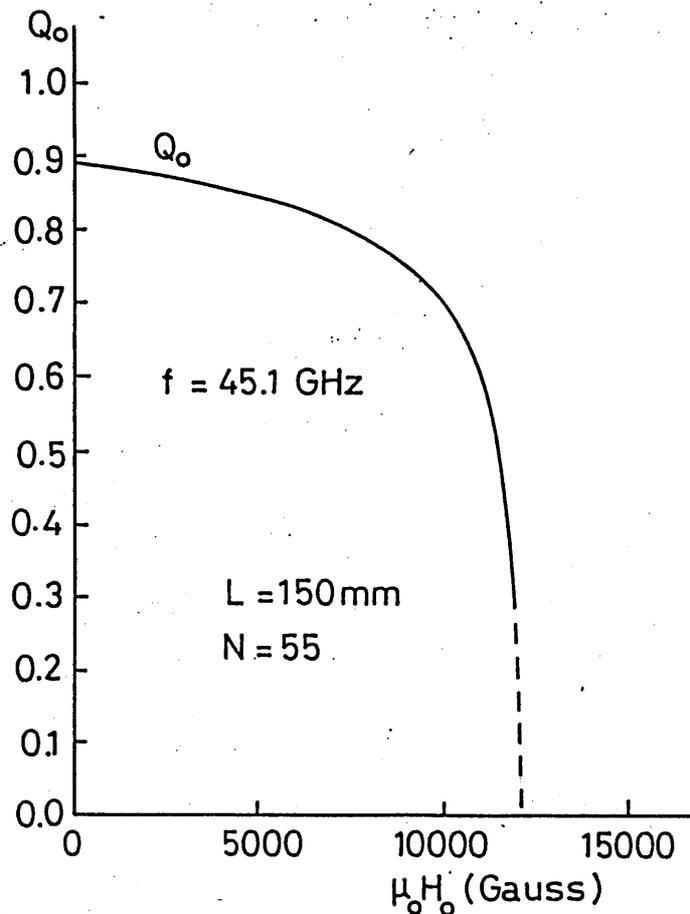


図5
放射効率の
磁界依存性

この特性は電子走査アンテナの応用に関して都合が良いのだが、 Q_0 は逆に減少する。

3 実験結果

実験に用いたフェライトスラブは長さ $L = 149.5\text{mm}$ 、幅 15mm 、厚さ 1mm の YIG 多結晶体である。このスラブの表面をダイヤモンドカッターにより深さ 0.15mm のコルゲーションを 55 個スラブの表面に作製した。コルゲーションを装荷した表面は厚さ $100\mu\text{m}$ の銅箔で被い金属板にエレクトロワックスで接着した。このフェライトスラブを空けき 18mm の磁極中に置く。そして TE_{10} モードの矩形導波管の E 面に平行にスラブを置き TE 波をスラブに励振した。なお、フェライトスラブの先端は電波吸収体で被い先端からのミリ波の放射を極力押えた。このスラブの中央から 106.5cm 離れたところに受信ホーンを設置し、これを 180 度回転させて放射パターンの磁界依存性を周波数 45GHz にたいして測定した。図 6 は放射ビームの磁界依存性、すなわち放射角と磁界との関係の測定結果である。同図には (30) から求めた θ' の理論値を実線で描いており、両者はほぼ一致している事が分る。また図 6 には放射ビームの振幅 A の磁界依存性の測定結果も示す。この測定結果はそのまま図 5 に示す放射効率 Q_0 の磁界依存性に関連するものと考えれば両者間にかなり強い相関がある。

一方、図 7 は 45.1GHz で測定された放射ビームパターンである。この場合、磁界は零と 10000 ガウスの 2 つの場合であるが 3dB のビーム幅はそれほど広がらず $4 \sim 5^\circ$ 位である。なおビームの走査角の磁界依存性は $1^\circ / 200\text{Gauss}$ 位である。これは 10000 ガウス以下でのビーム角の磁界依存性の測定結果⁽⁵⁾と比較して 2 倍程大きい。

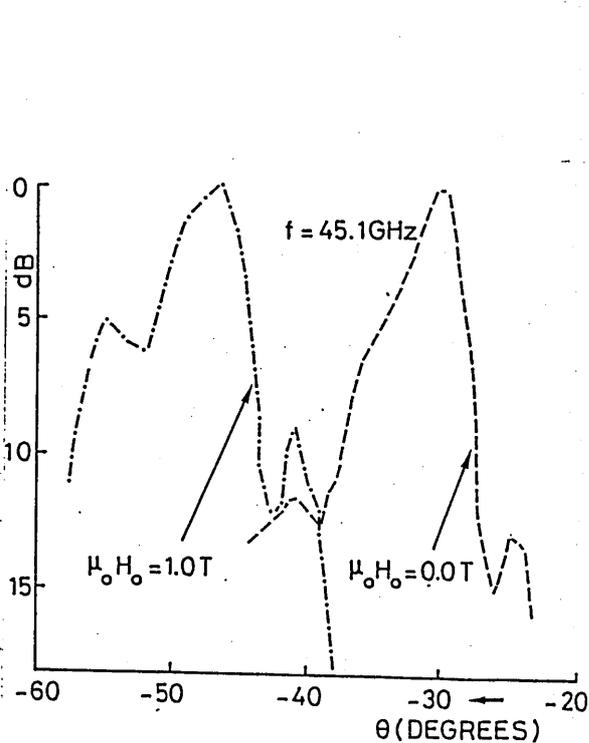
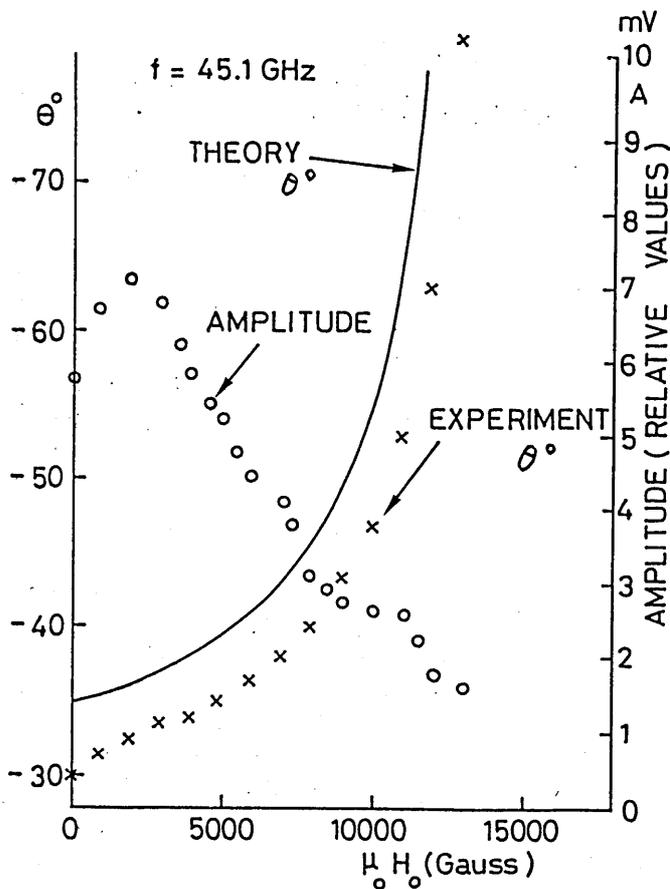


図7 放射角の測定結果

図6 放射角および振幅の磁界依存性
 $\theta = 90^\circ - \theta_n$

4. 結び

コルゲーションを装荷したフェライトスラブにおけるミリ波の漏洩現象をマルチプルスケール法を用いて理論的に明らかにした。次に長さ150mm、厚さ1mmのYIG多結晶体の表面に周期構造を装荷し、45GHzで漏洩波の実験を行い12000Gaussの磁界でビームを50度程走査でき、またこれらの実験結果は理論によっても説明する事ができた。

ここで明らかにされた諸特性はそのまま電子的にビーム走査可能なミリ波アンテナに応用できる。現段階においてビームの走査角は $1^\circ/200\text{Gauss}$ であるが、フェライト材料を選ぶかあるいはフェライトスラブと誘電体を組み合わせる事によってさらに特性の最適化を計る事ができる。

本研究の一部は財団法人村田学術振興財団の助成金により行った。

文献

- (1) R. E. Collin and F. J. Zucker: "Antenna Theory" Part 2 pp. 151-258, McGraw-Hill Book Company (1969)
- (2) T. N. Trinh, R. Mittra and R. J. Paleta Jr.: "Horn image guide leaky-wave antenna", Int. Microwave Symposium Digest, pp. 20-22 (1981)
- (3) W. S. Park, D. R. Seshadri: "Theory of the grating coupler for a grounded-dielectric slab waveguide", Proc. IEE, Vol. 132 No. 3, pp. 149-156 (June 1985)
- (4) M. T. Wlodarczyk, S. R. Seshadri: "Excitation and scattering of guided modes on helically corrugated dielectric cylinder", IEEE Trans. Microwave Theory & Techniques Vol. 34 No. 1, pp. 8-18 (January 1986)
- (5) 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", 信学誌 Vol. J66-B No. 4, pp. 461-468 (昭58年 4月)
- (6) M. Matsumoto, M. Tsutsumi and Kumagai: "Millimeter-Wave radiation characteristics of a periodically plasma-induced semiconductor waveguide", Electronics Letts, Vol. 22 No. 13, pp. 710-711 (June 1986)
- (7) 日浦、堤、熊谷; "フェライトスラブ線路の不連続部における電磁波の反射および透過", マイクロ波研究会資料 MW86-33 (昭61年 7月)

RS86-10

4 周波数帯共用コルゲート円錐ホーン

青木 克比古 増田 剛徳

三菱電機株式会社 通信機製作所

1986年 9月19日

輻射科学研究会資料

4 周波数帯共用コルゲート円錐ホーン

青木 克比古 増田 剛徳

三菱電機株式会社 通信機製作所

1. まえがき

コルゲート円錐ホーンは内壁に軸対称な溝を設けたホーンで、コルゲート導波管の基本モード波 (EH_{11} モード) で励振した場合、従来の円錐ホーンに比べてビームは軸対称となり、低サイドローブとなることが知られている。⁽¹⁾ このホーンはその良好な放射特性から衛星通信用地球局や電波望遠鏡のアンテナの一次放射器として多く用いられている。一方、コルゲート円錐ホーンの周波数共用化については、国際衛星通信において、従来の6/4GHz帯に加えて、14/11GHz帯の衛星通信が開始され、これに伴って地球局としても標準A局と標準C局の両規格を満たすKu/C帯共用アンテナの開発が進められており、共用アンテナの開発課題の一つである。

これまでのコルゲート円錐ホーンの研究としては、A, F, KayのScalar Horn⁽¹⁾に始まり、コルゲート導波管の基本モード波である EH_{11} モード波の伝送に関する研究が主として行われているが⁽²⁻⁴⁾、2~3オクターブの周波数帯を使用するオーバーサイズ円形導波管に接続される、コルゲート円錐ホーンの高次モード波の伝送に関する研究は少ない。⁽⁵⁾

ここで報告する4周波数帯共用コルゲート円錐ホーンは、インテルサット標準A局とC局を共用するKu/C帯共用アンテナの一次放射器で、4, 6, 11および14GHz帯にわたって、

- (1)放射パターン(振幅および位相)がビーム中心軸に対して回転対称なこと、
 - (2)広角サイドローブレベルが低いこと、
 - (3)交差偏波成分が小さいこと、
 - (4)入力電圧定在波比(VSWR)特性が良好なこと、
- 等の性能が要求されている。本報告では、このようなオーバーサイズ円形導波管入力端をもつコルゲート円錐ホーン的设计手法と測定結果について述べる。

2. オーバーサイズコルゲート円錐ホーン的设计

2.1 ホーン内のモード波

コルゲート円錐ホーンの開口の振幅分布としては、ホーンの開き角が小さい場合、コルゲート円形導波管における電界分布を用い、位相分布すなわち開口における波面は円錐ホーンの頂点を中心とする球面波として解析できる。(2)

図1に示すようなコルゲート円形導波管の電磁界分布の厳密解については、すでに求められている。(3)

コルゲート円形導波管の基本モード波 EH_{11} モードの開口分布は、コルゲート円錐ホーンの特徴を表すパラメータ χ (4) がベッセル関数 $J_1'(\chi) = 0$ の根に近いとき、円形導波管の TE_{11} モードの電界分布に、 χ が $J_1(\chi) = 0$ の根に近いと

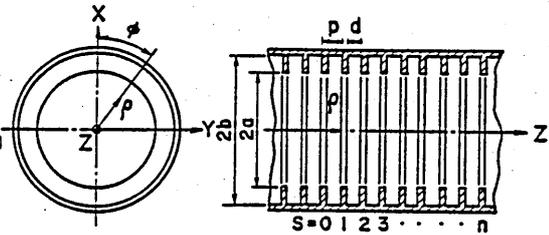


図1 コルゲート円形導波管の座標

き、円形導波管の TM_{11} モードの電界分布にそれぞれ近づく。また χ が $J_0(\chi) = 0$ の根の場合には、電界分布が ϕ に無関係で、開口エッジで電界強度が零、交差偏波成分が零となり、理想的なコルゲートホーンとなる。(3)

次に高次モード波を含めたコルゲートの円形導波管のハイブリッドモード波 (EH_{11} , HE_{12} , EH_{12})の横断面電界分布を模擬的に示すと表1となる、ここで EH_{11} モード波は $\chi = 2.38$, HE_{12} モード波は $\chi = 5.15$, EH_{12} モード波は $\chi = 5.46$ の時、すなわちコルゲート溝の呈するアドミタンス Y_{s1} はほぼ零になる χ に対して相対開口分布を求めている。

表1 コルゲート円形導波管の各モード波の電界分布

	EH_{11} モード	HE_{12} モード	EH_{12} モード
$Y_{s1} \approx 0$ の電界分布			
$Y_{s1} \approx 0$ の X, Y 軸上相対電界強度			
$Y_{s1} \approx \infty$ の電界分布			

表1からわかるように、コルゲート溝の呈するアドミタンス Y_{s1} がほぼ零で、容量性アドミタンスの場合でも、 EH_{11} モード以外のモード波が励振されると電磁界の振幅が大きく変化し、交差偏波成分が発生し、回転対称性が損なわれる。

円形導波管の TM_{11} モードに相当する HE_{12} モード波が EH_{11} モード波に重畳された場合のビーム幅と交差偏波レベルの変化を図2に示す。ここで、これらの放射器パターンは、コルゲート円錐ホーンの特徴を表すパラメータ χ と t ⁽²⁾がそれぞれ $\chi = 2.405$, $t = 0$ の条件下で求めている。これらの結果から、 HE_{12} モード波が、上述の1(1), (2)項の性能を劣化させることがわかる。従って、コルゲート円錐ホーン的设计において、 EH_{11} モードから HE_{12} モード波への変換量をできるだけ少なくする工夫が必要である。

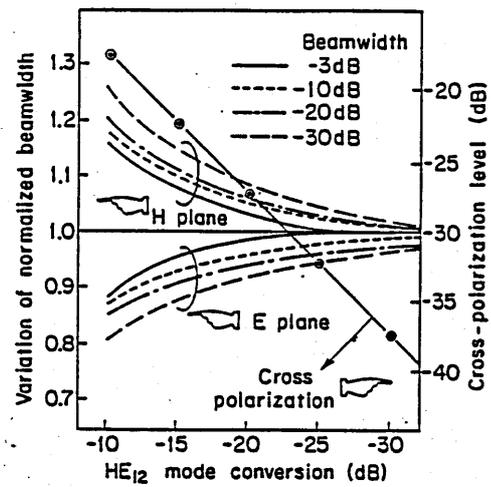


図2 HE_{12} モード波の重畳によるビーム幅の変化と交差偏波ピークレベル

2.2 変換器内でのモード変換量

コルゲート円錐ホーンの入力端に用いるオーバーサイズの変換器での基本モード(EH_{11} モード)波から高次モードへの変換について、単純化したモデルによる解析法を述べる。

この変換器内では、コルゲート溝の呈するサセプタンスが緩やかに変化し、コルゲート円形導波管の円径も緩やかに変化すると仮定する。またコルゲート円形導波管の1区間で起きる EH_{11} モード波から高次モード波への変換量が十分小さく、高次モード波から EH_{11} モード波への逆変換量および EH_{11} モード波の電力の減少を無視できるものと仮定する。また、コルゲート円形導波管は損失が少なく、その中に波源がないものと仮定し、さらに、コルゲート円形導波管の1区間で起きるモード変換が2種類のコルゲート円形導波管を接合した

場合に起きるモード変換とみなし得るものとする。

図3に示すように内径 $2a$ のコレゲート溝の呈するアドミタンス Y_{sm} のコレゲート円形導波管と内径 $2a'$ の、コレゲート溝の呈するアドミタンス Y'_{sm} のコレゲート円形導波管が $z=0$

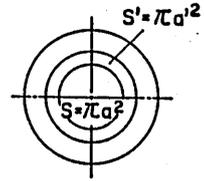
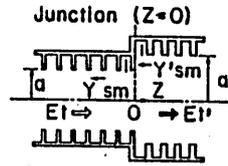


図3 コレゲート円形導波管の接合

で接合された場合のモード変換について考える。

$z < 0$ における横断面電磁界 E_z, H_z は、 i 次のモード波の正規化電磁界を e_i, h_i とし、種々のモード波の重ねで表されると仮定すれば、

$$\left. \begin{aligned} E_z &= A_1 e_1 e^{-j\beta_{1z}} + \sum_{i=1}^{\infty} R_i e_i e^{j\beta_{1z}} \\ H_z &= A_1 h_1 e^{-j\beta_{1z}} - \sum_{i=1}^{\infty} R_i h_i e^{j\beta_{1z}} \end{aligned} \right\} (1)$$

のように表される⁽⁵⁾。ここで、 $A_1 \cdot e_1 \exp(-j\beta_{1z})$ 、 $A_1 \cdot h_1 \exp(-j\beta_{1z})$ は入力波のモード波の横断面電磁界を表し、 R_i, β_i は i 次のモード波の反射係数、位相速度である。

同様に、 $z > 0$ における横断面電磁界は次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} E_z &= \sum_{i=1}^{\infty} T_i e_i' e^{-j\beta_{1z}'} \\ H_z &= \sum_{i=1}^{\infty} T_i h_i' e^{-j\beta_{1z}'} \end{aligned} \right\} (2)$$

ここで、 e_i', h_i' は進行波の i 次のモード波の正規化電磁界、即ち、 $e_i' \times h_i' \cdot dS = 1$ であり、 T_i, β_i' はそれらの振幅、位相速度である。各モード波の正規化は次式を行い、モード直交性を考慮すれば、 i_z を z 方向の単位ベクトルとして次式で表される。

$$\left. \begin{aligned} \iint_S (e_i \times h_j^*) \cdot i_z dS &= \delta_{ij} \\ \iint_{S'} (e_i' \times h_j'^*) \cdot i_z dS' &= \delta_{ij} \end{aligned} \right\} (3)$$

ここで、 $\delta_{ij} = 1 (i=j)$ 、 $\delta_{ij} = 0 (i \neq j)$ である。

従って、コルゲート円形導波管内で変換される高次モード波（ m 次のモード波）の磁界を h_m^* （ $z > 0$ の領域において）とすれば、入力したモード波に対する m 次のモード波の振幅、 C_m は近似的に次のようになる⁽⁵⁾。

$$C_m \simeq \frac{1}{2} [\iint_S (e_1 \times h'_m)^* \cdot i_z dS \times \iint_S (e'_m \times h_1)^* \cdot i_z dS] \quad (4)$$

また、 $z = 0$ において、磁界の H_z の連続性の条件と両コルゲート円形導波管の特性の差異が小さいことを考慮すれば、次の式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} R_1 &\simeq \frac{A_1}{2} [1 - \iint_S (e_1 \times h'_1)^* \cdot i_z dS] \\ T_m &\simeq \frac{A_1}{2} [\iint_S (e_1 \times h'_m)^* \cdot i_z dS + \iint_S (e'_m \times h_1)^* \cdot i_z dS] \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

以上は1区間で起きる変換量であり、これが連続的に N 段変化するものと仮定すれば、 N 段で構成されるコルゲート円錐ホーンにおいて、高次モードの変換量（電力） K_m と反射係数 R_N は次式より求まる。

$$K_m = \sum_{s=1}^N T_m(s) \cdot \exp \left\{ -j \sum_{i=s}^N \beta_m(i) \cdot (N-i) \cdot p + \sum_{i=1}^N \beta_1(i) \cdot i \cdot p \right\} \quad (6)$$

$$R_N = \sum_{s=1}^N R_1(s) \cdot \exp \left\{ -2j \sum_{i=1}^N \beta_1(i) \cdot i \cdot p \right\} \quad (7)$$

ここで、 p はコルゲートのピッチ、 s はコルゲート溝の番号、 $\beta_m(i)$ 、 $\beta_1(i)$ は m 次のモード波および入力モード波の伝搬定数で伝搬距離（ $s p$ ）によって変化する。

この理論を確かめるために、開口径 1.1 m のコルゲート円錐ホーンの交差偏波ピークレベルの実測値と計算値の比較検討を行った。図4に示すように、従来の基本モード波（ EH_{11} モード）だけでは交差偏波特性を評価できず、高次モード波として HE_{12} モード波を考慮すれば交差偏波特性を評価できることが分る。

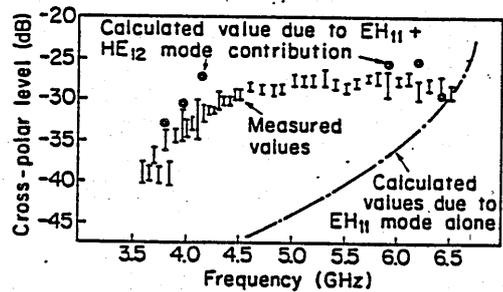


図4 交差偏波ピークレベルの実測値と計算値の比較

2.3 EH₁₁モード波とHE₁₂モード波の関係

前節より、コルゲート円錐ホーン的设计において、不要なHE₁₂モード波をいかに抑えるかが重要であることがわかったことからEH₁₁モード波とHE₁₂モード波の関係をさらに調べる。

EH₁₁モード波に対する χ とHE₁₂モード波に対する χ の関係は、図5に示すように、コルゲートの内径(ka)には、ほとんど依存せず特定の関係にある。一方、HE₁₂モード波に対する χ の変化に伴うEH₁₁モード波からHE₁₂モード波への変換量は図6のようにHE₁₂モード波の χ の変化量に依存する。従って、HE₁₂モード波への変換量を監視するのに、EH₁₁(または、HE₁₂)モード波に対する χ の変化を監視すれば良いことがわかる。

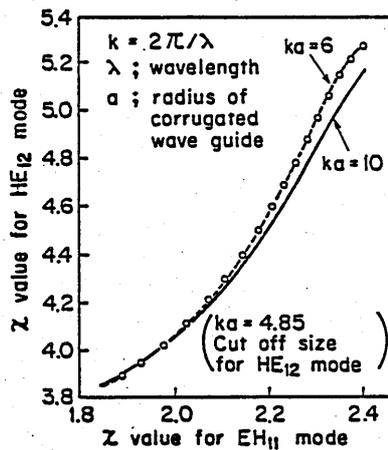


図5 EH₁₁とHE₁₂モード波に対する χ の関係

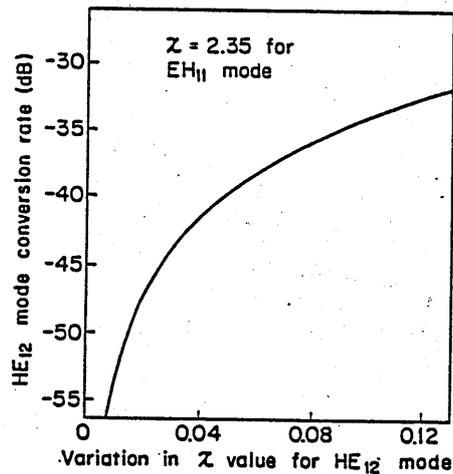


図6 HE₁₂モード波の χ の変化量とHE₁₂モード波の変換量の関係

3. 4周波数帯共用コルゲートホーン的设计

図7に示すKu/C帯共用32mアンテナの4回反射集束ビーム形一次放射系のロンチャとして4周波数帯共用コルゲート円錐ホーンを設計・製作した。

周波数帯域は次の通りである。

- (1) 4GHz帯: 3.6~4.2GHz
- (2) 6GHz帯: 5.85~6.425GHz
- (3) 11GHz帯: 10.7~11.7GHz
- (4) 14GHz帯: 14.0~14.5GHz

コルゲート円錐ホーンの入力径は、4GHz帯の信号伝送として、 $\phi 54\text{mm}$ を採用し、入力径のKu帯の波長に対するオーバーサイズの比率をできるだけ小さくしている。

初段および開口部のコルゲート溝の形状寸法は、Ku/C帯にわたってアドミタンスが容量性となり、かつ入力VSWRが小さく、また開口部の λ の値を $J_0(\lambda) = 0$ の根に近づけるようにして決定した。図8に初段および開口部のアドミタンス特性を示す。

次にコルゲート溝の形状の変化は、給電回路からホーン入力端に接続されるテーパ導波管で発生する種々の高次モード波がコルゲート円錐ホーンの入力端で遮断され、閉じ込め共振を起さないように設計すると同時に、上述の、不要な高次モード波(HE₁₂モード)の発生量を-2.5dB以下となるように設計している。

コルゲート溝の形状の変化によって、図9(a)に示すようにEH₁₁モード波

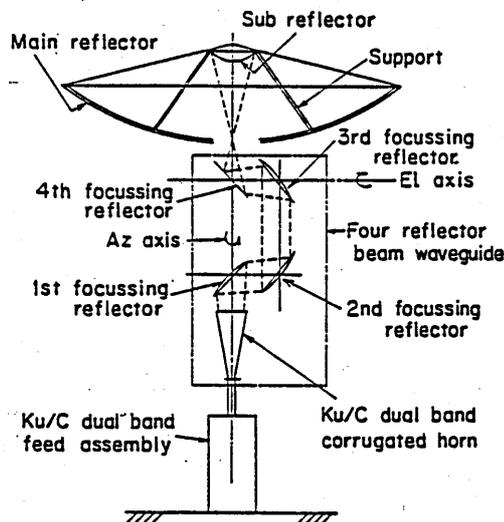


図7 Ku/C帯共用32mアンテナの構成

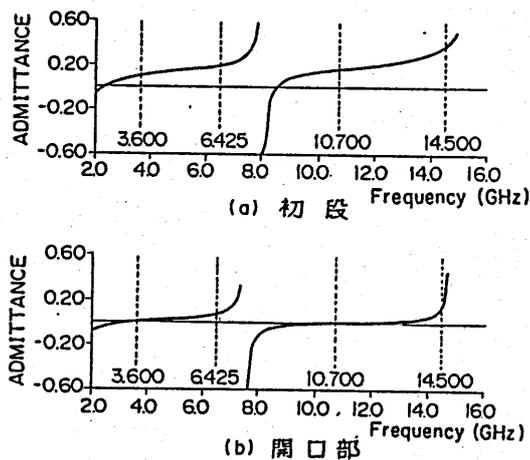


図8 コルゲート溝の呈するアドミタンス特性

の χ が変化する。また図 9 (b) にコルゲート溝の形状変化に対する HE_{12} モード波の発生量の周波数特性を示す。ここでは、コルゲート溝の 1 段から N 段までの形状変化を (A) linear, (B) $\text{sine } n$ 乗の関数で与えた。

コルゲート溝の形状を表すパラメータ $(b-a)$, (b_1-a) , d_0 , d_1 ⁽³⁾ を g とおいて、 s 段目の形状パラメータ g_s をそれぞれ次式で表す。

$$(A): g_s = g_1 + (g_N - g_1) \frac{(S-1)}{(N-1)} \quad (8)$$

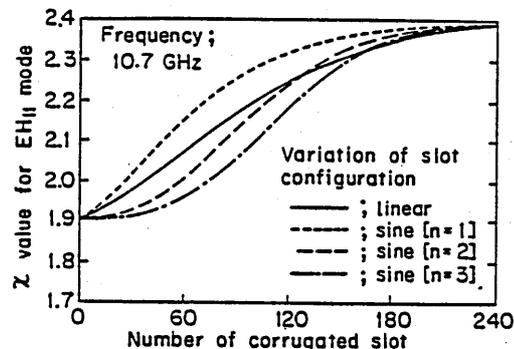
$$(B): g_s = g_1 + (g_N - g_1) \cdot \text{sine} \left(\frac{n(S-1)}{N-1} \right) \quad (9)$$

設計したコルゲート円錐ホーンの HE_{12} モード発生量は、図 9 (b) に示すようにコルゲート溝の形状の変化として、広帯域にわたり良好な特性を示す $\text{sine } 1$ 乗を採用し、 Ku/C 帯にわたって -27 dB 以下となっている。

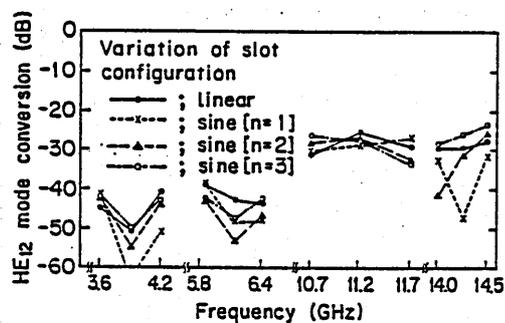
4. 測定結果

測定はコルゲート円錐ホーンを固定し、ホーン開口から 4 m 離れた位置でピックアップホーンを約 ± 750 mm 移動させて行った。図 10 に各周波数帯の実測パターンを計算値と合せて示す。さらに各周波数帯内での交差偏波ピークレベル (45 面内パターンに現れる) を周波数をスイープさせて測定した。その結果を図 11 に示す。

この測定は、ピークの現れる 4 ヶ所の交差偏波レベルを監視するように、入力偏波を右 45° , 左 45° の二つとし、測定位置は図 10 のピーク位置即ち 4 GHz 帯は ± 750 mm, 6 GHz 帯は ± 600 mm, 11 GHz 帯は ± 350 mm, 14 GHz 帯は ± 200 mm の位置にピックアップホーンを固定して行った。



(a) Variation in Z value as a function of slot configuration



(b) Variation in HE_{12} mode conversion as a function of slot configuration

図 8 コルゲート溝の形状変化に対する EH_{11} モード波の χ の変化と HE_{12} モード波の発生量の周波数特性

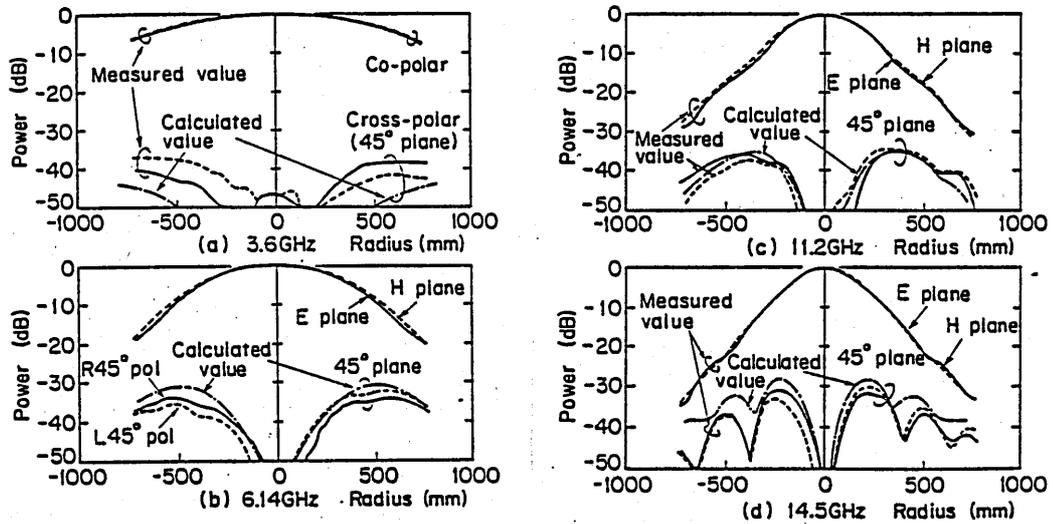


図10 コルゲート円錐ホーンの実測パターンと計算値との比較

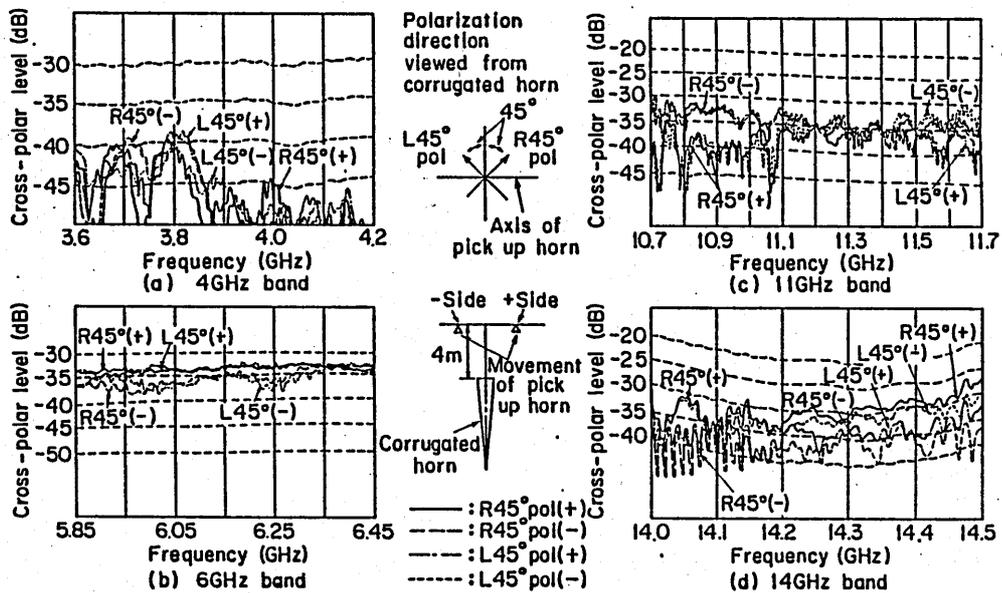


図11 コルゲート円錐ホーンにおける交差偏波ピークレベルの周波数特性

図10, 11より、Ku/C帯の周波数にわたって回転対称でかつ良好な交差偏波特性をもつ4周波数帯共用のコレゲート円錐ホーンが得られた。また放射パターンの実測値と計算値は図10に示すようによく一致しており、2章で述べた設計法の有効性が確認された。一方入力VSWR特性は、Ku/C帯にわたって1.08以下の良好な結果が得られている。

5. むすび

多周波共用コレゲート円錐ホーン的设计における課題として、低い周波数帯の伝送モードで決まるホーン入力端の大きさが、高い周波数帯に対してオーバーサイズ円形導波管となり、高い周波数帯の信号伝送にとって不要な高次モード波が発生し、ビームの回転対称性および交差偏波特性が劣化する問題がある。本報告では、不要な高次モード波として HE_{12} モード（円形導波管の TM_{11} モード相当）波の発生を抑えた多周波共用コレゲート円錐ホーン的设计を示した。またこの手法を用いてKu/C帯共用のコレゲート円錐ホーンを製作し、その実測特性が計算値と良く一致していることから、設計手法の有効性を確認した。

参考文献

- (1) A.F.Kay: "The scalar feed", TRG Science Report 5, AFCRL Project 4600, Contract no. AF19(604)-8057
- (2) 水沢, 武田, 別段: "コレゲート円錐ホーンアンテナの放射特性" 信学論(B), J56-B, 1, PP14-19(昭48-01)
- (3) 武田, 橋本: "コレゲート円形導波管におけるひれの厚みおよび溝のピッチの伝搬特性に及ぼす影響" 信学論B, 56-B, 12, PP543-550(昭48-12)
- (4) F.Takeda, T.Hashimoto "Broadbanding of Corrugated Conical Horns by means of the Ring-Loaded Corrugated Waveguide Structure" IEEE Trans.AP-24, 6, PP786-792(Nov 1976)
- (5) C.Dragone: "Reflection Transmission and Mode Conversion in a Corrugated Feed" Bell Syst.Tech J. 56, 6, PP835-867(July-Aug 1977)

電気光学効果を用いた
ピコ秒光パルス生成と圧縮

八尾 宏, 天野 一彦, 森本 朗裕,
小林 哲郎, 末田 正

(大阪大学 基礎工学部)

昭和61年12月13日

1. はじめに

レーザー光はコヒーレンス性の高いすぐれた光源であり、時間幅の極めて短いパルスを生成することができる。この短光パルスは、光通信、計測、レーザー核融合など様々な分野から注目されており、また研究もさかんに行われている。

短光パルスの生成法としては、Qスイッチング、色素レーザーの強制及び受動モード同期、リングレーザー共振器内に過飽和吸収体を挿入した衝突モード同期（CPMレーザー）等がある[1]。これらの技術により、現在では100 fs以下のいわゆるフェムト秒パルスについての報告も数多くある。またCPMレーザーで得られたパルスを、光ファイバと回折格子対で圧縮して、光の周期にして約4周期にあたる、8 fsという極限的なパルスも得られている[2]。

一方、エレクトロニクスの進歩にともない、短光パルス技術にも電氣的な制御が望まれる。この方法としては、まず電氣的パルス信号によるパルスの抜取りが考えられる。しかしピコ秒領域のパルス信号やピコ秒応答の変調器を得ることは難しく、直接短光パルスを得るには困難である。そこで、我々は以前から、電気光学偏向器とスリットを用いた光の抜取り法[3]、電気光学偏向器と回折格子を利用したパルス圧縮[4]など、電気光学効果を利用した新しいタイプのパルス生成法を試みている。ここでは、最近我々がピコ秒パルスを得た、電気光学変調器と回折格子を用いたパルス圧縮法[5]について報告するとともに、サブピコ秒への可能性についても述べる。

2. 電気光学効果を用いたパルス生成法

2. 1 基本原理

図1(a)のように、CWレーザー光を正弦波信号で位相変調する。キャリア光の角周波数を ω_0 変調信号の角周波数を ω_m 変調指数を δ とすれば、光電界の位相項 ϕ は、

$$\phi = \omega_0 t + \delta \sin(\omega_m t)$$

となり、変調による位相シフトは、図1(b)のようになる。これから光電界の瞬時周波数を求めると次のようになる。

$$\omega = \omega_0 + \delta \omega_m \cos(\omega_m t)$$

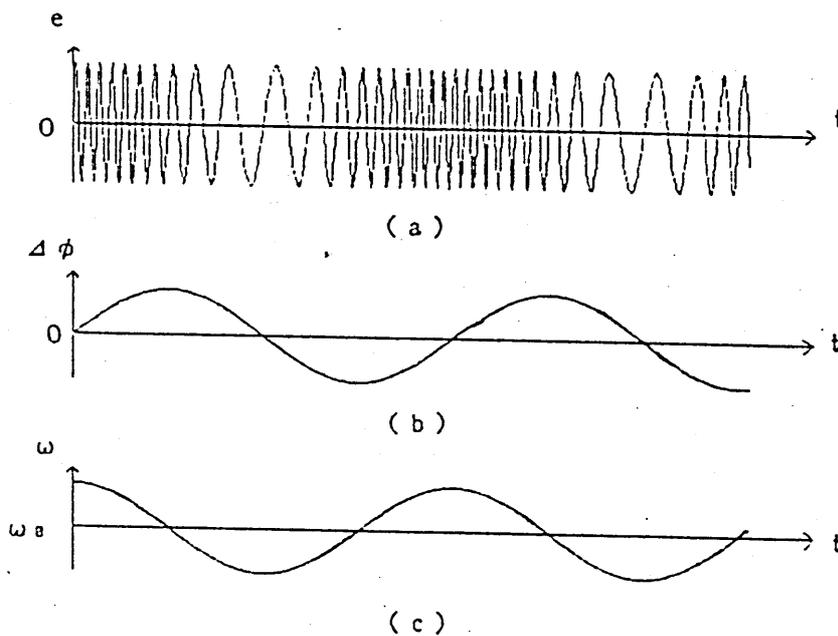


図1. 周波数チャーピングの様子
(a)位相変調光 (b)位相シフト (c)瞬時周波数

この様子を示したのが同図(c)で、光ファイバを用いた場合と同様の周波数チャーピングが得られる。

次にこの光を回折格子対などの分散回路に通す。分散回路では光が各周波数ごとに異なる群遅延を受ける。その結果、図1(a)のように周波数チャーピングを持った光では、周波数の高い部分と低い部分が集まり、光パルスが生成される[6]。

2. 2 電気光学効果を用いたパルス生成と圧縮[7]

CWレーザ光の光電界の振幅を E_0 とする。これを位相変調すると、その光電界は、

$$e = E_0 \exp \{j(\omega_0 t + \delta \sin \omega_m t)\} \quad (1)$$

のように表せる。(1)式はベッセル関数を用いて展開することができ、次のようになる。

$$e = E_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\delta) \exp \{j(\omega_0 t + n\omega_m t)\} \quad (2)$$

この式からわかるように、被変調光は多くの周波数成分を含んでいる。

一方、分散回路の遅延時間を τ は、

$$\tau(\omega) = \tau_0 + \left. \frac{d\tau}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0} (\omega - \omega_0) + \left. \frac{1}{2} \frac{d^2\tau}{d\omega^2} \right|_{\omega=\omega_0} (\omega - \omega_0)^2 + \dots$$

と表せる。ここで τ_0 は、角周波数 ω_0 の光が受ける遅延である。周波数広がりあまり大きくないときは、上式の第3項以下は無視でき、遅延時間は次のようになる。

$$\tau(\omega) = \tau_0 + \frac{d\tau}{d\omega}(\omega - \omega_0) \quad (3)$$

この遅延時間を ω で積分すれば、位相遅れになり、次のようになる。

$$\phi(\omega) = \phi_0 + \tau_0(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \frac{d\tau}{d\omega}(\omega - \omega_0)^2 \quad (4)$$

これより分散回路を通った光は、次のように表せる。

$$e = E_0 \exp(-j\phi_0) \exp(j\omega_0 t) \sum_{n=-\infty}^{\infty} [\exp\{jn\omega_m(t - \tau_0)\} \\ \cdot \exp\{-j \frac{1}{2} \frac{d\tau}{d\omega} (n\omega_m)^2\} J_n(\delta)] \quad (5)$$

これから、出力光のパワーを求めると、

$$|e|^2 = E_0^2 \left[\sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\delta) \cos \left\{ n\omega_m t' - \frac{1}{2} \frac{d\tau}{d\omega} (n\omega_m)^2 \right\} \right]^2 \\ + E_0^2 \left[\sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\delta) \sin \left\{ n\omega_m t' - \frac{1}{2} \frac{d\tau}{d\omega} (n\omega_m)^2 \right\} \right]^2 \quad (6)$$

となる。ただしここで $t' = t - \tau_0$ とした。

分散回路からの出力を、分散量 $d\tau/d\omega$ をパラメータとして表したものが図2である。分散量が増えていくに従って、中央の部分が高くなり、パルスが生成される。さらに分散量を増やすと、両側にサイドパルスがあらわれ、やがてピークも下がり始めパルス圧縮の効果は弱まる。

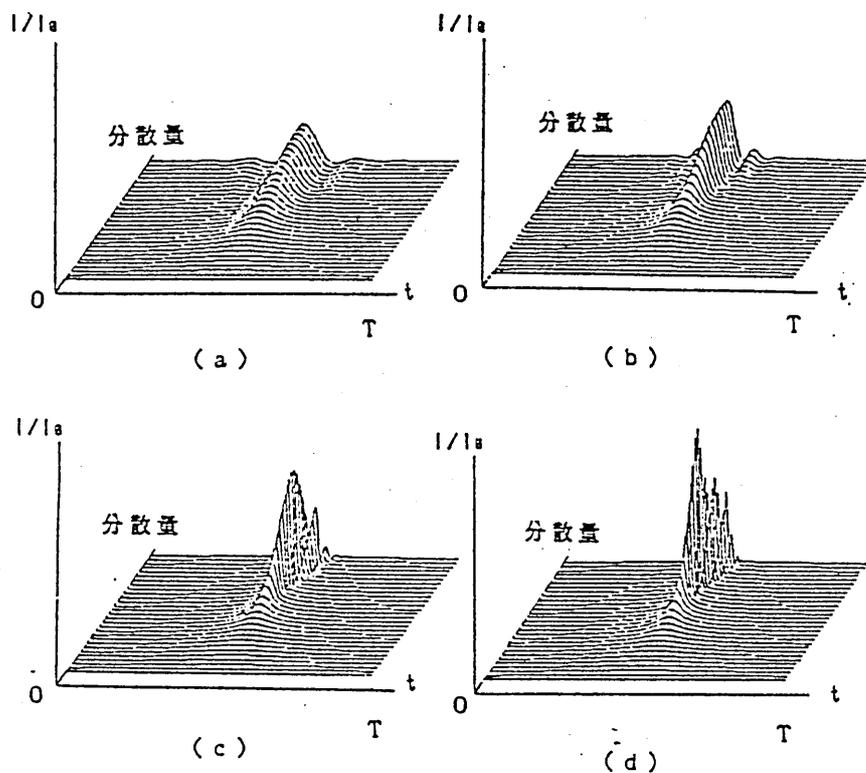


図2 圧縮パルス波形

(a) $\delta = \pi$ (b) $\delta = 2\pi$ (c) $\delta = 5\pi$ (d) $\delta = 10\pi$

縦軸は出力強度(入力で規格化), 横軸は1周期

次に、効果的なパルス圧縮に必要な分散量を求める。分散回路は、時間的に広がった各成分を集める働きをしており、ここで必要な分散は、周波数最大の部分と最小の部分が重なるだけの量になる。この分散量は、(3)式から、

$$\frac{d\tau}{d\omega} \sim \frac{\pi}{2\delta\omega_m^2} \quad (7)$$

と見積られる。これより必要な分散量は、変調指数に反比例し、変調周波数の2乗に反比例する。光ファイバを用いたパルス圧縮では、分散回路は異常分散のものでなくてはならないが、この方法では、分散回路は正常分散のものでも異常分散のものでもよい。

2.3 パルス圧縮の評価

電気光学効果を用いたパルス生成法で、どの程度のパルスが得られるかを考えてみる。図3は、位相変調の変調指数とパルスの圧縮比、ピーク比の関係を示したものである。圧縮比は、変調信号の周期 T とパルス幅 τ_0 から T/τ_0 とした。またピーク比は、入力のカW光強度に対して、ピーク値が何倍になっているかを表したものである。

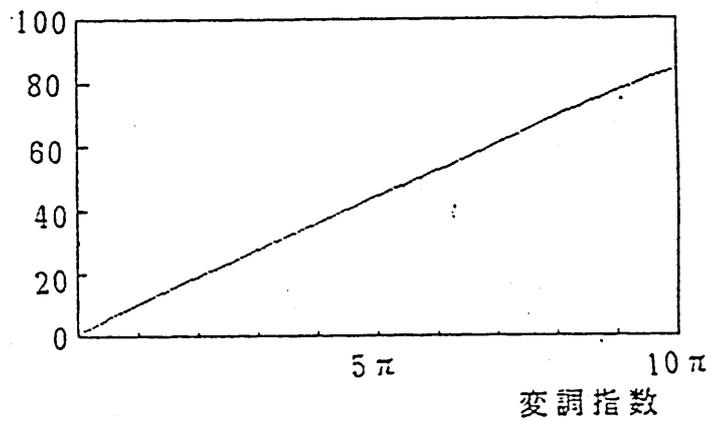
図3(a)の傾きがほぼ3であることから、パルス幅は、

$$\tau_0 \sim \frac{1}{3\delta f_m} \quad (8)$$

くらいと考えられる。この式からわかるように、パルス幅は変調信号の周波数と変調指数に反比例している。また(8)式から、周波数広がり δf_m と時間広がり τ_0 の積は0.7程度になり、この方法が高効率のパルス圧縮であることを示している。従ってより短いパルスを得るためには、高周波で深い変調を行う必要がある。

具体的な例で示してみると、変調周波数10GHz 変調指数 10π の位相変調では、圧縮比が85ぐらいで1.18ps程度のパルスが得られることになる。

圧縮比



ピーク比

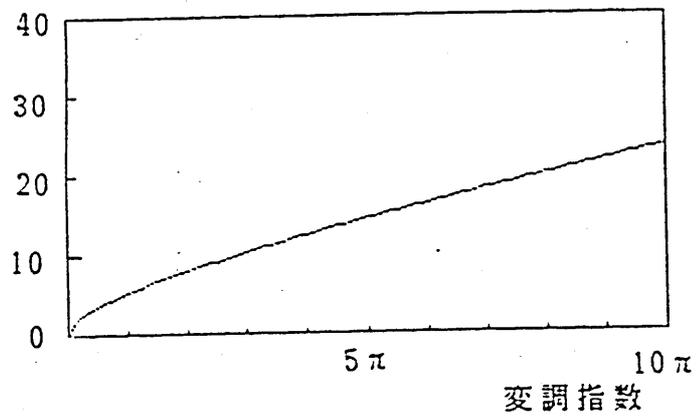


図3. 変調指数と(a)ピーク比, (b)圧縮比の関係

3. パルス圧縮実験

我々は図4に示すような実験系で、変調及びパルス圧縮実験を行った。光源としては、波長 514.5 nm の CW の Ar レーザを用いている。変調用の電源は、9.35 GHz 出力 10 kW のマグネトロンを用いた。この電源がパルス動作であるため、観測の都合上、音響光学変調器 (AOM) を用いてレーザ光をパルスの的に抜き取って同期させている。ただし抜き取られたレーザ光は $0.6 \mu\text{s}$ 程度であり、変調電源の周期の 107 ps に比べると十分長く、CW 光を用いたパルス圧縮実験とみなせる。位相変調器を通った光の一部を、挿引形ファブリペロー干渉計に通し、変調スペクトルを観測し

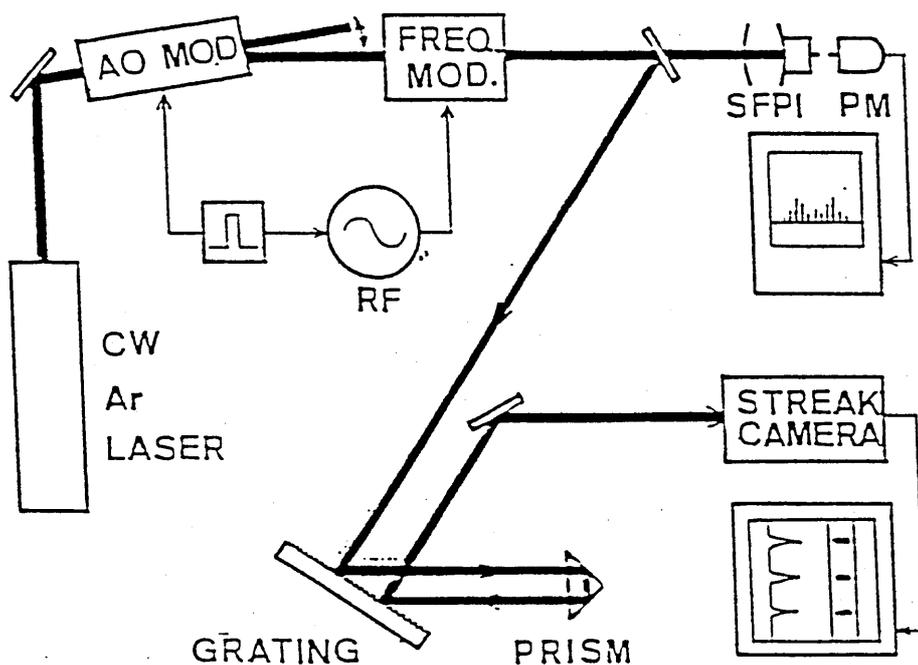


図4 パルス圧縮実験系

た。また分散回路は、回折格子対を用いた。ただし、ここでは2400 lines/mmの回折格子に、直角プリズムを用いて光を2度あて、回折格子対を構成している。分散回路からの出力を、分解能9 ps程度のストリークカメラで直接観測した。

我々はまず、図5に示すような変調器で実験を行った。この変調器は、マイクロ波導波管の先端を短絡し、その一部に電気光学結晶(LiTaO₃)を埋め込んだものである。結晶の周りは、マイクロ波給電面を除いてすべて導体で囲まれ、光はこの結晶に横方向から通している。またこの結晶の横方向の寸法は、速度整合条件から決まる。この場合の速度整合条件は、光が結晶中を通る時間がマイクロ波の半周期になることである。

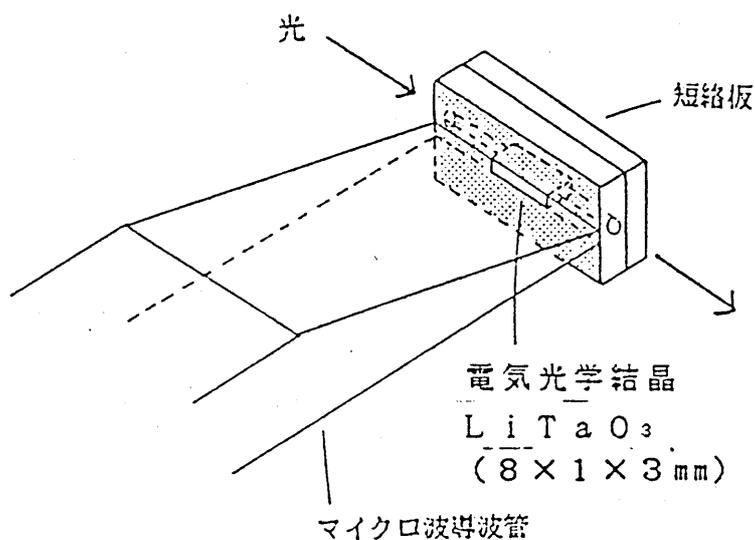


図5 電気光学変調器

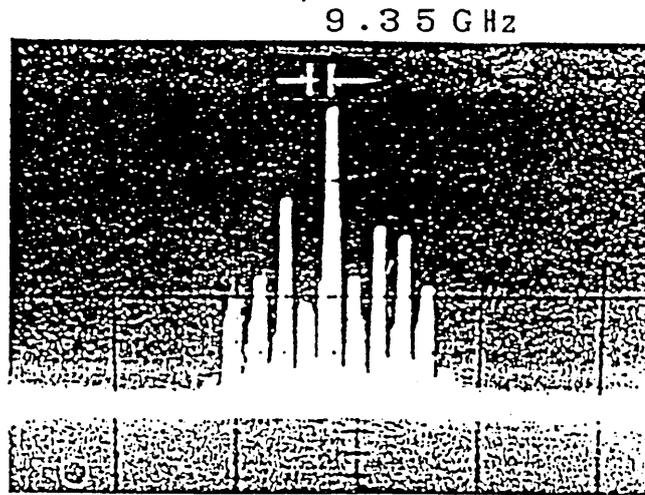


図6 位相変調スペクトル $\delta = 1.08\pi$

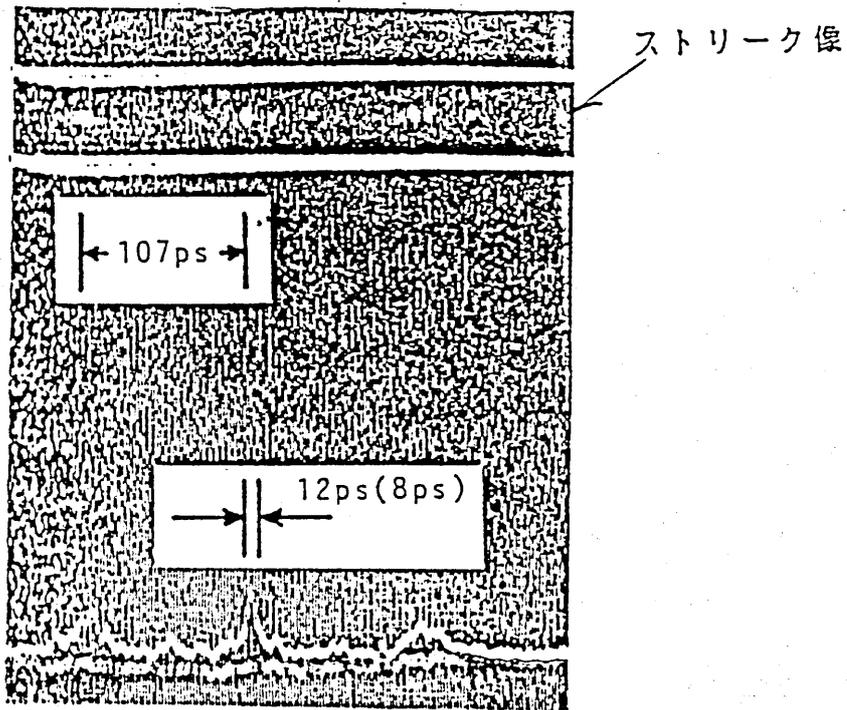


図7 圧縮パルス波形 $\tau = 12\text{ps}$

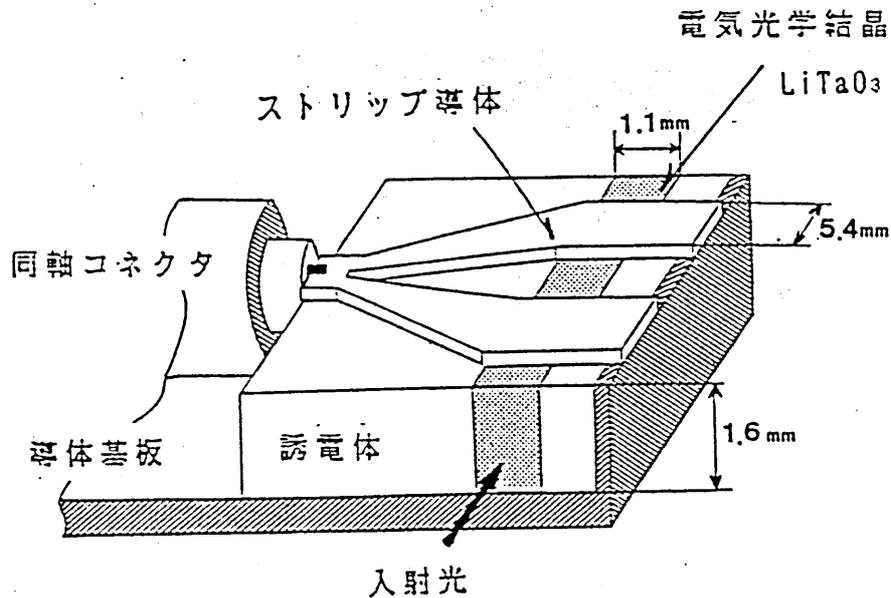
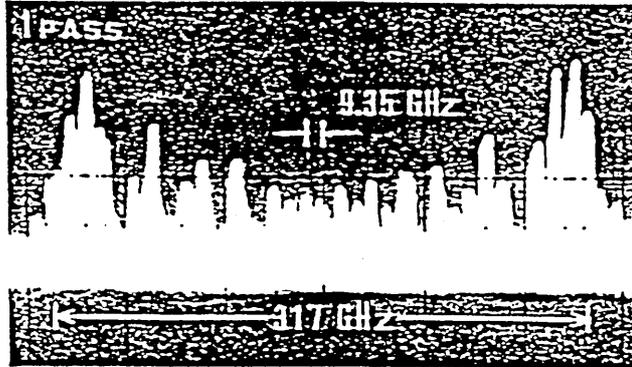


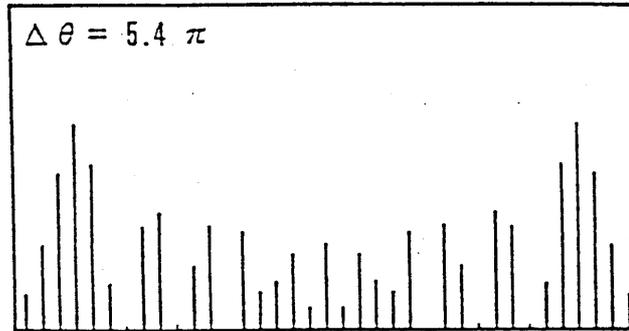
図8 電気光学変調器

この実験から得られた変調スペクトルの例を図6に示す。これより変調指数は 1.08π と見積られる。この変調指数と変調周波数から必要な分散量を求め、その分散を与えるように回折格子対を構成した。この結果、図7に示したような時間幅約 12 p s 、繰り返し 9.35 GHz (107 p s) のパルス列が得られた。ストリークカメラの分解能が 9 p s と考えると、実際のパルス幅は約 8 p s と見積られる。

次に変調器を工夫し、図8のようにストリップ線路の誘電体層の一部に電気光学結晶 (LiTaO_3) を埋め込んだものを使用した。結晶中を伝搬する光は、ストリップ導体のある部分で変調される。ストリップ導体の幅は、図5の結晶の寸法と同様、速度整合条件から決まる。



(a) 実測値



(b) 計算値

図9 位相変調スペクトル $\delta = 5.4\pi$

この変調器を9.35 GHzのマイクロ波電源で動作させ、図4に示したような実験系で、変調および圧縮実験を行った。この結果、変調スペクトルは図9に示すものが得られ、変調指数は 5.4π と見積られる。またこの場合スペクトル広がり、約320 GHzとなった。回折格子対を再構成し、この光を圧縮した結果が図10である。このパルス、時間幅はストリークカメラの分解能以下で、直接観測できないが、(8)式より2.4 ps程度と見積られる。

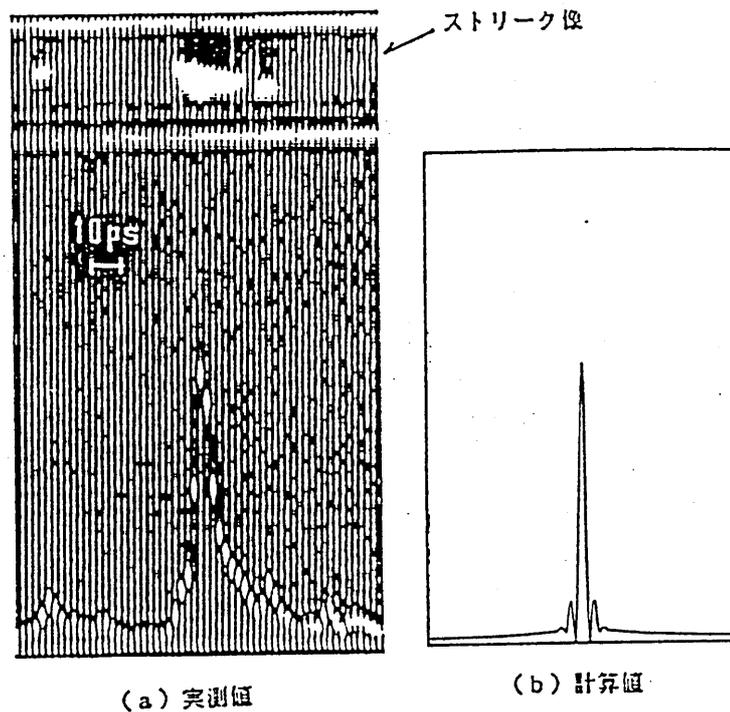
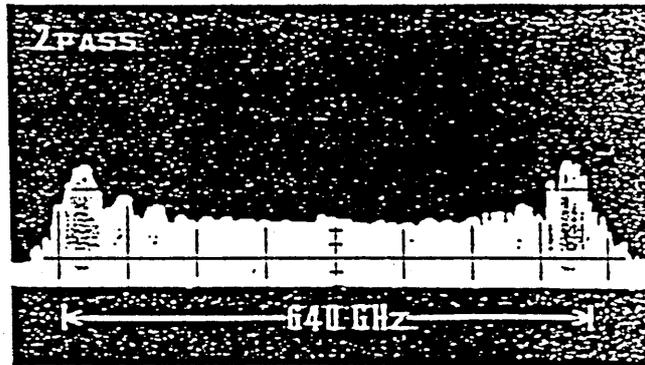


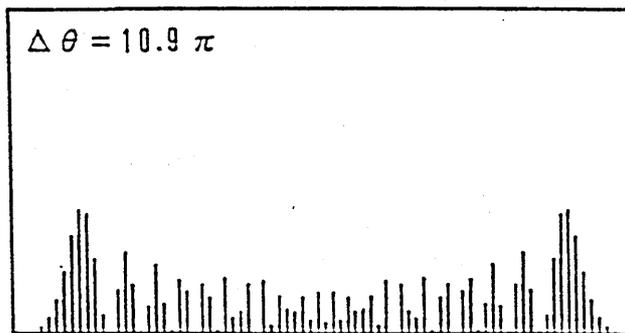
図10 圧縮パルス波形

$\tau \sim 2.4 \text{ ps}$

さらに図8の変調器を多段化(2段)することで、図11に示したような変調指数 10.9π の変調スペクトルを得た。この場合のスペクトル広がりには 640GHz になっている。このスペクトル広がりには、変調から直接得られたものとしては最大である。(変調によるスペクトル広がり最大値は、共振器内に変調器を挿入して我々が得た 800GHz である。)このスペクトル広がりや(8)式から考えて、この光を圧縮すると 1.2ps 程度のパルスが期待できる。このパルスについては、現在SHG相関法により観測する準備をしている。



(a) 実測値



(b) 計算値

図11 位相変調スペクトル $\delta = 10.9\pi$

4. 検討

前節で述べたように、変調周波数 9.35 GHz 変調指数 10.9π の位相変調と回折格子分散回路から、パルス幅 1.2 ps 程度のパルスが得られる。ここで得られたパルスは電気光学効果を利用したもので、電気信号による光パルスの制御が可能である。このパルスは、ファイバを用いたパルス圧縮に比べると、パルス幅では劣るが、CW光から直接パルス列を作り出しており、圧縮比はファイバ圧縮よりも大きい。またファイバを用いた圧縮では、ファイバへの入射光強度が変化すると、チャーピング量が変化してしまい、圧縮系をすべて構成し直す必要がある。しかし我々の方法では、入射光強度によらず一定のチャーピングが得られ、安定したパルス圧縮ができる。一方これまでに報告されている短光パルスは、ほとんどが色素レーザーを用いたものであった。この点に付いても我々の方法では、光源のレーザーの選択は、比較的自由である。

また光波をより高い周波数で、より深く変調すれば、サブピコ秒領域のパルスを得ることもそう難しくない。例えば、変調周波数 20 GHz において、 20π の位相変調が得られれば、 270 fs のパルスが生成でき、過飽和吸収体を使わないモード同期色素レーザーから得られるパルスと同程度のものになる。

我々の方法では光源としてCWのレーザー光を使用しているので、パルスの裾に若干のエネルギーが残ってしまう。しかしこのエネルギーは、強度変調を併用すれば取り除ける[8]。その理論的な解析の結果を図12に示す。

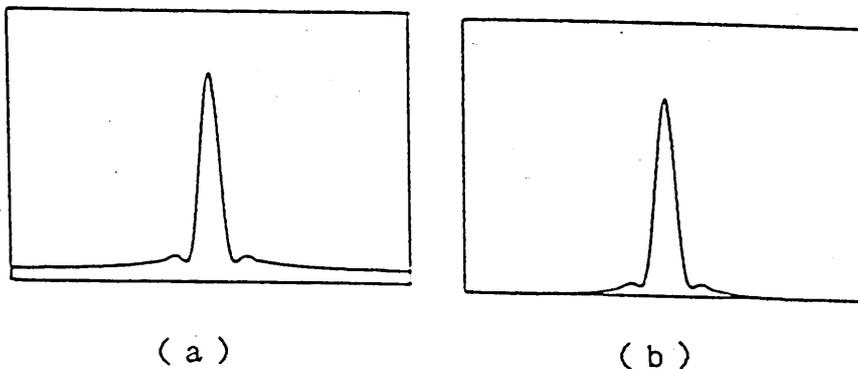


図12 強度変調によるパルス波形の変化
 (a) FM only (b) AM+FM

5. まとめ

我々は電気光学位相変調器と回折格子によりピコ秒パルスを得た。この方法は電氣的なパルス生成法であり、電気信号の周波数や位相、パワーを変化させることにより、光パルスの繰返し、タイミング、パルス幅、パルス波形などを電氣的に制御する。またこの方法でサブピコ秒領域の光パルスを得ることも、そう難しくない。

参考文献

- [1] 山下, 佐藤: 応用物理 35 (1986) p.306
- [2] W.H.Knox, R.L.Fork, M.C.Downer, R.H.Stolen, and C.V.Shank:
Appl.Phys.Lett. 46 (1985) p.1120
- [3] T.Kobayashi, H.Ideno, and T.Sueta: IEEE J.Quantum
Electron. QE-16 (1980) p.132
- [4] 小林, 森本, 岩間, 高田, 藤本, 末田: 信学技報
OQE82-114 (1982)
- [5] T.Kobayashi, K.Amano, T.Fujita, T.Uemura, A.Morimoto and,
T.Sueta: Ultrafast Phenomena Technical Digest WD5 (1986)
- [6] J.A.Giordamino, M.A.Duguay, and J.W.Hansen: IEEE J.Quantum
Electron. QE-4 (1968) p.252
- [7] 小林, 末田: 電子通信学会光電波部門全国大会 394 (1978)
- [8] 八尾, 天野, 森本, 小林, 末田: 第47回応用物理学会学術講演
会講演予稿集 27p-F-14 (1986)

輻射科学研究会資料

RS86-12

G a A s M E S F E T

超高速光検出器

梅田 徳男 張 吉夫

(大阪大学 産業科学研究所)

1986年12月13日

1. はじめに

光通信は低損失石英ファイバ、発光素子および受光素子とから基本的に構成される。石英ファイバは1970年の最初の報告¹⁾以来材料の高純度化、ファイバ構造の検討により伝送損失が0.2 dB/Kmの極低損失光ファイバが製作されるに至っている²⁾。また、発光素子はAlGaAs系(0.8-0.9 μm帯)やInGaAsP系(1 μm帯)を材料にした半導体レーザや発光ダイオードが小型で信頼度が高く、電流による直接変調が可能であるなどの利点により研究されている³⁾。一方、受光素子としては種々のフォトコンダクターやフォトダイオードなどが光のセンサーとして従来から研究されていた⁴⁾が、これら素子の中で高速でしかも電流増幅効果を特徴とするアバランシェフォトダイオード(APD)が高ビットレートで長距離伝送用の光通信受光素子として適している⁵⁾とされてきた。実際、高速光応答を期待できる光検出器としては、上述したようなAPDや、pin-フォトダイオード(pin-PD)等は単独で使用する光検出器として非常に有効な素子である。しかし、昨今よく見掛けられるように、電気部分と光部分との結合を考えたいわゆる光電変換部を集積(光電集積回路、OEIC)化するには、さまざまな点で問題点がある。一例を示すと、Si-APDやGe-APDでは発光素子と材料が異なる、縦構造を有する素子は集積化に向かない、APDやpin-PDはバイアス電圧が高く発光素子とバイアス整合が取れない等である。

以上に述べた光検出器に対し、1977年Baackら⁶⁾はGaAsMESFETに光パルス照射した実験結果を示した。半絶縁層に光でキャリアを生成させる光導電型光検出器に比べ空乏層を活性層中に生じせしめる点が異なる以外、動作的にはほとんど変わら

ないが、GaAs MESFETは素子内部に増幅機能を持つため、その光応答感度の大きさはAPDに匹敵するものであった。以来、GaAs MESFET光検出器の光応答特性についてのいくつかの報告⁷⁻¹¹⁾がなされ、光源との集積化の試行^{12, 13)}もなされている。また、HEMT構造¹⁵⁾を有するGaAs MESFET光検出器についても報告されている¹⁶⁻¹⁸⁾が、その高速性についての検討が不十分である。

我々は先に、GaAs MESFETが高速・高感度光応答にすぐれ、しかもバイアス電圧がpin-PDやAPDのような光検出器に比べてはるかに低いことや、OEICに適した光検出器であることを示した¹⁴⁾。本報告では、狭ゲート幅でしかもHEMT構造を有するMESFETを用いることにより半値全幅(FWHM) 22 psというこれまでに例のない超高速光応答を得たので、その詳細を示すと共に、従来の結果を用いて今回得られた結果に対する検討を行う。

2. 実験

2-1 直接法による観測

実験に用いた光検出器は通常のHEMT構造を有するGaAs MESFETである。その断面形状概略図と平面顕微鏡写真とを図1、図2に示す。ソース(S)、ゲート(G)、ドレイン(D)の対向している部分の一部以外はメサエッチされていて、その境界部分が細線となって現れている。この部分のゲート幅 W_g は $20\ \mu\text{m}$ ある。図3に測定回路を示す。回路は $50\ \Omega$ 系ストリップ線路で構成され、ゲート・ドレイン両端において $50\ \Omega$ で整合終端されている。直流阻止用のコンデンサにはとくにマイクロ波用のチップコンデンサを用い、それによる応答特性の低下が起こらぬよう留意した。照射光

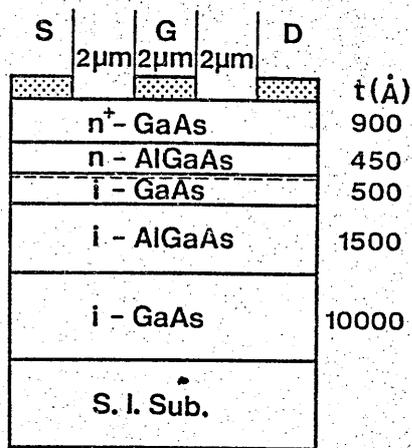


図1 HEMT構造MESFET光検出器の断面形状概略図

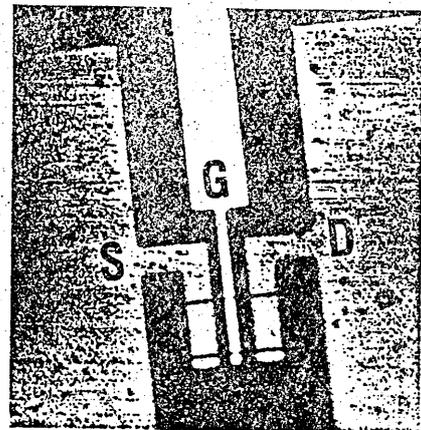


図2 HEMT構造MESFET光検出器の平面顕微鏡写真

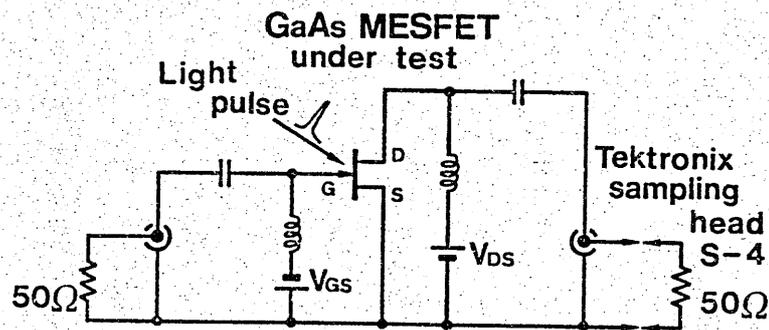


図3 MESFET光検出器の測定回路

源にはArレーザーによりシンクロナスムード同期されたローダミン6G色素レーザーを用いた。試料への照射時は、ソースドレイン間にまたがるよう、約5μm径に集光して行った。色素レーザーからの発振波長は約600nm、パルス幅は走査形の光オートコリレータで観測され半値全幅で約10ps、パルス間隔は約7nsである。また、照射光の平均パワーはカロリメータで測定した。また、光応答波形の観測には、立ち上がり、25ps以下のテクトロニクスS-4サンプリングヘッドを用いた。

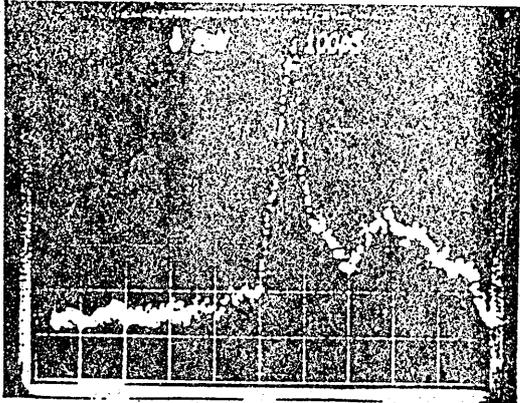


図4 サンプルングオシロスコープによる光応答波形の観測例

試料のMESFETにゲート電圧 $V_{gs} = -2V$ 、ドレイン電圧 $V_{ds} = 4V$ を印加して、光応答を観測した例を図4に示す。図から得られるFWHMは約60ps以下である。これは上述したように、測定器の立ち上がり時間から推測すれば、ほぼ限界であり、検出器自体の光応答はさらに高速であると考えられ、測定器に制限を受けない測定を行う必要がある。

2-2 相関法による測定

用いたHEMT光検出器の形状、バイアス電圧および照射パルス光は2-1節と全く同様である。相関測定を行うため、回路構成は図5、図6に示すように、試料特性のほぼ等しいHEMT光検出器を直列接続し、ゲートバイアスを共通とした。この結果、HEMT₁のみにパルス光が照射されるとHEMT₁は導通(ON)状態となるが、HEMT₂は開放(OFF)状態であるため出力電流 I_o は観測されない。これに対し、両HEMTに同時にパルス光が照射されると両HEMTともON状態になるので I_o が観測されることになる。そこで、照射パルス光に時間遅延を持たせてそれぞれのHEMTを照射するのに、図7に示すようなマイケルソン形の構成でパルス光を二分し、一方に時間遅延 τ を持たせる配置とした。この結果、出力電

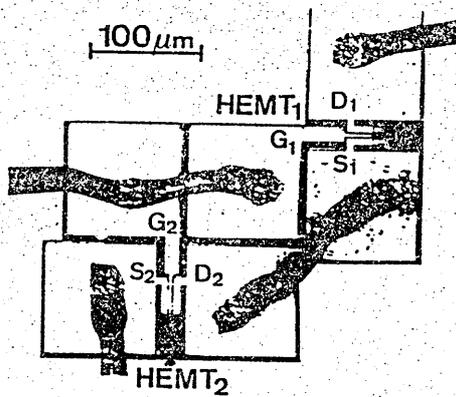


図5 直列接続されたHEMT
光検出器の顕微鏡写真

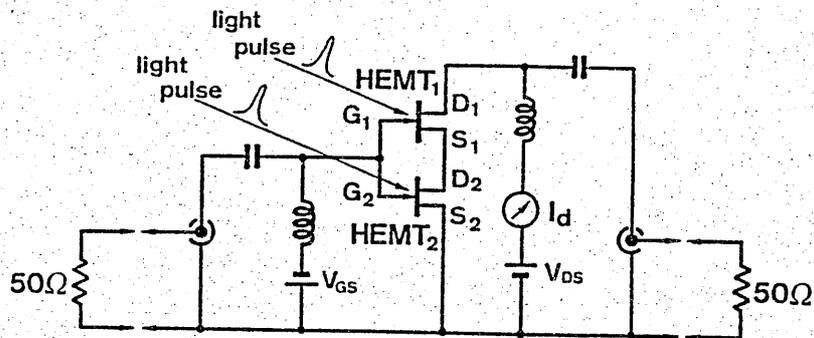


図6 相関測定用HEMT光検出器の測定回路

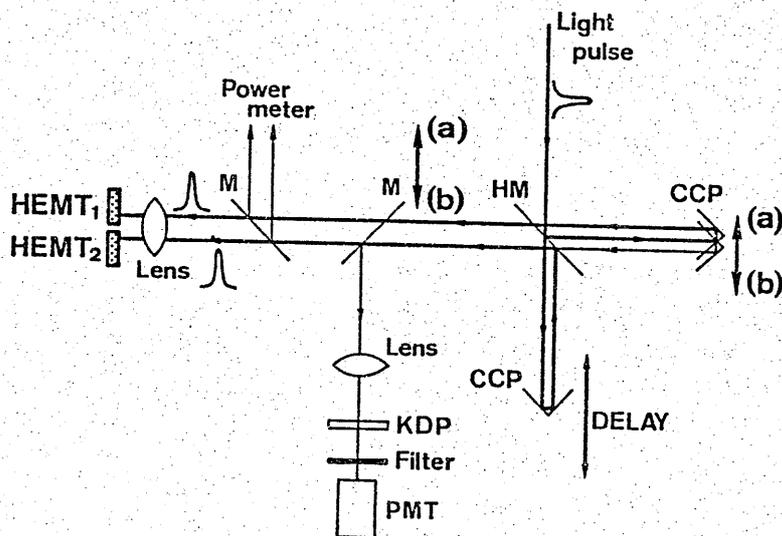


図7 相関測定用光路構成

流 I_d は両パルス光強度 $P(t)$ および $P(t + \tau)$ の相関関数 $\int P(t) P(t + \tau) dt$ に比例することとなる。さらに、照射光パルスそのものの相関についてもミラー M の位置を (a) から (b) に切り換えることにより観測できるようにした。

以上のようにして得られた結果を図 8 に示す。図中の \circ 印は I_d の測定点を示す。また、実線は測定結果の分布がガウス形であると仮定した時の実験結果と同一の FWHM を持つ相関関数を示している。これから相関波形の FWHM $\Delta \tau$ は 31 ps と読み取れる。従って、光応答波形の FWHM ($\Delta t_p = \Delta \tau / \sqrt{2}$)¹⁹⁾ は 22 ps となる。測定に用いた光パルスのパルス幅は約 10 ps であり、応答速度に対して十分速くはなかったため、この照射パルス光をさらに高速にすることで、より高速応答が得られるものと考えられる。

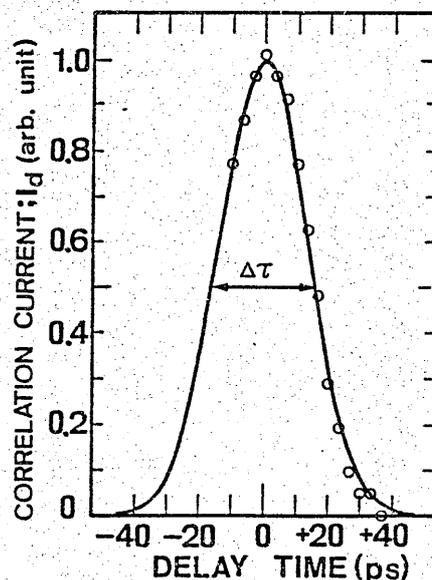


図 8 相関測定により得られた光応答例

3. 検討

以上のような高速応答が得られた原因について、我々の提唱モデルに基づいて以下に検討する。

3-1 応答速度のゲート幅依存性

試料にはXバンド増幅用のMESFETを用いている。その電極配置平面概略図と断面形状概略図を図9に示す。本MESFETは、 $75\mu\text{m}$ のゲート幅(W_g)を単位セルとして4セルで構成されており、それらの接続を変えることにより W_g を75, 150, 300 μm と変えることができる。 $5\mu\text{m}$ 径の照射光スポット径では、75~300 μm の W_g のうち大部分が非照射部となる。照射光スポット径を一定とした場合の W_g に対する応答波形のFWHMの変化と、パルス応答感度の相対値の変化を図10に示し、図11にその応答波形例を示す。FWHMは W_g の増大とともに増加するが、パルス応答感度は W_g に対し顕著な変化を示さない。これらの結果は以下のように考察できる。まず V_{gs} による空乏層は、 W_g 全幅にわたって分布しているが、そのごく一部の $5\mu\text{m}$ 径の照射部内部においてのみ”光制御チャンネル電流”¹⁴⁾が流れ、パルス応答に寄与する。MESFETの光応答にはこの他、ゲート終短抵抗(50Ω)を通じて

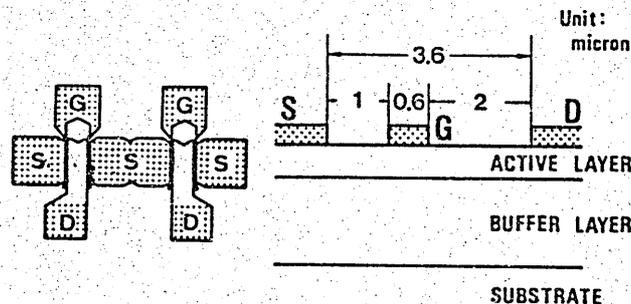


図9 GaAs MESFETの平面・断面概略図

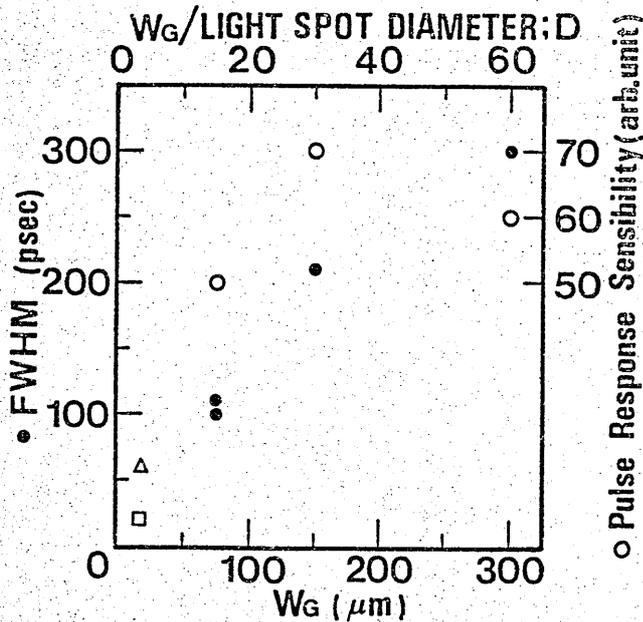


図 1 0 F W H M (●) とパルス応答感度 (○) のゲート幅依存性
 図中の Δ 、 \square は H E M T 光検出器の結果で、 Δ は F W H M 6.0 p s、 \square は F W H M 2.2 p s を示す

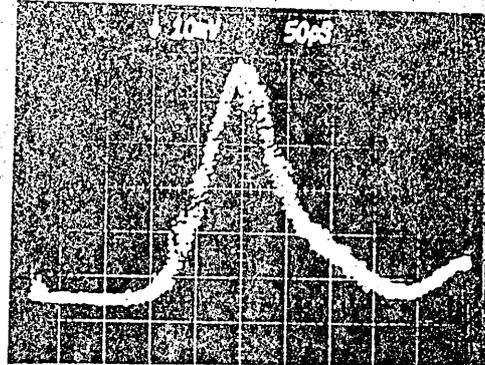


図 1 1 ゲート幅 75 μm をもつ M E S F E T の光応答波形例

流れるパルスゲート電流によるゲート電位の高速変化分が、自己バイアス作用により δV_{gs} を生じ、その結果、FETの相互コンダクタンス g_m を通じてパルス応答電流に $g_m \cdot \delta V_{gs}$ だけの通常のFET増幅作用による電流成分が与えられる⁸⁾。この電流成分をここでは、“FET増幅電流”と呼ぶ。全パルス応答電流は、このFET増幅電流、上述の光制御チャンネル電流および光電流の和と考えられる。ところで、 $g_m \cdot \delta V_{gs}$ による電流成分は当然 g_m に比例し、従って、 W_g に比例するはずであるが、実験結果は応答感度の W_g 依存性の小さいことを示している。

以上により、本実験においてはパルス応答電流への δV_{gs} を通じてのFET増幅作用寄与分は小さく、先の光照射スポット直下に流

れる光制御チャンネル電流と光電流がパルス応答電流の主要成分であるという結論に達する。一方、FWHMが W_0 とともに増加するのは、 W_0 が広くなればなる程、照射光スポット径が一定であるため、非照射幅が増加する。このため、ソースS-ゲートG間、ゲートG-ドレインD間の浮遊容量が増加するので、光応答速度が遅くなると考えられる。

3-2 照射光形状の影響

3-1節で述べたことの妥当性を見るために、照射光形状を対物レンズを用いた $5\mu\text{m}$ 径のスポット状から、シリンドリカルレンズを用いて長形状(約 $5\mu\text{m} \times 180\mu\text{m}$)に変えてこれまでと同様の実験を行なった。実験は図12に示す様な試料を用い、図13の構成模式図にも示したように、照射光形状をモニターしながら光を照射できる配置とした。また、照射光パワーは両者の照射光形状で変わらないようにモニターしておく。

照射パルス光に対する結果を図14に示す。同図(a)は照射光形状がスポット状の場合で、同図(b)はそれが長方形の場合であり、前述したように照射光パワーは同一である。同図から明らかな

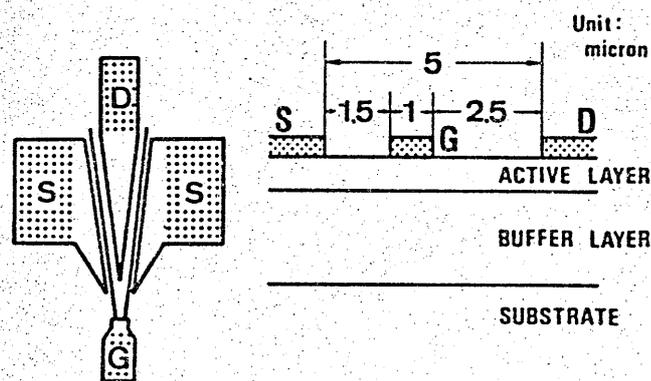


図12 GaAs MESFETの平面・断面概略図

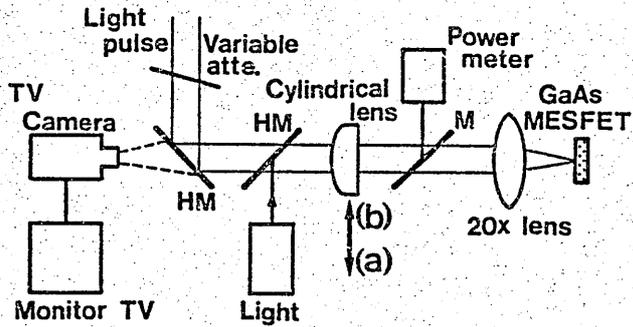
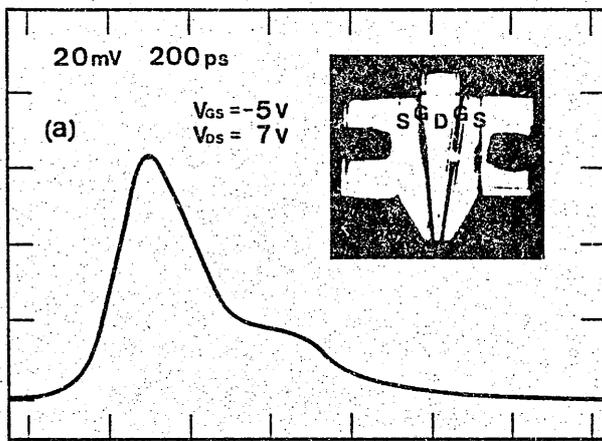
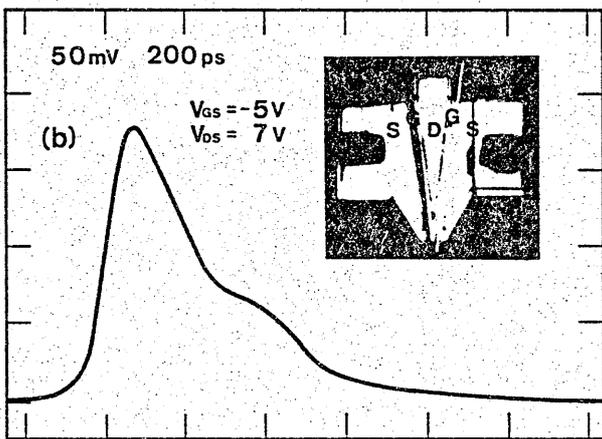


図 1 3 照射光形状を調べる光路系



(a)

図 1 4 シリンドリカルレンズを用いない場合 (a) と用いた場合 (b) の光応答例。写真は TV モニターの様子



(b)

ように、光応答感度には照射光パワーが同一にもかかわらず～3倍程度の改善が見られるが、光応答速度にはほとんど違いが見られない。照射光パワーを同一として照射光面積を長形状に押し広げると面積は約46倍となる。しかし図14中の挿入写真でもわかるように、電極からの「あふれ」や、ゲート電極による「けられ」を考慮すると照射光面積は約40倍となる。これらに対し照射光面積が大きくなった分、照射光パワー密度が小さくなっている。図14について言えば、照射光パワー密度は $1/46$ になっているにもかかわらず、光応答感度は～3倍になっている。

これらは次のように考えられる。GaAsMESFETを光検出器として用いる場合には、照射パルス光直下の空乏層が収縮するため当然、照射光面積が大きいと空乏層収縮面積も大きい。照射光を長方形としてV字状ゲートの一方の辺に対応させた形にすると、この空乏層収縮面積が大きくなる。このためソースからドレインへ走行するキャリアが多くなり光応答感度が上がる。一方、光応答速度には空乏層収縮面積よりもむしろ、空乏層収縮時間が影響するので、照射光形状に依存しないと考えられる。

3-3 検討

我々のMESFET光検出器の光検出機構についての考え方の概要を以下に述べる。GaAsMESFETを光検出器として用いる場合には、図15に示したようにゲート・ドレイン各電圧によりピンチオフ状態に固定しておく。この状態でソース・ドレイン間に光を照射するとFETの活性層内に電子・正孔対が生じる。このうち電子はドレイン側へ流れ、正孔はゲート側へ流れる。ゲート側へ流れる正孔は空乏層内のイオン化した不純物による正電荷に相加されて、ゲート下の空乏層を縮小する方向に働く。このためゲートを固

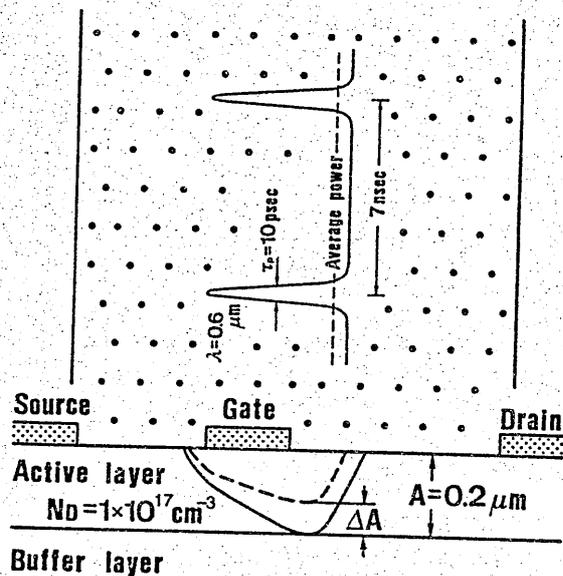


図 1 5 MESFETの光照射による空乏層直接変形モデル

定バイアスとしてもゲート下にはチャンネル (ΔA) が生じ、ソースからドレインへチャンネル電流が流れる。このチャンネル電流と、ドレイン側へ流れる光電流とが相加されてドレイン電流 I_d となり、外部回路に取り出される。照射光がパルスの場合には、以上の動作が照射光の時間変化に対応して起こり、パルス応答電流が形成される。このような理由で、MESFET光検出器の検出電流の大きな部分は、空乏層の光照射による変形で制御されるチャンネル電流であると考えられる。

上述の考えをHEMT構造GaAsMESFET光検出器に適用すると次のようになる。この場合、チャンネルはHEMT構造によるi-GaAs(活性)層中の二次元電子ガス層からなっている。GaAsへの光照射時における光の進入深さと光強度との関係から概算すると、 n^+ -GaAs層および n -AlGaAs層では、約25%程度吸収され、残りがi-GaAs(活性)層以下に達すると見積られる。これらの殆んどが以下の層で吸収されるが、なかでも、大きな部分を占めるi-GaAs(活性)層、i-AlGa

As 層中の光電子は拡散および、i-GaAs (活性) 層中のビルトイン電界により 2DEG 層へ移動する。その結果、光電子流による応答も、高速化が期待できる。これら以外のところで発生した光電子による検出電流成分は、それらの層厚が比較的薄いことと、二次元電子ガス層中の電子に比して低速度であることなどにより、その検出電流への寄与は小さいものと思われる。検出電流の大きな部分は前述のように、光照射による空乏層変形で制御されるチャンネル電流であり、これは、もともと、HEMT 構造による二次元電子ガス層中の電子流であるため高速なものである。

以上、主として光電子流の transit time について考えた。勿論、 C_{gs} 等の CR 時定数による緩和時間が、上の transit time よりも大きければ、応答速度はその CR 時定数によって決まる。したがって、本研究では、[14] に基づいて、ゲート幅を $20\ \mu\text{m}$ と小さくした。このゲート幅では、CR 時定数は transit time よりも小さいものと考えられる ($C_{ds} \leq 0.1\ \text{pF}$ と仮定した)。

光で生成した正孔キャリアはゲート回路に流れるので、我々の検出電流には正孔電流は含まれていない。正孔キャリアは、ゲート電極に到達するまでに、空乏層内の正電荷密度を増大させ、その結果、空乏層領域が収縮され、それによってチャンネル電流が制御されるという意味で、光検出に寄与している。

4. おわりに

HEMT 構造を有する MESFET を光検出器として用いた場合について、得られた結果を述べた。得られた光応答速度は、これまでに例のない $22\ \text{ps}$ という超高速なものであった。この結果は従

来我々が行ってきた、マイクロ波用MESFET光検出器についての実験結果に基づく動作原理によって説明された。

以上述べてきたようにGaAs MESFETは光集積化をめざした高速光検出器として十分利用できるものであるが、上述の実験結果と動作機構とに基づいて、より高速・高感度な光検出器を実現するために望ましい寸法・構造について述べる。波長 $0.8\mu\text{m}$ までの可視光に対する光検出器とするには、GaAsの光吸収長から考えて、活性層を $1\mu\text{m}$ 程度とし、ピンチオフ電圧を適当な値に維持するために、これに対応して活性層キャリア濃度を低くとる。また、ソース・ドレイン間、ゲート・ドレイン間の浮遊容量を下げるために、ゲート幅の微小化や円形電極等、照射光スポット径に対応したソース・ゲート・ドレインの電極平面構造とすること、また、表面準位の影響を避けるために、FET活性層表面に窓層を設けた構造とすることが必要となる。さらに、埋め込みゲート構造や透明電極の採用によって、外部量子効率を改善することが望ましい。今後、InGaAsのようなエネルギーギャップの小さい材料でFETを作製し、長波長帯の光検出器にも適用すれば、高速光通信などにもその応用範囲を広げることができる。

参考文献

- (1) F.P.Kapron, D.B.Keck and R.D.Mauer: "Radiation losses in glass optical waveguides", Appl. Phys. Lett., 17, pp.423-425(1970).
- (2) T.Miya, T.Terunuma, T.Hosaka and T.Miyashita: "An ultimate low loss single-mode filter at $1.55\mu\text{m}$ ", Electron. Lett., 15, pp.106-108(1979).

- (3) 例えば、K. Aiki, M. Nakamura, T. Kuroda and J. Umeda:
"Channeled-substrate planar structure (AlGa)As
injection lasers", Appl. Phys. Lett., 30,
pp. 649-651 (1977).
- (4) 例えば、押田、植田、植田、金田；"受光デバイス"、信学論、
56, pp. 485-485 (1973).
- (5) H. Melchior, M. B. Fisher and F. R. Arams: "Photodetectors
for Optical Communication Systems", Proc. IEEE, 58,
pp. 1466-1486 (1970).
- (6) C. Baack, G. Elze and G. Wolf: "GaAs M. E. S. F. E. T.:
A high-speed optical detector", Electron. Lett., 13,
p. 193 (1977).
- (7) J. Graffeuil, P. Rossel and H. Martinot: "Light-induced
effects in GaAs F. E. T. s", Electron. Lett., 15, pp. 439-
441 (1979).
- (8) T. Sugeta and Y. Mizushima: "High speed photoresponse
mechanism of a GaAs-MESFET", Jpn. J. Appl. Phys., 19,
pp. L27-L29 (1980).
- (9) R. I. MacDonald: "High gain optical detection with GaAs
field effect transistors", Appl. Opt., 20, pp. 591-594
(1981).
- (10) 梅田、藤原、張、張、松尾："高速光検出器としてのGaAs
MESFET"、信学論(C)、J66-C、pp. 341-342 (1983).
- (11) T. Umeda and Y. Cho: "Effect of incident light illumi-
nation shape on responsivity of GaAs MESFET photo-
detector", Jpn. J. Appl. Phys., 24, pp. L367-L369 (1985).

- (12) K. Y. Lau and A. Yariv: "Bistable optical electrical/microwave switching using optically coupled monolithically integrated GaAlAs trans lasers", Appl. Phys. Lett., 45, pp.719-721(1984).
- (13) S. Miura, H. Machida, O. Wada, K. Nakai and T. Sakurai: "Monolithic integration of a pin photodiode and a field-effect transistor using a new fabrication technique-graded step process", Appl. Phys. Lett., 46, pp.389-391(1985).
- (14) 梅田、張: "GaAs MESFETを用いた高速光検出器", 信学論(C)、J68-C、pp.263-269(1985).
- (15) T. Mimura, S. Hiyamizu, T. Fujii and K. Nanbu: "A New Field-Effect Transistor with Selectively doped GaAs/n-Al_xGa_{1-x}As Heterojunctions" Jpn. J. Appl. Phys., 19, pp.L225-L227(1980).
- (16) C. H. Chen, A. Y. Cho, C. G. Bethea and A. Garbinski: "Bias-free selectively doped Al_xGa_{1-x}As-GaAs picosecond photodetectors", Appl. Phys. Lett., 41, pp.282-284(1982).
- (17) C. H. Chen, A. Y. Cho, C. G. Bethea, P. A. Garbinski, Y. M. Pang, B. F. Levine and K. Ogawa: "Ultrahigh speed modulation-doped heterostructure field-effect photodetectors", Appl. Phys. Lett., 42, pp.1040-1042(1983).
- (18) 梅田、張: "狭ゲート幅GaAs MESFET高速光検出器", 信学論(C)、J68-C、pp.1132-1134(1985).
- (19) D. Von Der Linde: "Experimental Study of Single Picosecond Light Pulses", IEEE J. Quantum Electron., QE-8, pp.328-338(1972).

輻射科学研究会資料(RS86-13)

光励起遠赤外レーザーによる
CWレーザー出力光の
成長過程の研究

松島 恭治 曾我部 伸 村井 昭

(大阪市立大学 工学部)

昭和61年12月13日

(於 大阪市立大学)

内容

1. まえがき
2. 光励起遠赤外レーザーの特徴
3. シュタルク・スイッチング法と実験装置
4. レーザー出力光の成長曲線
5. 二準位レーザー理論による議論
6. まとめ

1. まえがき

近年、流体力学において知られているローレンツ・モデル、即ち決定論的カオスが光励起遠赤外レーザーを用いることによりレーザー発振において実験的に観測され話題を呼んでいる[1]。ローレンツ・モデルは本来対流の不安定性に関するモデルとして提出されたものであるが、Hakenによってそのレーザーの基礎方程式との類似性が以前から指摘されていた。レーザー発振における自発的パルセーション或はカオスは既に古くから知られているものの、何れも多モード発振であるなど複雑なモデルで取り扱われるべき現象であった。ところが、光励起遠赤外レーザーを用いることにより、もっとも基本的なレーザーである二準位の均一広がりレーザーが本質的にカオスを起こしうることが確認された。

非線形微分方程式によって記述される力学系が周期的（パルセーション）あるいは非周期的（カオス）な運動をすることは非線形ダイナミックスの分野ではよく知られたことである。レーザーはまさにこの非線形ダイナミックスの好例であり、この様な非線形ダイナミックスの性質はレーザーの技術面に於ても重要な問題である。次の節で述べる特徴により、光励起遠赤外レーザーはこの非線形ダイナミックスを研究する有力な材料を提供する。

我々はこの光励起遠赤外レーザーを用いて特に定常発振するレーザーの発振開始時の振舞いを調べる研究を行った。その成果の一部をここに紹介したい。

2. 光励起遠赤外レーザーの特徴

光励起遠赤外分子レーザーは、レーザーが本質的に持っている非線形ダイナミックスの効果を研究するために有利な特徴をいくつか備えている。

その第一は、コヒーレント光により直接的に反転分布を形成するために、放電励起による場合のような種々の緩和過程を考える必要がない。また、後述するように励起光強度が低いときにはそのスペクトルは均一広がりとなせる。その結果、かなり単純化したモデルで取り扱うことが可能となる。

第二に波長が長いこと量子的な効果（共振器内での様々なゆらぎの効果など）をある程度考えないで議論することができる。

第三に、これも波長が長いこと種々の過渡的な現象の進行が比較的ゆっくりしている。

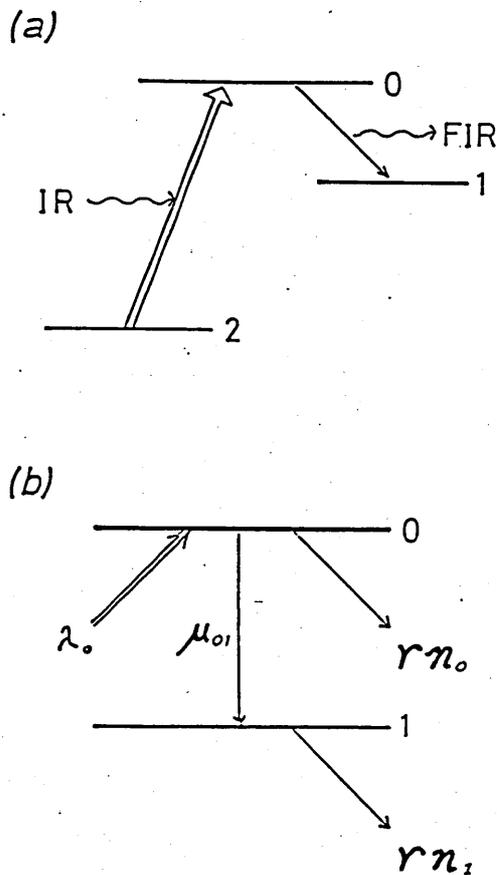


図1 (a)三準位モデル (b)二準位モデル

光励起遠赤外レーザーの準位スキームを図1に示す。励起には通常CO₂レーザーなどの赤外の単色光源が用いられる。遠赤外の発振が確認された分子としてはCH₃F, HCOOH, CH₃OH, CH₂F₂等70種以上が知られている。励起遷移は通常分子の振動準位間で起こり、レーザー遷移は基底又は第一振動準位の回転準位間で起こる。我々が取り扱う多くの場合、励起遷移の上の準位とレーザー発振の上の準位は一致

しており、このレーザーは通常三つの準位で記述することが出来る。また、後で述べるある種の条件下では二準位で記述することも可能である。

光励起遠赤外レーザーはガスレーザーであるが、励起光の強度が低い場合にはそのスペクトルは一広がりで見なせる。それは遠赤外の利得に寄与

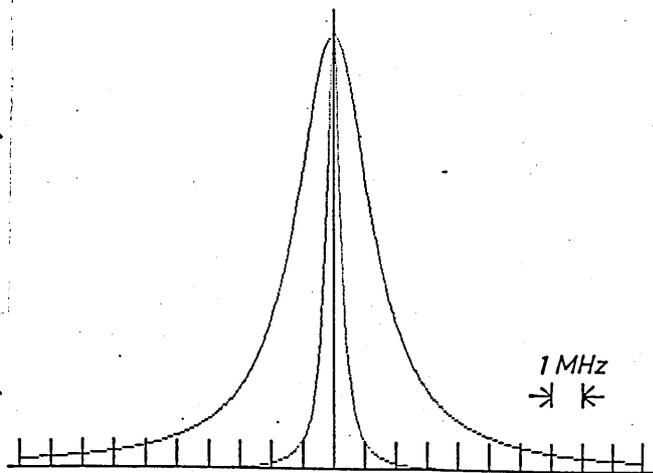


図2 CH₃OH 119 μm線の均一幅と不均一幅

する（すなわち反転分布を起こしている）分子の速度分布の広がりが、赤外レーザー光によって励起される、励起遷移の均一幅に対応する狭い速度範囲内に集中しているためである。

ω_{IR} を分子の励起線の共鳴周波数、 Δ を励起光の離調とすると、利得分子の速度分布のpeak v は光速度 c を用いて、

$$v = \pm \frac{\Delta}{\omega_{IR}} \cdot c$$

で与えられ。

従って、利得曲線のpeak周波数 ω_{FIR} は分子のレーザー遷移の周波数を ω^0_{FIR} とすると、

$$\omega_{FIR} = \omega^0_{FIR} \left(1 \pm \frac{v}{c} \right) = \omega^0_{FIR} \left(1 \pm \frac{\Delta}{\omega_{IR}} \right)$$

で表わされる。通常の条件下で CH_3OH 119 μm 線の均一幅、不均一幅の計算値を図2に示す。

また、次の二つの条件下ではこのレーザーは二準位で取り扱うことが出来る。その第一は、2の準位から1の準位への二光子のラマン型の遷移が起こる確率が低いこと。この条件は、励起光を2-0準位間に共鳴させること($\Delta=0$)によりみたされる。第二に、0準位への励起が定常と見なせること。これは、2の準位のpopulationが十分に大きければみたされる。

これらの条件がみたされているならば、光励起遠赤外レーザーはもっとも単純で基本的なレーザーである単一モードの二準位均一広がりレーザーとして取り扱うことが出来る。(図1-b)

3. シュタルク・スイッチング法と実験装置

レーザー光の発達の過程を観測するためには、共振器内でQ値をスイッチする、励起をパルス化するなどが考えられる。前者の方法は、遠赤外領域で有効なデバイスが見あたらず困難である。後者の方法は既にパルス CO_2 レーザーによる方法、光音響変調器による方法等が報告されている。パルス CO_2 による方法は、パルス波形の適切な制御が困難なため満足のいく結果が得られない[2]。光音響変調器を使って励起光を矩形パルス化する方法による実験は、フランスのLille大学のグループにより行われ、極めて興味深い結果が得られている[3,4]。しかしながら、この方法では光変調器の損傷を避けるため、励起光の強度がわずか1Wに制限される。その結果、媒質ガスの圧力は低い値に制限され、利得が下がるため高いQ値を持つ共振器を必要とする。

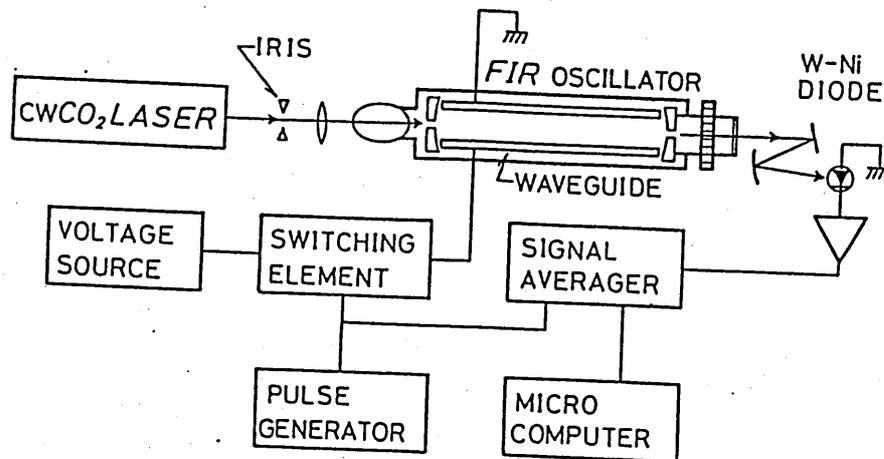


図3 実験装置

我々は、矩形パルス励起による方法の上記の問題点を改善するため、根本的に異なるアプローチを行った。即ち、励起光の強度をパルス状にスイッチするのではなく、シュタルク効果により励起光と分子あるいは遠赤外共振器と分子の共鳴をパルス状にスイッチすることにより、同様な効果をあげることを狙った。我々の実験では励起光は完全に連続光であり、分子のエネルギー準位がパルスのシフトする。この方法はパルス・シュタルクあるいはシュタルク・スイッチングと呼ばれ、コヒーレント過渡分光の分野では実験手法として既に大きな役割を果たしている。しかし、この方法をレーザーの過渡的な振舞いを研究するために用いた例は、レーザー共振器内に吸収媒質を対象にしたものが見受けられる程度である。この方法は光変調器の方法に対して実験法としての単純さを別にしても、次の利点を持つ。

- 1) 励起光の強度が制限を受けない。
- 2) その結果、広い媒質の圧力範囲で実験が可能。

反面、実験は1次のシュタルク効果を示す遷移に限られる。

図3に実験装置の模式図を示す。励起光源としてはCWのCO₂レーザーを用いている。このレーザーは波長選択可能なもので最大10W程度の連続出力を出すものである。励起光はカップリング・ホールを通じて遠赤外共振器内に入射する。遠赤外共振器内には、長さ135cm、幅40mmの研磨したアルミ板が設置されており、シュタルク電圧はこのアルミ板に印加される。

遠赤外レーザー光の変化はW-Ni point contact diodeで検出し、シグナル・アベレージャーを通してマイクロ・コンピュータで記録した。

実験には主にCH₃OHの119 μm発振線が使われた。この線のレーザー遷移は(J,K)=(16,8)→(15,7)また励起遷移は(J,K)=(16,8)→(16,8)であり、これらの線は両方とも1次のシュタルク効果によりΔM=±1のグループに分裂する。レーザー遷移ではこの両グループ間の分裂の大きさは26MHz/kV/cmと測定されている[5]。

図4にこの119 μm線の共振器同調曲線を示す。(a)はシュタルク場がかかっていない状態であり、(b)は360v/cmの静的なシュタルク場によって分裂している状態である。(b)の状態では、共振器が0電場でのレーザー発振の中心周波数に同調しているときに発振は止まる。従って、共振器を発振の中心周波数に同調し、(b)→(a)の状態変化を起こさせることにより、レーザー光の発達の様子が観測できる。なお、実験は補助的にHCOOH 419 μm線でも行った。

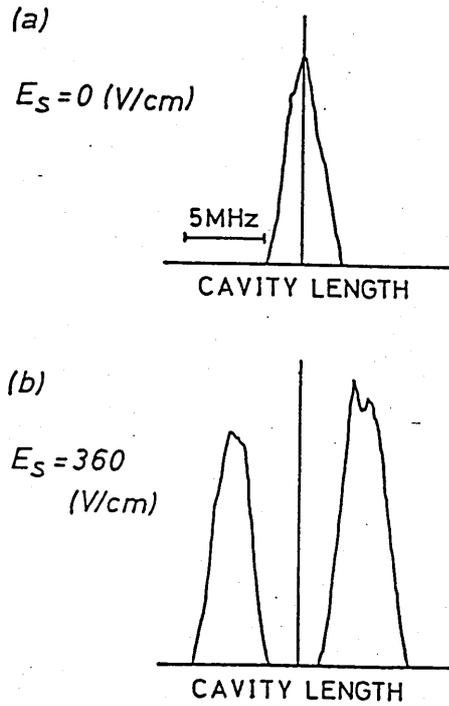


図4 共振器同調曲線 (a) $E_S = 0$
(b) $E_S = 360$ v/cm

4. レーザー出力光の成長曲線

前節で述べた方法と装置で実験を行ったところ以下のような成長曲線を得た。

図5(a)は励起パワー2W程度での CH_3OH の $119\mu\text{m}$ 線のレーザー光の発達の圧力依存性を示している。一番下の曲線は電場の強度の変化を示している。遠赤外レーザー光は、何れもシュタルク・パルスの立ち下がりエッジから数 μs 遅れて立ち上がっている。また、90mTorrの圧力の近辺ではその立ち上がり時において軽いオーバー・シュートがみられる。これは図5(b)の4.5Wの励起パワーでの結果ではもっと顕著になり、はっきりとオーバー・シュートを起こしている。また、遅れ時間も減少している。

図6(a)は励起パワーをパラメータとした結果で、圧力は97mTorrの一定値に保った。励起パワーの増加に従って、遅れ時間が減少し、同時にオーバー・シュートが生じている。図6(b)は同じ実験を圧力115mTorrで行ったものであり、全く同じ傾向がみられる。

図7は HCOOH の $419\mu\text{m}$ 線で同様な実験を行ったものである。結果的には、 CH_3OH と同じ傾向を示している。

図8にLille大学のグループによって行われた矩形パルス励起による HCOOH $788\mu\text{m}$ における実験結果を示す。圧力依存性、励起パワー依存性とも、一見すれば分かるように我々が得た結果とほとんど同じ傾向を示している。圧力、励起パワーは一桁大きいにもかかわらず、得られる信号の傾向は変わらない。ただ、その信号の変化の時間尺度が、我々の方がやはり、一桁程度短い。

これらの結果は、圧力、励起パワー、時間尺度の三つの間になんらかの相似な関係がある事を暗示している。

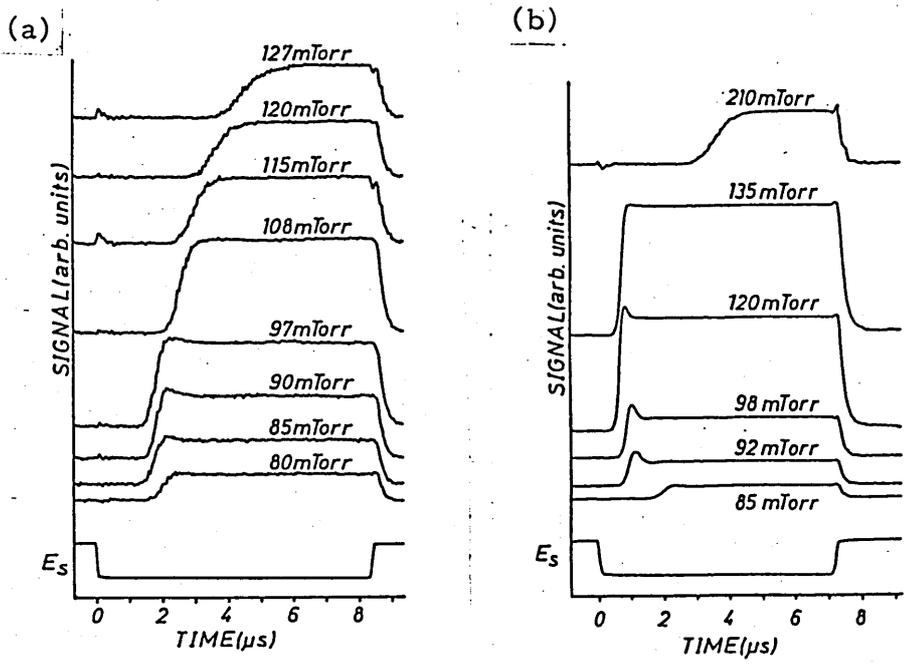


図5 CH₃OH 119 μ m, 励起パワー (a) 2W (b) 4.5W

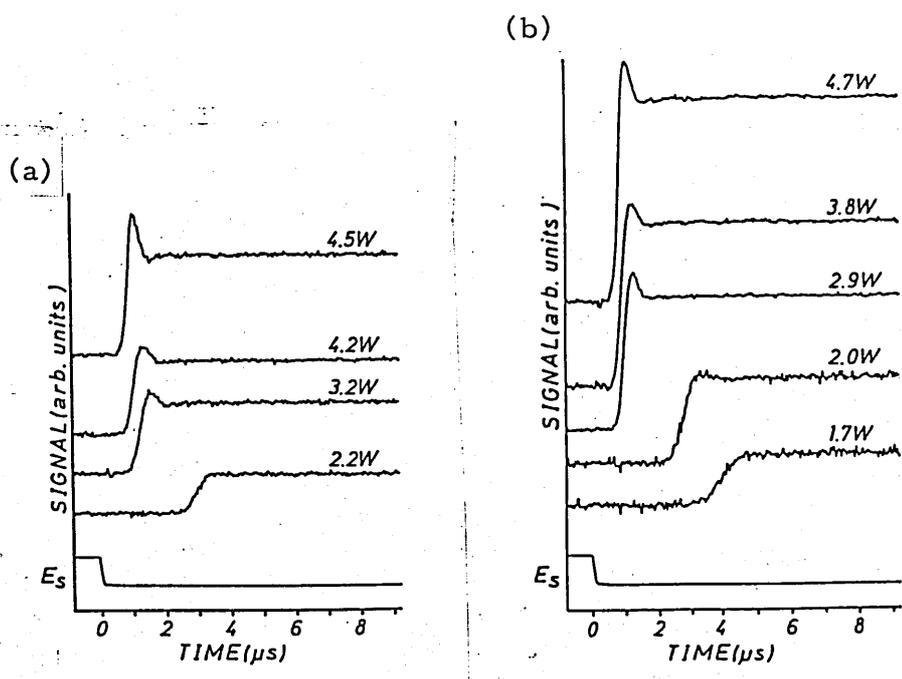
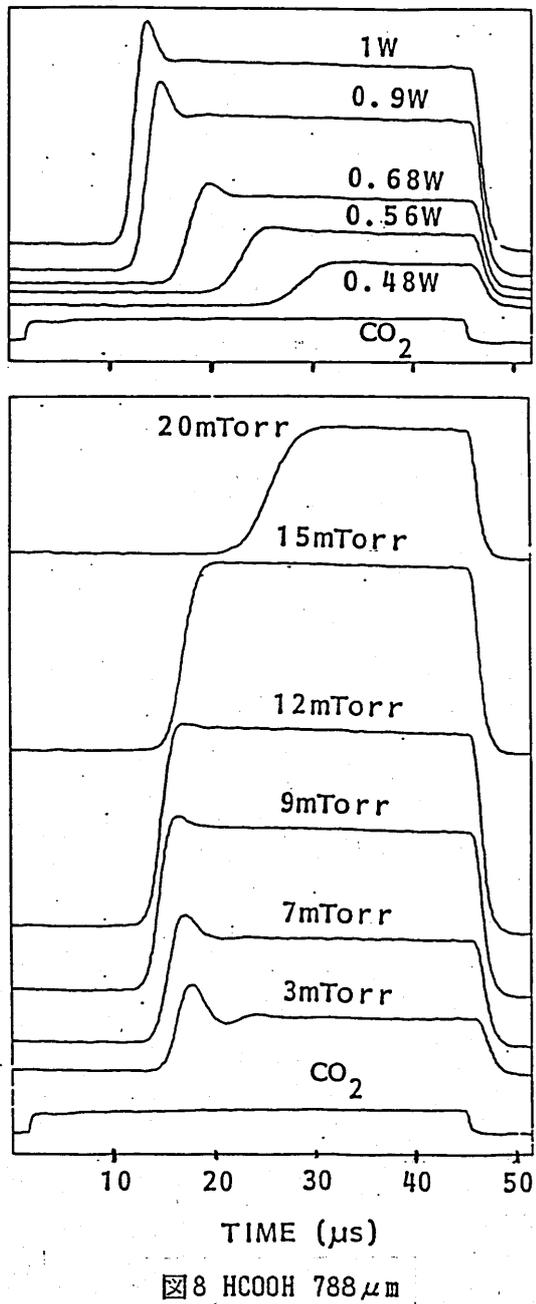


図6 CH₃OH 119 μ m, 圧力 (a) 97mTorr (b) 115mTorr

J. Wascat, D. Dangoisse, P. Glorieux and M. Lefebvre. (1983)



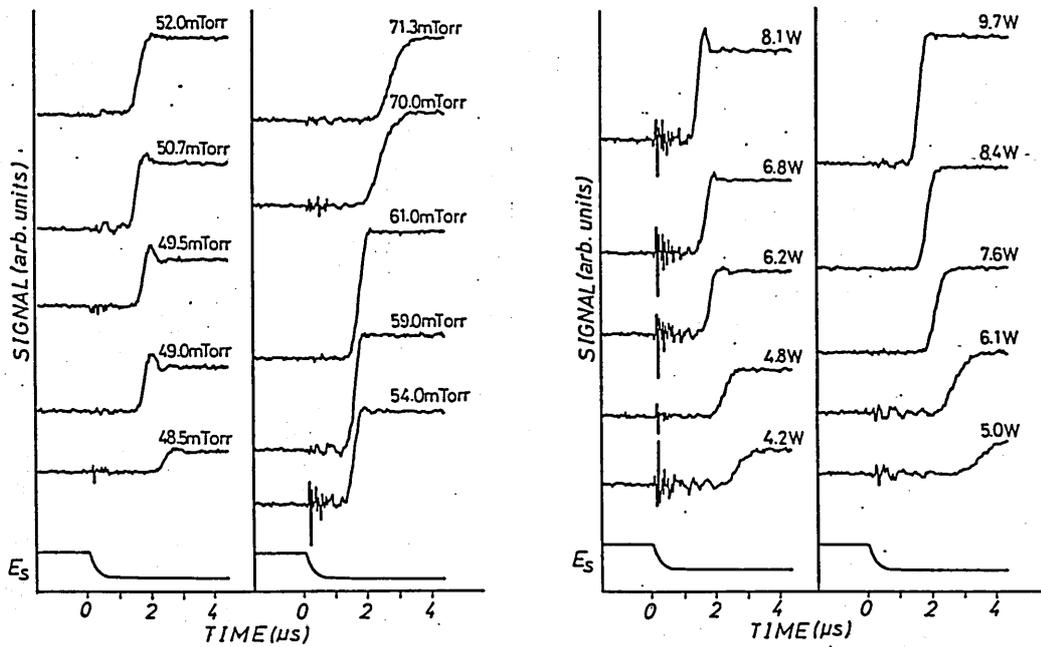


図7 HCOOH 419 μm , (a) 圧力依存性 (b) 励起パワー依存性

5. 二準位レーザー理論による議論

以下の議論には次のようなモデルを用いた。

先ず第一に媒質の準位は二準位として扱う。この実験の場合、励起準位もシュタルク・パルスによりシフトするが、レーザー出力の立ち上がりがシュタルク・パルスの立ち下りのエッジに対して緩和時間 ($\sim 100\text{ns}$) 以上遅延するため、電場がオフになった直後の励起準位の過渡的な振舞いはレーザー発振が始まる時には既に定常状態になっている。従ってレーザー発振には直接影響しないと考えられる。

以上のような二準位レーザーは良く知られているようにマックス

ウェル・ブロッホ方程式で記述できる。簡単化のため離調が無いとしたときのマックスウェル・ブロッホ方程式は以下のようになる。

$$\dot{v} = -\gamma v + \alpha w \quad (1a)$$

$$\dot{w} = -\gamma(w - w^0) - 1/2 \alpha v \quad (1b)$$

$$\dot{\alpha} = -\gamma_0 \alpha + gv \quad (1c)$$

ここで、 v は二準位の密度行列の非対角要素の虚数部であり、媒質の分極に対応している。 w は0-1準位間のpopulation differenceを表す。 α はラビ周波数であり、 α^2 がレーザー光の強度に対応する。また、衝突による緩和が全てエネルギー緩和であるとして媒質の緩和定数は γ であらわし、 w^0 は $\alpha=0$ の平衡状態での w を表している。 g と γ_0 はそれぞれ

$$g \equiv \frac{1}{2} \frac{\mu_{01}^2 \Omega}{\epsilon_0 \hbar}$$

$$\gamma_0 \equiv \frac{1}{2} \frac{\Omega}{Q}$$

で定義され、 μ_{01} 、 Ω 、 Q はそれぞれ電気双極子の行列要素、共振器の周波数、共振器のQ値を表す。なお、(1b)式の第二項の係数1/2はファブリ・ペロー型共振器内の定在波に対する補正である。

この方程式の三つの変数に対して、次のscalingを行う。

$$P = v / w^0 \quad (2a)$$

$$D = w / w^0 \quad (2b)$$

$$A = \alpha / \gamma \quad (2c)$$

これによってP, D, Aは全て無次元になり次の表式が得られる。

$$\frac{dP}{dt} = -\gamma (P - AD) \quad (3a)$$

$$\frac{dD}{dt} = -\gamma (D + 1/2 AP - 1) \quad (3b)$$

$$\frac{dA}{dt} = -\gamma_c A + \eta P \quad (3c)$$

$$\eta \equiv \frac{g w^0}{\gamma}$$

ここで、 γ_c は共振器内のレーザー光強度の減少の割合に対応し、 η は逆に増加に対応する。

(3)式には分極の項が入っており、単なるレート方程式よりも厳密な表現になっている。しかし、もちろんある条件の下ではレート方程式近似を適用することで、この表式を簡単化することができる。レート方程式近似は共振器内の光、媒質の分極、population differenceにそれぞれ対応するA, P, Dの中で時間的に変化の速い変数は、遅い変数に対して常にそれ自身の平衡状態にあり、したがって、速い変数の微分項を無視できるという考えである。通常のレート方程式近似では、D, Aに対してPが速い変数であり、その微分項を0とし、AとDの連立微分方程式となる。

このモデルでは、変数P, D, Aの変化の割合を決定する要素は、P, D

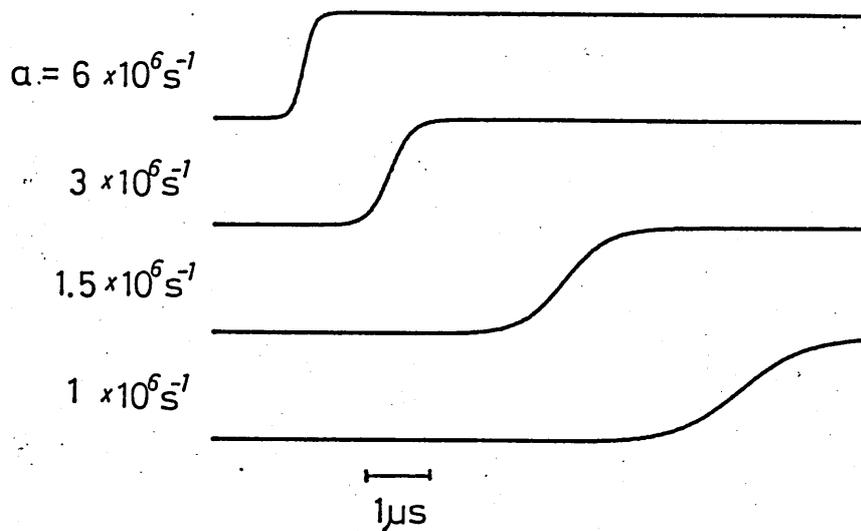


図9 三次近似理論による成長曲線

に関しては γ であり、Aに関しては γ_c 、 η の二つである。したがって、 $\gamma_c \ll \gamma$ あるいは $\eta \ll \gamma$ であるならば、レート方程式近似が適用できる。後述するように、我々の実験結果では、励起光の強度が弱くて圧力が最適値から離れている時、この近似が適用できる。このときP, Dの微分項は無視でき、(3)は一つの式にまとまり、次のようになる。

$$\dot{A} = -A \left(\gamma_c - \frac{\eta}{1 + A^2/2} \right) \quad (4)$$

この式の右辺の第二項をAに関して三次まで展開すると、Lambの三次近似理論におけるレーザー光の強度決定方程式が得られる。

$$\dot{I} = I (\alpha - \beta I) \quad (5)$$

ここで、 α 、 β はそれぞれ線形純利得、自己飽和係数である。

この非線形微分方程式は幸い厳密解が求められる：

$$I(t) = \frac{\alpha [I_0 / (\alpha - \beta I_0)] \exp(\alpha t)}{1 + \beta [I_0 / (\alpha - \beta I_0)] \exp(\alpha t)}, \quad (6)$$

$$I_0 = I(0).$$

図9にこの曲線を示す。利得 α の値が大きくなるにつれて、立ち上がりが速くなり、遅れ時間も減少している。しかしながら、この近似の範囲内ではオーバー・シュートは起こらない。図10にこの曲線を図6(a)のデータにbest fitした結果を示す。オーバー・シュートが起きていないものにはよく合うことが分かる。このbest fitから α をもとめ、 α から小信号利得を計算したものを図11に示す。

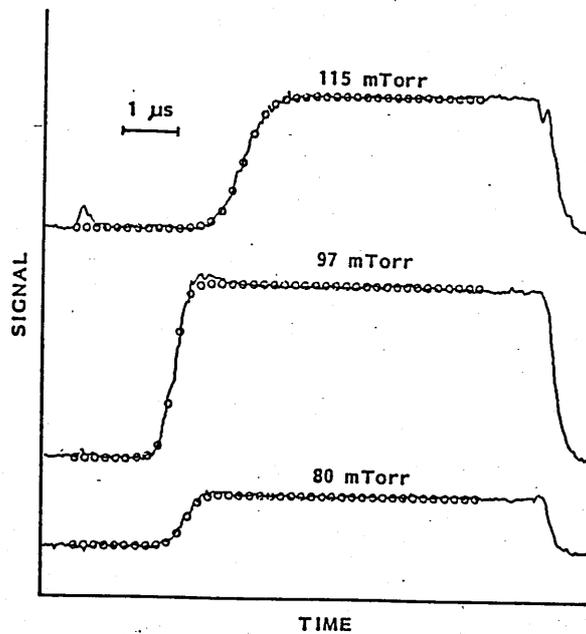


図10 三次近似理論と観測された成長曲線との比較

これらの事から、逆にオーバー・シュートが起きるのは、この近似

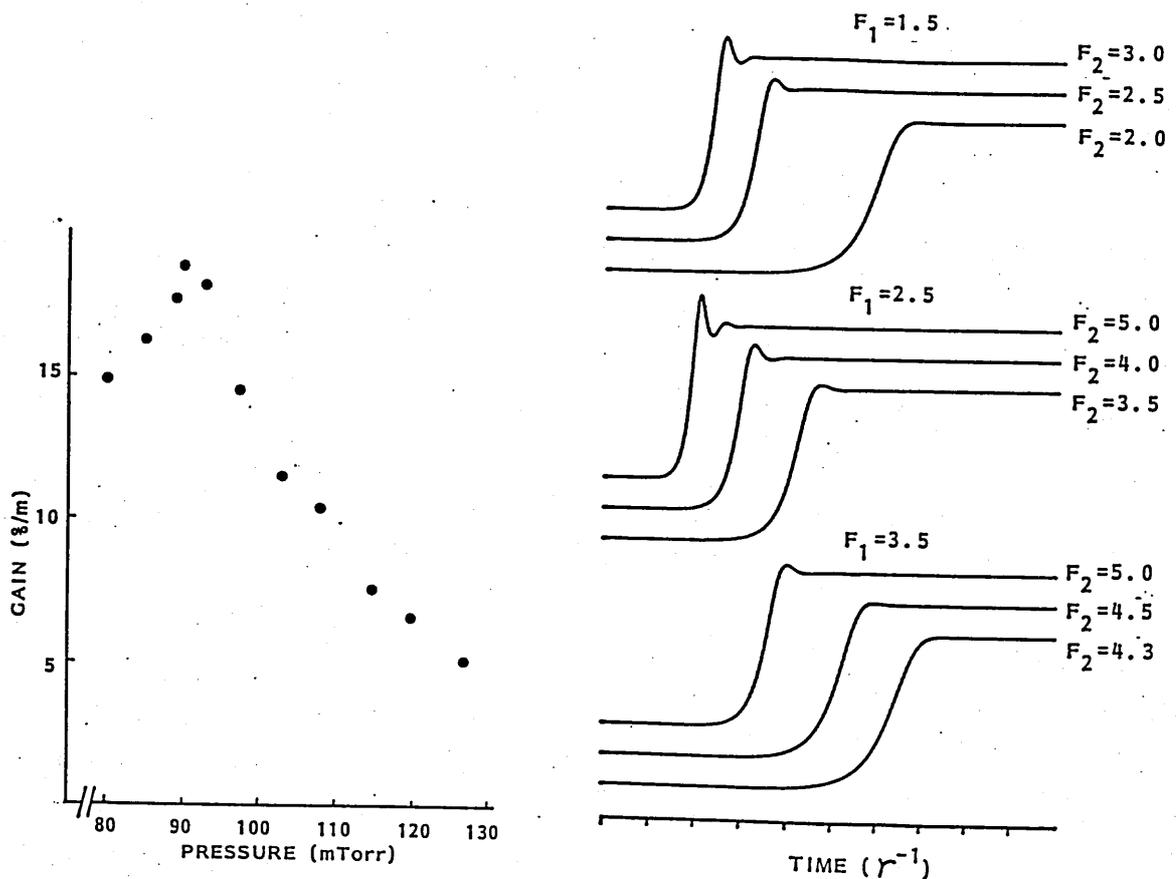


図11 成長曲線から計算された小信号利得 図12 マックスウェル・ブロッホ方程式による成長曲線

が成立しないとき、即ちレーザー光の変化が分子の分極や population difference の変化に比較して速いためと考えられる。実際に、図12で示すとおり(3)式を直接計算すると、レート方程式近似の条件が成立しないときにはオーバー・シュートを示す。実験では常に $\gamma_c > \gamma$ であるので、オーバー・シュートが出現するのは圧力が最適値に近い時や、励起光の強度を上げたとき、即ち利得が大きくなって $\eta \ll \gamma$ のレート方程式近似の条件が成り立たなくなったときであると考えられる。一般にレート方程式はスペクトル幅の逆数に比べて、レーザー光の変化が遅いときにより近似であることが知られている。我々の実験ではスペクトル幅が数MHzであるのに対してレーザー光は

数10nsから数100nsで立ち上がっており、やはりレート方程式はよい近似ではない。この速い立ち上がりの中には、レーザー光の成長が急激であり、レーザー光はその定常発振の強度以上に成長し、分子系との間で過渡的なエネルギーのやり取りが生じる。その結果、オーバー・シュートとリングングが生じると考えられる。しかしながら、この問題に関しては、未だデータが不足であり、完全な解明は将来の課題である。

次に媒質の圧力と励起パワーと時間尺度との相似的な関係に注目し、(3)式の時間の尺度を媒質の緩和時間 γ^{-1} にとる：

$$\tau = t \cdot \gamma \quad .$$

この結果、

$$\frac{dP}{d\tau} = - (P - AD) \quad (6a)$$

$$\frac{dD}{d\tau} = - (D + 1/2 AP - 1) \quad (6b)$$

$$\frac{dA}{d\tau} = - F_1 \cdot A + F_2 \cdot P \quad (6c)$$

$$F_1 = \gamma_c / \gamma, \quad F_2 = gW^0 / \gamma^2$$

が得られる。

このscalingにより、装置あるいは動作条件に依存する定数は全て方程式(6c)の右辺の二つの項の係数 F_1, F_2 に集約される。さきほどの

レート方程式の条件 $\gamma_c \ll \gamma$ あるいは $\eta \ll \gamma$ はこの scaling によって $F_1 \ll 1$ あるいは $F_2 \ll 1$ と書き換えられる。また、ここで重要なことは成長過程において、各変数の初期値がその成長曲線に大きな影響を持たないとすれば、 F_1 と F_2 によってのみ曲線は変化する事である。即ち、係数 F_1, F_2 が同一である二つのレーザーは時間尺度を γ^{-1} に取ったとき同一の時間的发展を示すことになる。言い替えると、もし数台のレーザーがあり、それらの F_1, F_2 が等しければ、それらのレーザーの出力の成長曲線は相似である。

ここで、 F_1, F_2 の物理的意味を解釈すると、まず F_1 は媒質の緩和定数と共振器内のレーザー光強度の減衰定数の比を表している。 F_2 は緩和定数の二乗と gW^0 の比を表しており、 gW^0 は媒質の小信号利得に比例している。

以上をまとめると、以下のような相似則と条件が得られる。

- (a) 共振器内のレーザー光強度の減衰定数と媒質の緩和定数の比が等しい。
 - (b) 媒質の緩和定数の二乗と媒質の小信号利得の比が等しい。
- この二つの条件を満たす光励起遠赤外レーザーの出力はそれぞれの媒質の緩和時間を尺度とする相似な発達を示す。

この結論を我々と Lille 大学のグループの実際の実験条件からある程度検証することができる。表1は、各々の実験条件をまとめたものである。

まず条件(a)を調べてみるために F_1 を表より求めた。それによると我々の実験での F_1 は 1.4~3.6 であり、参照文献 [3,4] では 1.9~13 である。少なくともその領域が重複していることは分かる。値のずれは用いた Q 値の誤差と考えられる。

他方、条件(b)は直接検証することは困難である。なぜなら、実際

の光励起遠赤外レーザーの小信号利得を正確に測定するのはなかなか困難であり、特にHCOOHに関しては測定例が見あたらない。しかし、この実験の媒質の圧力の範囲では利得は励起光の強度にほぼ比例する。我々の励起光の強度は参照文献[3,4]に比べて二桁大きく、また我々の実験の緩和定数が[3,4]のそれよりも一桁大きいことを考えると、やはり上の結論を支持しているように見える。

	本報告	参照文献[3,4]
媒質	CH ₃ OH	HCOOH
波長	118.8 μm	743 μm
励起光強度	~ 3 W/cm ²	~ 8·10 ⁻² W/cm ²
Q値	~ 3·10 ⁵	~ 5·10 ⁵
媒質圧力 (緩和定数)	80~210mTorr (7.2~19·10 ⁵ s ⁻¹)	3~20mTorr (0.19~1.3·10 ⁵ s ⁻¹)
F ₁ 値	1.4~3.6	1.9~13

以上で得られたような成長過程あるいは時間的发展の相似性はすでにHakenがSynegeticsにおいて示唆している相似則あるいはscaling則を実際に現したものであるように見える[6]。しかし、我々の得た結論は単なる学際的興味にとどまらず、実際的応用の問題を含んでいる。即ち、光励起遠赤外レーザーの短パルス化あるいは高い周波数での出力強度の変調等のためには、まず何よりも時間的に変化の速い方がよい。このためにはより高い圧力、低いQ値、そして大きな励起パワーが必要である。これらは従来直感的にあるいは経験

的に知られていたことであるが、我々の解析の結論はこれらの条件が正に真実である事を示している。

6. まとめ

我々は、光励起遠赤外レーザーの利得媒質に対してシュタルク・スイッチング法を応用することにより、二準位均一広がりで見なせるCWレーザーの発振開始時の出力光の時間的発達を観測した。その結果、レーザー出力光の立ち上がりには遅れ時間が存在し、また利得が大きいときには、オーバー・シュートが起こることがわかった。二準位のマックスウェル・ブロッホ方程式を用いた解析から、オーバー・シュートが起こるのは、レート方程式近似が適用できない場合であると考えられる。また、光変調器を使った報告との比較から、成長曲線は、ある条件の下では時間的に相似な形になりうることが分かった。

以上のような結果は得られているものの、未だデータの数が少なく、定量的な比較検討が十分ではない。今後さらにデータを集め、より明確な結論を得たいと考えている。

謝辞 本稿の作成にあたり、協力頂いた研究室のみなさまに深く感謝します。

References

- [1] C.O.Weiss, W.Klische, P.S.Ering: Opt.Comm. 52 (1985) 504.
- [2] H.J.A.Bluysen, R.E.McIntosh, A.F.van Etteger and P.Wyder: IEEE J.Quantum Electron. QE-11 (1975) 341.
- [3] F.Wascat, D.Dangoisse, P.Glorieux and M.Lefebvre: IEEE J.Quantum Electron. QE-19 (1983) 92.
- [4] M.Lefebvre, D.Dangoisse and P.Glorieux: Phys.Rev. A29 (1984) 758.
- [5] N.Sokabe, A.Higuchi, K.Imura, Y.Yasuda and A.Murai: Opt. Commun. 34 (1980) 255.
- [6] H.Haken: Synegetics - An Introduction (Springer, Berlin, 1977)

輻射科学研究会資料

RS86-14

パルスパワー自由電子 レーザーの発振特性

大東延久、森田正信（関西大工）、村井 昭（阪市大工）、

三間 啓興、宮本修治、今崎一夫、

中井貞雄、山中千代衛（阪大レーザー研）

昭和61年12月13日

1. はじめに

1977年、スタンフォード大学の自由電子レーザー(FEL)が $3.4\mu\text{m}$ の発振¹⁾に成功して以来、FELは急に注目を浴びるようになり、加速器を持つ世界の研究機関でFELの実験が行われるようになった。

FELの特徴は、基本的にミリ波から可視光に至る広い波長領域にわたる同調性にある。しかし現在では、上質の電子ビームエネルギーのコントロールの困難さから、広波長域動作よりも、使用する加速器で決まるエネルギー領域にたいしてFELの実験が行われている。

RF線形加速器を用いた蓄積リングによるFELとしては、パリ大学(XI, ORSAY)のACOリング^{2) 3)}(160-220MeV)が光学クライストロン(Transverse Optical Klystron)を付加して稼動中で、蓄積リングによる最短波長463nmを記録している。来年始めには、これよりも一回り大きいsuper ACO(400-800MeV)がVUV領域で動作を始めることになっている。

UCSBでは^{2) 4)}1984年に、静電加速器(バンデグラフ)を電子ビーム源とし、ビームエネルギーを回収できる遠赤外FELの実験に成功しており、3.6cmピッチのウイグラーを用いて、3MeV、2Aのビームから、 $400\mu\text{m}$ 、3kWの出力を得ている。現在、6MeVにビームエネルギーを上げて $110\mu\text{m}$ の出力を得ており、また1段で発生した強い放射波を再び電磁波ウイグラーとして用い、さらに短い波長の出力を得ようとする2段階動作FELの実験を準備している。

LLNLでは^{2) 5)}誘導形加速器を電子ビーム源とした大出力FELの実験を行っている。ETA加速器(3.5MeV, 4kA, 30ns)によるものはピッチ長9.8cm、長さ3mのウイグラーを用いて8.7mm、1GWの出力を得、またマグネトロン出力の増幅実験において、均一ウイグラーでは効率6%であったのを、ウイグラー強度に適当なテーパーを付けることにより大効率35%を得、数kW入力を1GWレベルまで増幅している。またATA加速器(50MeV, 10kA, 50ns)の25mにおよぶ長大ウイ

グレーを製作中で、 $10.6\mu\text{m}$ 光の増幅を行うとのことである。

イタリアの Frascati (E.N.E.A) では²⁾⁶⁾ マイクロトロンを電子ビーム源とした FEL の実験を行っており、ピッチ長 2.4cm のウイグラーを用いて、 20MeV , 120mA , 20ps のパルスビームから、 $10\mu\text{m}$ の出力を得ている。

NRL では²⁾⁷⁾ 電界放出形のパルスパワー装置 ($1\text{--}2\text{MeV}$, 1kA , 50ns) を用いて、センチ波からミリ波に至る長波長の高出力 FEL を開発し、波長 4mm のスーパーラディエント出力 75MW を効率 6% で得た。さらにマイクロ秒オーダーの定常動作を目的として、誘導型線形加速器によるビーム装置を用い、またブラッグ反射器を含む入出力ミラーで共振器を構成して、ピッチ長 4cm の 2 重ヘリカルウイグラーコイルを用いて、 $25\text{--}40\text{GHz}$, 10MW の出力を得ている。

わが国では、RF 線形加速器の蓄積リング FEL として、筑波の電総研と岡崎の分子化学研究所、RF 線形加速器 FEL として阪大産研放射線研究所、マイクロトロン FEL として習志野の日本大学、パルスパワー FEL として理研、宇宙研、阪大レーザー研が実験中、あるいはその準備中にある。

表 1、表 2 (後付参照) に国外、国内における FEL 研究の現状をまとめて示す²⁾⁸⁾。

われわれは 1982 年来、阪大レーザー研にあるパルスパワー装置、励電 III 号を用いて、パルスパワー FEL の実験を行ってきた。ここでは発振実験の結果について、FEL の解説につづいて述べる。

2. FEL の動作とラマン領域 FEL の特徴

FEL は相対論的電子ビーム (REB) に対する入射電磁波の散乱現象を用いたものである。図 1 において、 z 方向の速さ V_z で伝搬する REB に波長 λ_0 の入射波が入射したとき、REB 系で観測されるその波長は相対論的ドップラー効果により λ_0 の $(2\gamma_z)^{-1}$ 倍に短縮される。ここで、 $\gamma_z = [1 - (V_z/c)^2]^{-1/2}$ であり、 c は光速である。これが散乱されて実験室系で観測される散乱波の波長 λ_s は、

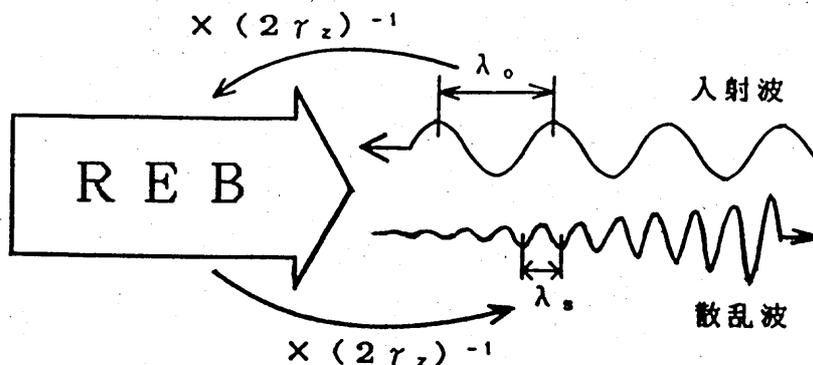


図 1 入射波の2重ドップラー効果（電磁波ウイグラー）

ふたたび $(2\gamma_z)^{-1}$ 倍に短縮されて受け取られる。結局、二重ドップラー現象により散乱波の波長は

$$\lambda_s \sim \lambda_0 / 4\gamma_z^2 \quad (1)$$

で表される。このような入射波を電磁波ウイグラーというが、図2に示すような周期長 λ_w の磁石列でも入射波の役目を行い、これを静磁場ウイグラーという。この場合、REB系で観測される波長は λ_0 の γ_z^{-1} 倍になるので、散乱波の波長は

$$\lambda_s \sim \lambda_w / 2\gamma_z^2 \quad (2)$$

となる。

ウイグラーは、電子ビームに周期的な横方向速度を与えるもので、図2の静磁場ウイグラーでは、一平面内

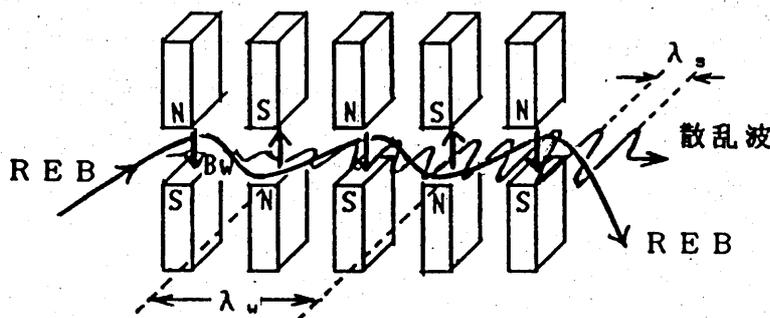


図 2 静磁場ウイグラーと散乱波

で蛇行するので、平面ウイグラーと呼ばれ、散乱波は平面波となる。また二重らせんコイルによって電子にらせん運動させるヘリカルウイグラーもあり、この場合の散乱波は円偏波となる。何れにしても

電子に周期的な加速度変化を与えて電磁波を放射するもので、高エネルギー物理の研究に関連するシンクロトロン軌道放射（SRまたはSOR）の赤外からX線までの連続スペクトルを、多周期の干渉性によって狭いスペクトル内に集中させたものとも解釈できる。

いま、ビームのエネルギーが E_b [MeV] の電子の速度を V 、そのエネルギーパラメーターを γ ($=[1-(V/c)^2]^{-1/2}$) とすると、

$$\gamma = 1 + E_b / 0.511 \quad (3)$$

で表される。 V と V_z 、 γ と γ_z の関係は

$$V_z = V [1 - (K/\gamma)^2]^{1/2} \quad (4)$$

$$\gamma_z = \gamma (1 + K^2)^{-1/2} \quad (5)$$

$$K = 93.4 B_w \lambda_w \quad (\text{SI-unit}) \quad (6)$$

で与えられる。ここで、 B_w はウイグラー磁場の強さである。 K はウイグラー場パラメーターとよばれ、電子軌道の z 軸に対する傾き ϕ と放射光角度 $1/\gamma$ の比 ($K = \phi \gamma$) を表している。ここで、静磁場ウイグラーの場合について数値例を示そう。 $\lambda_w = 3\text{cm}$ 、 $B_w = 1\text{kG}$ のウイグラー ($K = 0.28$) を用いた場合、 $E_b = 0.6\text{ MeV}$ の低エネルギービームでは、 $\gamma = 2.17$ 、 $\gamma_z = 2.09$ となり、 $\lambda_s = 3.44\text{mm}$ のミリ波が得られるが、 100MeV の高エネルギービームでは $\gamma = 197$ 、 $\gamma_z = 190$ となり、 $\lambda_s = 0.417\mu\text{m}$ の可視光が放射されることが分かる。

ビームの電子密度が小さい場合は個々の電子による散乱現象となるが、電子密度が大きくなると電子の集団的動作が効いてくる。前者はコンプトン領域 FEL、後者はラマン領域 FEL とよばれる。これらの動作領域に対するビーム電流 I_b 、 E_b 、 λ_s の大体の範囲を示せば次の通りである。

	I_b	E_b	λ_s
ラマン領域 FEL	1-50kA	0.3-3MeV	ミリ波、サブミリ波
コンプトン領域 FEL	10mA-10A	20-200MeV	光波、その近傍

前述の散乱波の波長の式(1)、(2) はコンプトン領域の場合を示し、ラマン領域では波長はこれより少し長くなるが、電子ビームから電

磁波へのエネルギー変換効率は大きく、ビーム電流が大きいほど大出力が期待でき、共振器なしの片道走行だけで十分な出力が得られるスーパーラジアン

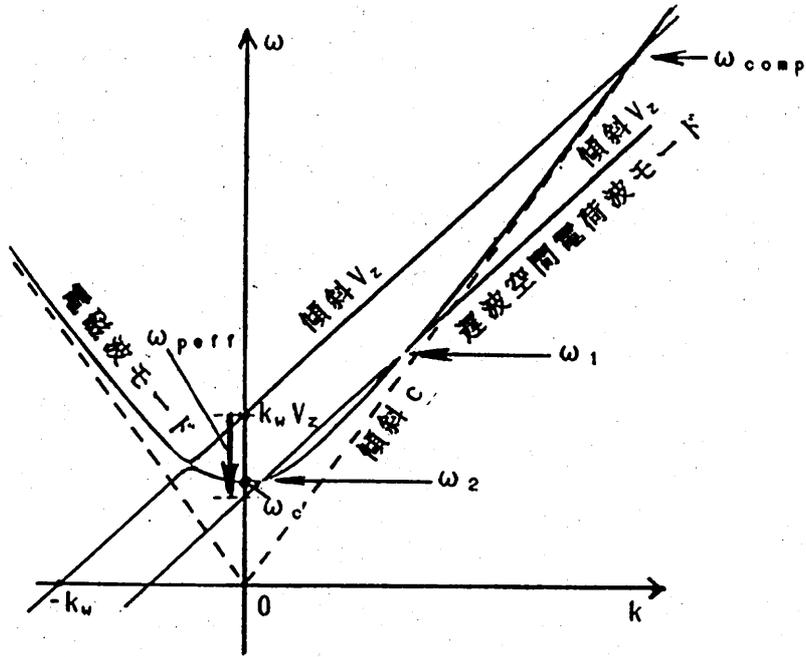


図 3 ラマン領域 FEL における分散関係

放射の状態

となる。しかしビーム電流が大きいので、ビーム集束用に強い縦磁場 B_z が通常必要であり、動作は複雑となる。

この場合の動作は Freund の理論^{9) 10) 11)}で与えられる。図3は、この場合の角周波数 ω と波数 $k (= 2\pi / \lambda_s)$ の関係を示す分散関係である。すなわち電子ビーム中に生じる遅波空間電荷波モード

$$\omega = (k + k_w) c \beta_z - \omega_{\text{d,eff}} \quad (7)$$

$$\omega_{\text{d,eff}} = p_1 \omega_0 \gamma^{-1/2} \gamma_z^{-1} \Phi^{1/2}$$

$$\Phi = 1 - \gamma_z^2 \beta_T^2 \beta_0 (\beta^2 \beta_0 - \beta_z^3)^{-1}$$

$$\omega_0 = (e^2 n_b / \epsilon_0 m)^{1/2}$$

$$\beta_0 = (\Omega_z / \gamma) / k_w c, \quad \Omega_z = e B_z / m$$

$$k_w = 2\pi / \lambda_w$$

とドリフトチューブで構成される円形導波管内に分布する電磁波モード

$$\omega^2 = (kc)^2 + \omega_c^2 \quad (8)$$

$$\omega_c^2 = \omega_{c0}^2 + p_2^2 \omega_0^2 / \gamma$$

との結合によって生ずるプラズマの不安定性により利得が得られ、その共鳴周波数はそれらの交点の周波数として求められる

$$\omega = \gamma_z^2 \omega_{\text{weff}} (1 \pm \beta_z [1 - \omega_c^2 (\gamma_z \omega_{\text{weff}})^{-2}]^{1/2}) \quad (9)$$

$$\omega_{\text{weff}} = k_{\text{wC}} \beta_z - \omega_{\text{Deff}}$$

で与えられる。図3の交点の角周波数 ω_1 、 ω_2 はこれを表している。

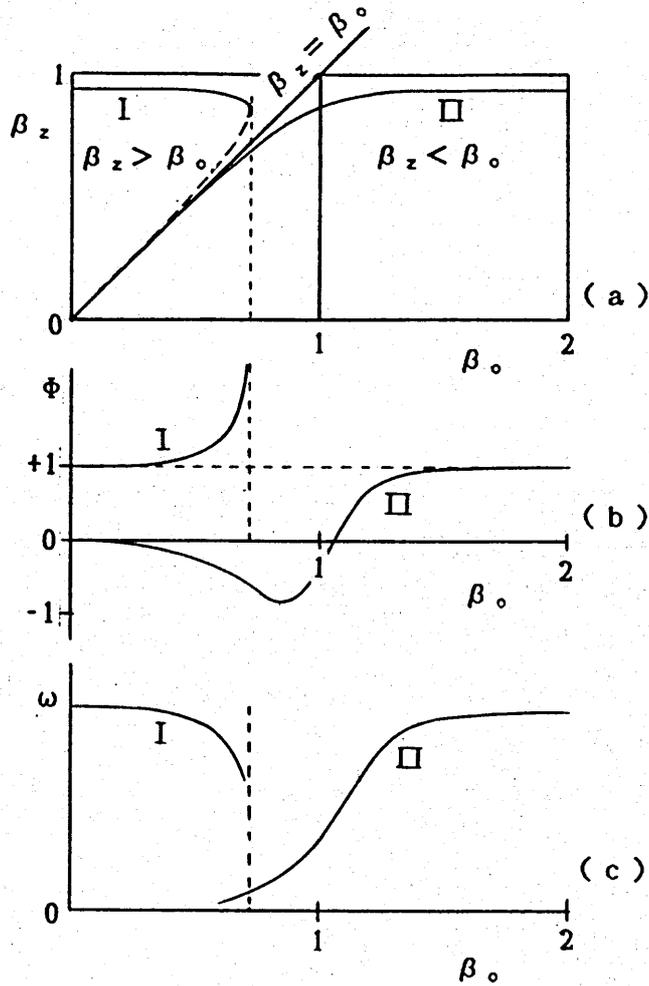


図 4 (a) 定軸速度解 β_z の β_0 に対する特性
 (b) 縦磁場効果 ϕ の β_0 に対する特性
 (c) 発振周波数 ω の β_0 に対する特性

コンプトン領域では $\omega_{\text{cutoff}}=0$ のときの交点周波数 ω_{comb} が ω_1 に対応し、式(9)は式(2)の波長表現式に近似される。

ここで、ビームの縦速度 β_z は定軸速度解の式

$$\beta_o = \beta_z [1 \pm \beta_r (\beta^2 - \beta_z^2)^{-1/2}] \quad (10)$$

$$\beta_r = (\Omega_w / \gamma) / k_w c, \quad \Omega_w = eB_w / m$$

「+」: orbit II 「-」: orbit I

から求められ、縦磁場パラメーター β_o との関係は図4(a)のようになる。サイクロtron共鳴を示す直線 $\beta_z = \beta_o$ の両側にorbit Iとorbit IIの安定軌道のあることを表している。式(7)に関連する Φ は強い縦磁場の効果を表すパラメーターで、その値はこの定軸速度解 β_z を用いて求められ、図4(b)のように変化する。図4(c)は、これらの値を用いて計算した発振角周波数の β_o に対する変化を示す。

これらラマン領域FELにおける散乱波のビーム伝搬に伴う成長過程は、図5に示すように、入射波、空間電荷波、散乱波の3つの波のパラメトリック相互作用として説明出来る。REB伝搬の最初は自発放射やノイズで出来た波が散乱波の種となり、これが入射波と結合して電子ビーム中にローレンツ力の縦成分(ポンドロモーティブ力)を与え

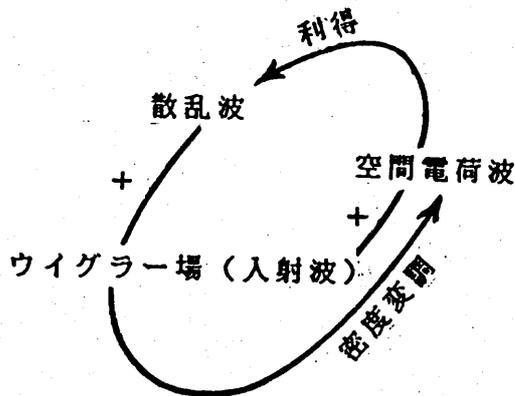


図 5 ラマン領域FELにおけるパラメトリック相互作用

てビームに密度変調を起こし空間電荷波を作る。この空間電荷波と入射波が結合して空間電荷波から散乱波へエネルギーが供給され、利得を生じる。以後、同じ過程を繰り返してREBのz方向への伝搬とともに散乱波は成長して行くと説明できる。

電子ビームから散乱波へのエネルギー変換効率¹²⁾ η を考えると、

コンプトン領域 FEL では図6の利得領域の幅 $\gamma_1 - \gamma_r$ を考慮して、ウイグラーのピッチ数を N 、全長を L とすると

$$\begin{aligned} \eta_{\text{Cmax}} &= (\gamma_1 - \gamma_r) / \gamma_r \\ &= 1/2N = \lambda_w / 2L \end{aligned} \quad (11)$$

になる。一方、ラマン領域 FEL では図7に示すように最初 B_1 で表される

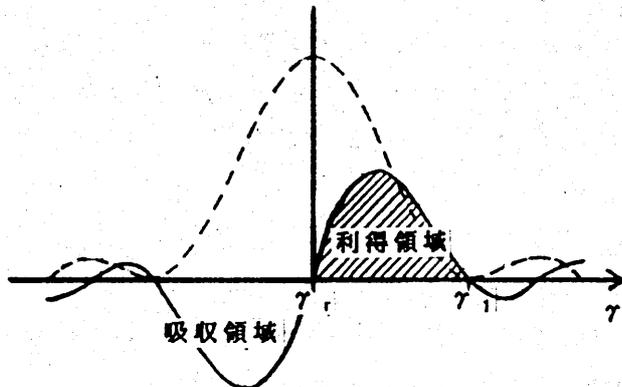


図 6 コンプトン領域 FEL におけるエネルギー変換率

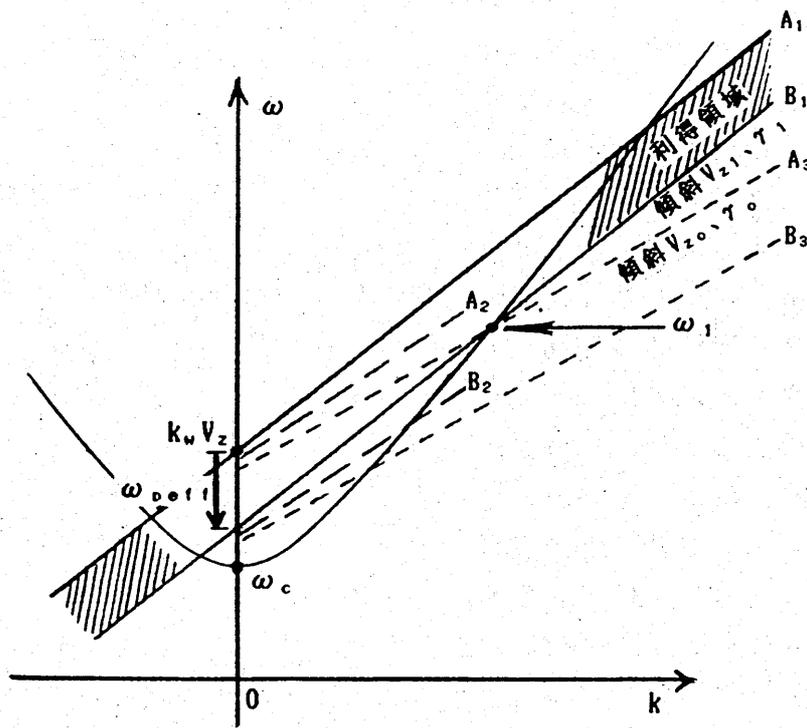


図 7 ラマン領域 FEL におけるエネルギー変換率

遅波空間電荷波モードで角周波数 ω_1 の発振をしていたとし、そのビームの縦速度（傾斜）を $v_{z1}(\gamma_1)$ とする。利得領域は直線 A_1-B_1 間にあるため、ビーム速度が減少しても同じ ω_1 の値を保って発振をつづけられる縦速度の限界は、 A_3, B_3 の傾斜で表されるビーム速度 $v_{z0}(\gamma_0)$ 迄である。この考えによって

$$\eta_{Rmax} = (\gamma_1 - \gamma_0) / \gamma_0 = \lambda_w / (2\pi c / \omega_{D_{eff}}) \quad (12)$$

を得る。 $\omega_{D_{eff}} \propto \omega_D \propto I_b^{1/2}$ であるので、ビーム電流 I_b が大きいほど変換効率が大きくなるのが分かる。

利得に関して、 $G = \exp(\Gamma z)$ の形で表される空間成長率 Γ は、各動作領域により次のように表される¹²⁾。

コンプトン領域 F E L

$$\text{コールドビーム} \quad \Gamma \propto \lambda_w B_w^2 n_b L^2$$

$$\text{サーマルビーム} \quad \Gamma \propto \lambda_w^3 B_w^2 n_b (\Delta \gamma)^{-2}$$

ラマン領域 F E L

$$\text{弱ポンピング} \quad \Gamma \propto \lambda_w^{1/2} B_w n_b^{1/4}$$

$$\text{強ポンピング} \quad \Gamma \propto \lambda_w^{1/3} B_w^{2/3} n_b^{1/3}$$

3. 励電Ⅲ号によるパルスパワー F E L の実験

3. 1 実験装置

阪大レーザー研にある相対論的電子ビーム装置、励電Ⅲ号のダイオード部を F E L 用に改善してラマン領域 F E L の実験装置を組み

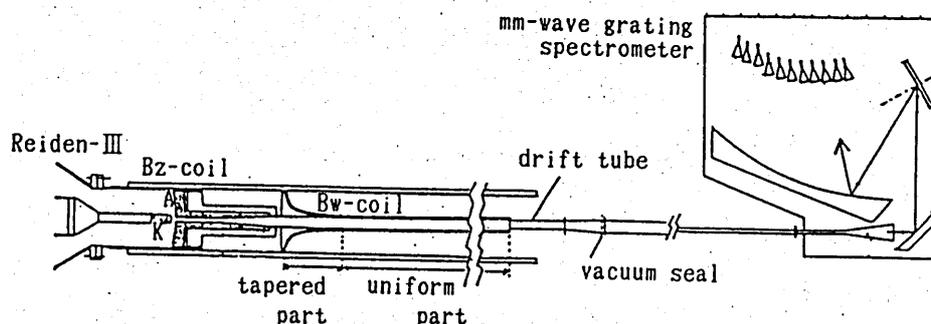


図 8 パルスパワー F E L 実験装置

立てた。 励電Ⅲ号は、電子ビームのパルス幅100-150ns、ビームエネルギー0.4-0.6MeV、全ビーム電流30-40kA のパルスビームを放出する。 図8は、実験装置の主要部で、中心軸上付近の速度ベクトルの揃ったビームのみを用いる構造になっている。 陽極孔径6mm ϕ に大体等しいビーム径が得られ、ウイグラー領域に入るビーム電流は $I_b = 0.6-2 \text{ kA}$ となる。 ウイグラー磁場はダブルヘリカルコイルを用い、ピッチ長 $\lambda_w = 1.5, 2, 3 \text{ cm}$ 、強さ $B_w = 400-500 \text{ G}$ であり、またビーム集束のためにガイド磁場 $B_z = 10-14 \text{ kG}$ を併用している。 図8の右端はスペクトル測定用のミリ波グレイティングスペクトロメーターで、放射出力は、この部分をサイエンテック社のエネルギーメーターに取り替えて測定している。 ウイグラーコイルの入口には、弱い B_w の値から強い B_w の値まで徐々に立ち上がらせる断熱遷移部分を設けており、これなしで直ちに均一磁場に電子を導くとビームは崩れ、あるいは発散してしまうことを経験している。 ここでは $\lambda_w = 2 \text{ cm}$ のウイグラーで、入力側に $5\lambda_w$ の断熱遷移部分と $25\lambda_w$ の均一磁場部分をもつウイグラーを使った装置による結果を述べる。

3. 2 実験結果

3. 2. 1 パルスパワー FEL における発振周波数の変化

1つの電子ビームの打ち出しによって観測された、4つの周波数分解された FEL の出力波形を図9(a)-(d)に示す。左側の矢印で

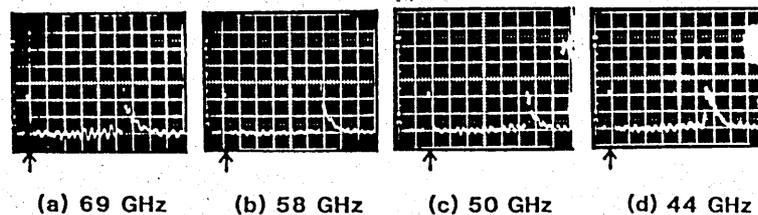


図 9 同一の電子ビームの打ち出しで得た周波数解放射出力波形
(右側の波形、左側の矢印は時間基準のマーカースignal、
Hori.:20ns/div., $\lambda_w=2\text{cm}$, $B_w=461\text{G}$, $B_z=13.7\text{kG}$, $r_1=3\text{mm}$,
 $r_d=7.5\text{mm}$)

示したパルス波形は時間基準のためのマーカー信号である。右側の放射出力波形の発生時間をそのFWHM（半値幅）の中央の時間で表すと、発振周波数の時間変化は図10の丸じるしを施

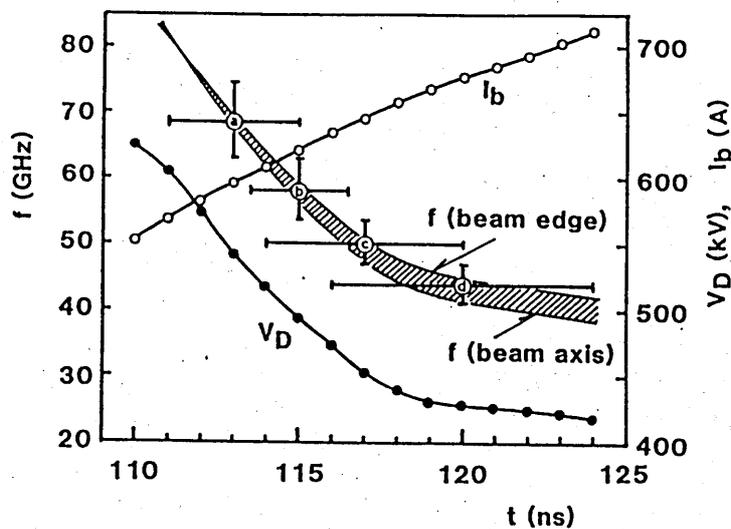


図10 観測された周波数変化 (a), (b), (c), (d) と計算値 (斜線部)
(図9の結果より)

した a, b, c, d の記号で示される。水平の線幅は出力波形のFWHMを表し、垂直の線幅はスペクトロメーターの分解幅を示す。ダイオード電圧波形 (V_D) は放射出力波形と同時に測られ、ビーム電流波形 (I_b) はドリフトチューブの終端で測定された。前述のように、ラマン領域 FEL の発振周波数はドリフトチューブ中の電磁波モードと遅波空間電荷波のビームモードとの共鳴条件によって与えられる。この計算において、われわれはビーム断面での、電位降下とウイグラー磁場の変化による縦方向のビーム速度の変化を考慮した¹³⁾。これによって生ずる周波数ひろがりには図10の斜線部によって表される。ただし電磁波モードは TE_{11} モードを仮定しており、これは最も低い遮断周波数をもついわゆるドミナントモードであり、またわれわれの実験結果を最も良く説明できるモードでもある。

この図から、観測された発振周波数の時間変化は各瞬間のビームエネルギーと電流の値を用いて計算された周波数の広がり内にあることが分かる。

3. 2. 2 f_1, f_2 モードの観測

ラマン領域 FEL の発振周波数は前述のように、遅波空間電荷波ビームモードと電磁波モードの2つの分散関係の交点の周波数として説明される。この交点は2つあり、これら2領域ではプラズマの不安定性により利得を生ずる。従って、通常の高い方の発振周波数 f_1 以外に低い方の発振周波数 f_2 も存在する。

これら f_1, f_2 のスペクトルは、ドリフトチューブ径 $2r_d$ を小さくして遮断周波数を上げることにより接近させることができる。図11は、ドリフトチューブ r_d が通常の場合の7.5mm のとき、図12は4.5mm に細くしたときの分散関係を、それぞれ示す。図13は、このときの、ダイオード電圧 V_D 対発振周波数 f の関係を示し、 V_D が小さくなるにしたがってビームエネルギー E_b も下がり、2交点は1つの接点に近づく。しかし、3.1で述べたビーム径の影響により、動作周波数は図示の斜線部の幅をもつ。図14(a),(b) は、それぞれ $V_D = 580, 537kV$ のときの周波数スペクトルを示し、前者では出力の大きな f_1 モードと小さな f_2 モードに別れて観測されているが、後者では、全体が1つの塊になっている。図13に描かれた円あるいは長円は図14の測定された周波数広がりを示している。ビーム断面によ

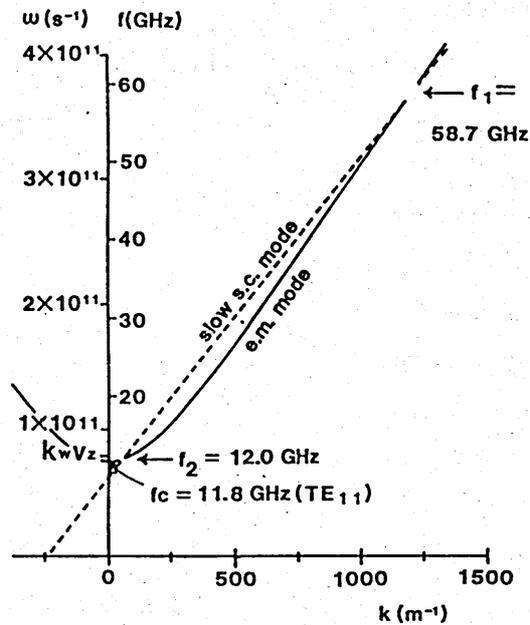


図 1 1 通常のドリフトチューブ径のときの分散関係

($\lambda_w=2cm, B_w=470G, B_z=12kG, V_D=550kV, I_b=900A,$
 $r_b=3mm, r_d=7.5mm$)

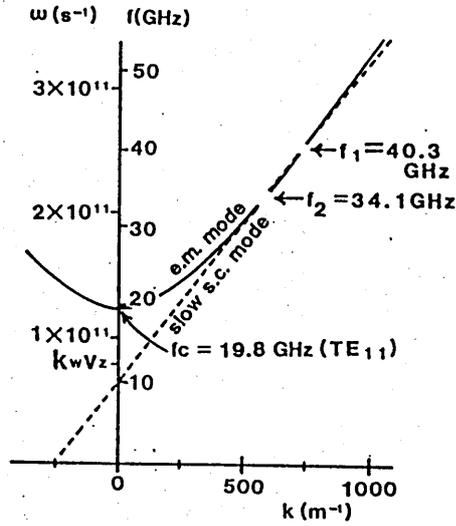


図 1-2 細いドリフトチューブ径のときの分散関係

($\lambda_w=2\text{cm}$, $B_w=461\text{G}$, $B_z=13.7\text{kG}$, $V_D=580\text{kV}$, $I_b=1.9\text{kA}$,
 $r_b=2.5\text{mm}$, $r_d=4.5\text{mm}$)

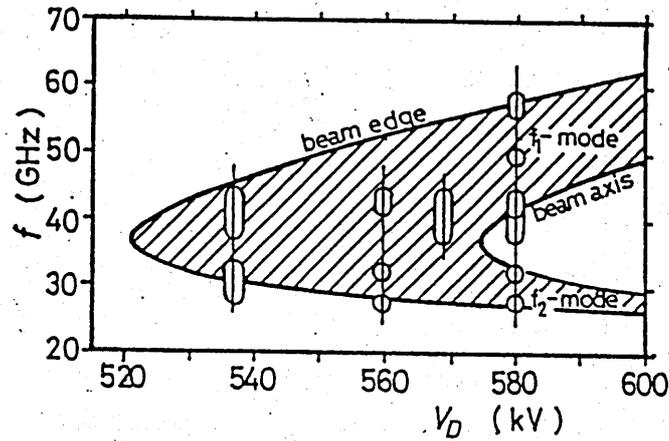


図 1-3 ビーム断面による周波数ひろがりと f_1 , f_2 モード領域 ($\lambda_w=2\text{cm}$, $B_w=461\text{G}$, $B_z=13.7\text{kG}$,
 $I_b=1.9\text{kA}$, $r_b=2.5\text{mm}$, $r_d=4.5\text{mm}$, TE_{11} .
 円、長円は図 7(a),(b)によるスペクトル分布域を示す)

る周波数広がり
を示す斜線部は
3. 1 の場合よ
りも大きく、そ
の範囲に観測さ
れた周波数が分
布しているのが
分かる。通常は、
後に示す図 1 7
のようにスペク
トル幅は比較的
せまいが、 f_1 ,

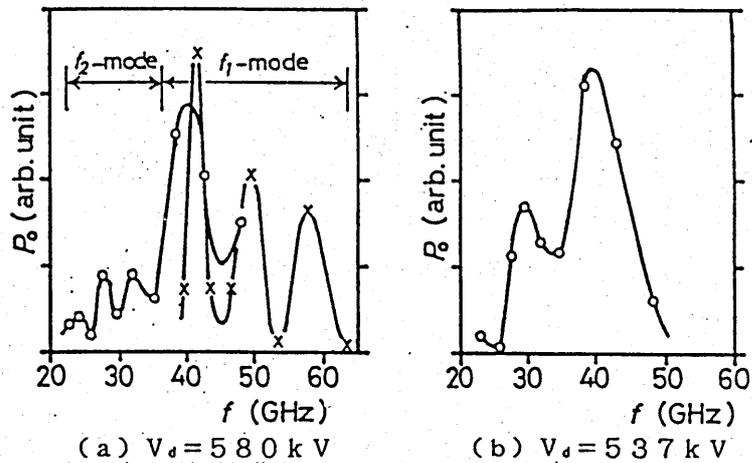


図 1 4 ダイオード電圧によるスペクトル分布の変化
($\lambda w=2\text{cm}$, $B_w=461\text{G}$, $B_z=13.7\text{kG}$, $r_b=2.5\text{mm}$, $r_d=2.5\text{mm}$)

f_2 が接近したときは図 1 3、1 4 のように広くなり、ビーム断面による周波数広がり
の検証に役だった。

阪大レーザー研の理論グループでは、この f_1, f_2 両領域について解析し、コールドビームの条件式から f_1 領域の不安定性による空間電荷波の位相速度の方がビームエネルギー広がり
の影響を受けやすく、 f_2 領域のそれは影響を受けにくいことを導き、さらに、ビームの質の良いときは f_1 の出力の方が大きく、ビームの質が悪いときは f_2 の出力の方が大きくなることを示している¹⁴⁾。上述の実験結果はこれを表していると考えられる。

3. 2. 3 利得の測定

図 1 5 に示すように、ガイド磁場 (B_z) 中にあるウイグラー磁場 (B_w) コイルを軸方向に可動にして実効相互作用長 (Z) を変化させ、放射出力の空間成長率を測定した。 Z はウイグラーコイルの断熱遷移部分に続く均一磁場部分の始点からガイドコイル

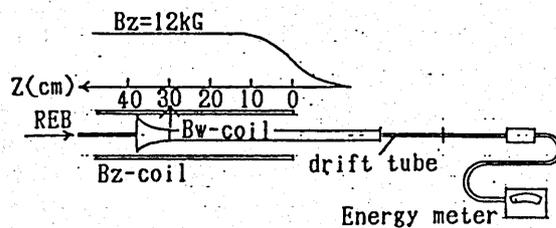


図 1 5 利得測定実験

ルの終端までの長さで表した。全放射エネルギーは相互作用長に対して図16のように変化し、1.6 dB/cmの成長率になる。大体18ピッチで成長率は落ち始め、出力は250-300 kW位で飽和する。この場合、ビーム半径3mm、ビーム電流900 Aで、軸上のビームエネルギーは470 keVと計算される。図17は、 $Z = 30\text{cm}$ のときのスペクトル分布で、58 GHzがピークとなる。成長が止まった点の $Z = 54\text{ cm}$ でも殆ど同じスペクトルになる。図18は、スペクトルピークの58 GHz出力に対する成長を示し、1 dB/cmの成長率になる。

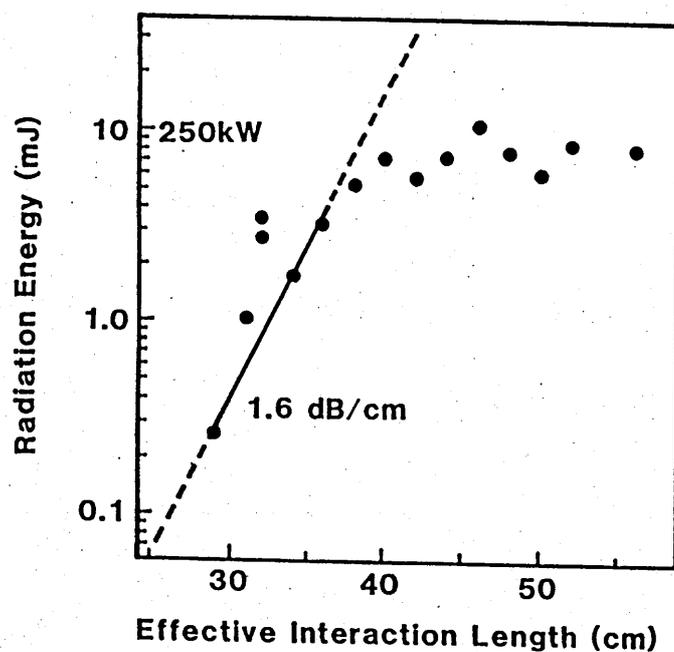


図 1.6 全放射出力の成長

($\lambda = 2\text{cm}$, $B_w = 470\text{G}$, $B_z = 12\text{kG}$, $V_0 = 550\text{kV}$, $r_0 = 7.5\text{mm}$)

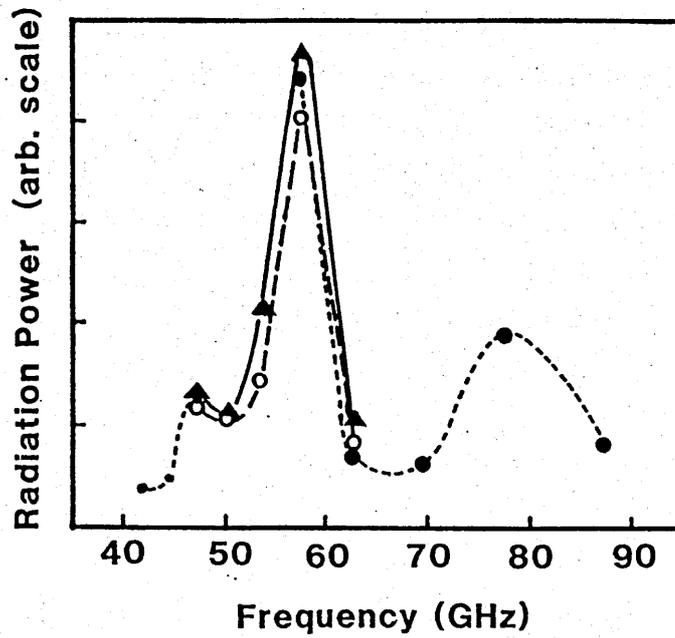


図 17 図16におけるスペクトル分布
 ($Z=30\text{cm}$ 、同一記号を結ぶ曲線は
 同じ電子ビームの1ショット間の
 同時測定を示す)

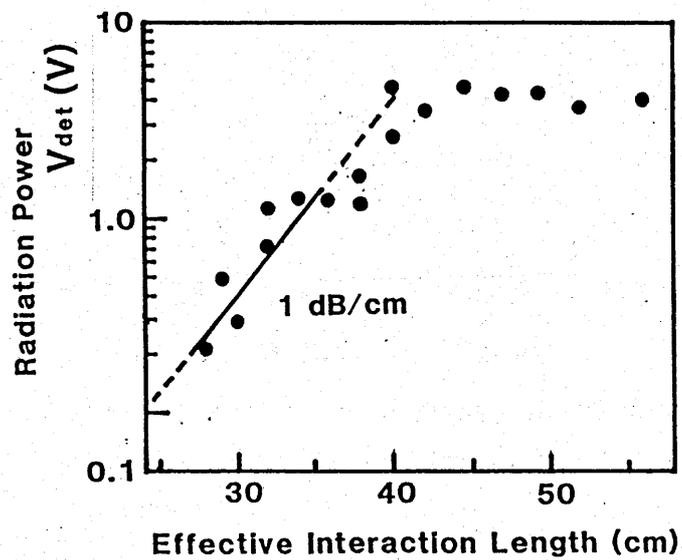


図 18 58GHz放射出力の成長
 (パラメーターは図16に同じ)

3. 2. 4 シミュレーションとの比較

ここで、上述の実験パラメーターに近いパラメーターを用いて理論グループが行ったFELのシミュレーションについて述べる。これは、ウイグラー磁場や電磁波モードの断面分布を考慮して、マクスウェルの方程式と電子の運動方程式を交互に解いて行く3次元のFELシミュレーションコードで、与えた入力パワーをもつモノクロマチックな1つの周波数成分について、 TM_{01} , TM_{11} , TE_{01} , TE_{11} の4つの電磁波モードに対して、また定軸速度解を初期値として、ビームの速度の変化や生じた出力の成長のようすを与えるものである。図19は、相対論的ファクター(γ)が2.2 ($E_b = 0.6$ MeV)、 $\lambda_w = 2$ cmで、図に示したパラメーターのときのビームの速度比 β ($=v/c$)の軸方向距離(ピッチ数でしめす)に対する変化を表している。 β_z は縦成分、 β_1, β_2 は横成分で、定常状態では $\beta_2 = 0$ 、 $\beta_3 = \beta_z$ であり、 $\beta_1 > 0$ は軌道IIの動作、その逆は軌道Iの動作になる。大体30ピッチ後から速度の変動が大きくなるのが分かる。図20(a)-(d)は、各電磁波モードに対する放射出力の成長を示している。一般に、円形導波管モード TM_{nm} , TE_{nm} で、 $n = 0$ の場合は、周方向には電磁界分布の変化が無く、回転するウイグラー磁場に対して相互作用は打ち消す効果になる。 $n = 1$ の場合は、周方向の分布の変化が1回起こり、回転ウイグラー磁場に対して相互作用は累積される。(a),(b)と(c),(d)の成長率の違いは、この理由によると考えられる。 TE_{11} の場合は、80 W入力に対して10 MW位まで1.1 dB/cmの成長率で立ち上がっている。大体32ピッチで飽和するが、これは図19の速度変動が大きくなる場所に対応している。図18の実験では相互作用長が40cmまで出力が成長しているので、これを TE_{11} のシミュレーションの結果と対応させると、80 Wのノイズが50kWまで28dBの増幅を行っていることになる。この場合の自然放出パワー P_{s_0} ¹⁵⁾を計算すると、ビーム速度の3.4の傾きを仮定して、 $P_{s_0} \sim 460$ Wと計算される。これの28dBの増幅による出力は $P_0 \sim 290$ kWであり、大体、実験値

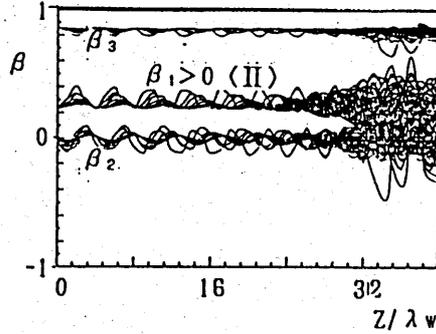


図 19. ビーム伝搬にともなうビーム速度の変化 ($\lambda_w=2\text{cm}$, $\gamma=2.2$, $B_w=500\text{G}$, $B_z=12\text{kG}$, $I_b=1\text{kA}$, $r_b=3\text{mm}$, $r_d=10\text{mm}$)

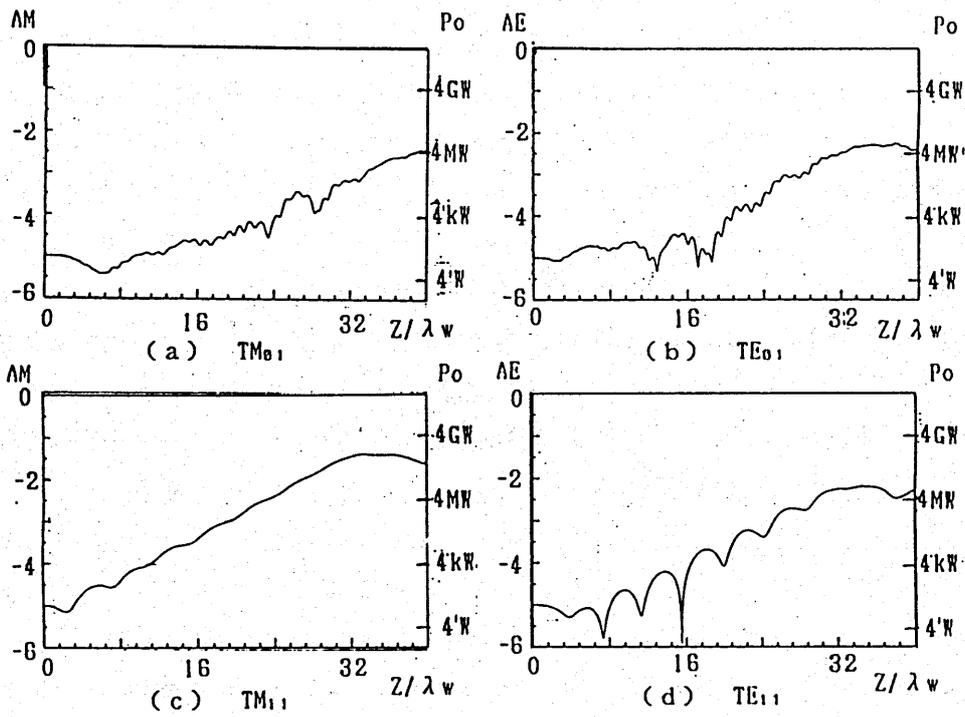


図 20. ビーム伝搬にともなう放射波の成長 (パラメータは図19に同じ)

に近い。このシミュレーションは1つの純粹な周波数成分の成長を表しているので、前述の実験のような種々のノイズや、幾つかの電磁波モードの混在した増幅と事情が異なっている。また f_1 モ

ード以外に f_2 モードもあり、後者はビームを乱す原因にもなり、その分、早く飽和が起こり、また成長率も落ちると考えられる。その様な事情を考慮すると、これらのシミュレーションの結果は、単一波長に対する図18の実験結果を良く説明しているとみられる。

4. おわりに

ラマン領域 FEL は電子密度が非常に大きいこと、強い縦磁場が加わること、によりその動作は複雑となるが、いわゆる Freund の理論によって実験結果はほぼ説明されることが分かった。また、ビーム径の縦速度への影響は、2分散関係が接する状態のときに大きく現れて、これをスペクトルの大きな広がりとして測定することが出来た。実際には、ビーム半径 r_b 、ウィグラー波数 $k_w (=2\pi/\lambda_w)$ に対して、 $k_w r_b < 1$ の条件で、ウィグラー及びビーム径が設計されねばならない。われわれが用いた REB 装置からウィグラー領域への REB の導入機構は、ビームの上質部分が軸近傍で実現される機構のため、上質の条件に対して、ビーム径は小さくなり、上述の意味のスペクトル広がりには抑えられる。しかし、ビーム電流を犠牲にしているため、全効率は良くない。高出力の目的に対しても、この点の改善が今後の課題であると考えられる。

文 献

- 1) D.A.G. Deacon, et al.: Phys. Rev. Lett., 38, 892(1977).
- 2) Proc. of 8th Inter. Free Electron Laser Conf.(1986), Glasgow.
- 3) M. Billardon, et al.: Phys. Rev. Lett., 51, 1652(1983).
- 4) Proc. of 7th Inter. Free Electron Laser Conf.(1985), Tahoe.
- 5) T.J. Orzechowski, et al.: Phys. Rev. Lett., 54, 889(1985).
- 6) Proc. of 11th Inter. Conf. on IR & mm waves(1986), Pisa.

- 7) J.Mathew, et al.: Phys. Rev. Lett., 56,1805(1986).
- 8) 河村他: レーザー研究、14, 983(1986).
- 9) H.P.Freund, et al.: "Physics of Quantum Electronics", Vol.9, p.759(Addison-Wesley,1982).
- 10) J.Fajans, et al.: Preprint, PFC/JA-84-41, Plasma Fusion Center, MIT., Dec.1984.
- 11) 大東他: レーザー研究、13, 432(1985).
- 12) P.Sprangle, et al.: "Infrared and Millimeter Waves", Vol.1, p.279(Academic Press, 1979).
- 13) N. Ohigashi, et al.: G5, Proc. of 8th Inter. Free Electron Laser Conf.(1986), Glasgow.
- 14) S. Kuruma, et al.: ILE-QPR, Osaka Univ., 12, 20(1984).
- 15) T. Taguchi, et al.: J. Phys. Soc. Japan, 50,1652(1981).

[表 1] 国外における自由電子レーザー研究

	研究所	加速器または研究内容	電子ビーム	レーザー λ_w , L_w , B_w
アメリカ	LANL	RF ライナック XUV/SOFTX-FEL	261 MeV, 150 A	1.6 cm, 8 m, 750 G
	LLNL/LBL	ELF (ETA 使用) PALADIN (ATA 使用)	3 MeV, 6 kA \rightarrow 500 A 50 MeV, 3 kA	9.8 cm, 3 m, 5 kG
	Q.I. UCSB	静電加速器 (バンデ)	6 MeV	3.6 cm, 5.76 m
	H.E.P.L. Stan. U.	RF ライナック		
	S.P.R.C. Stan. U.		20 A e^-	
	D.E.E. Stan. U.	RF ライナック	41 MeV, 4 ps	2.3 cm, 1.08 m
	Spectra / Boeing Tech.	RF ライナック	120 MeV	THUNDER
	N.R.L.	パルス パワー ロングパルス (誘導加速)	1-2 MeV, 50 ns 400-600 keV, 2 μ s	3 cm ハリカル 4 cm ハリカル
	M.I.T.	パルス パワー マイクロトロン FEL	160 keV, 5 A 6 MeV	3.3 cm 60 GHz マイクロトロン
	Columbia U.	パルス パワー 側帯波の特性	750 keV, 200 A	1.45 cm ハリカル 50 cm
Dartmouth College	4 エレノコフ FEL	0.7 - 1 MeV	—	
Hughes	低電圧, 低電流 マイクロトロン エービル FEL	400 keV, 100 A, 30 μ s	2 cm	
フランス	LURE ORSAY (パリ大学 XI)	SR (ACO) SR (Super ACO)	160-210 MeV, 20-100 mA 400-800 MeV	7.8 cm, 1.3 m 7.8 cm, 3 m
	Ecole Polytechnique	パルス パワー 4 エレノコフ FEL	0.7 - 1 MeV	
伊	E.N.E.A. (FRASCATI)	SR マイクロトロン	20 MeV, 200 mA, 20 ps	5 cm, 2.25 m, PM
英	UK group	RF ライナック	165 MeV	5 m

の現状

第8回FEL国際会議(1986.9.1~5.グラスゴウ)より

発振波長	出力	註
10-30 μm 50 mm	10MW, 10ps	動作中 計算段階
8.7 mm 10 μm	1GW (10 ¹⁰ W)	発振, 増幅, 2ビーム加速器用, 効率 35% 建設中
110-400 μm 可視	~10kW, 1~50ps	動作中, Users Facility 建設中. 2-Stage 建設中
0.5, 1.6, 3 μm		SCA/FEL システム 建設中 生医学 物性 物理実験用.
2.6-3.1 μm	5MW 3-5 ps	Mark III 利得 28% 実験継続中
2.6 μm (Vac.) 0.65 μm (H ₂ O 95% 反射)		可視 G FEL 実験中
0.5 μm	1GW	可視 FEL 建設中
4 mm 7.5-12 mm	75 MW 10 MW, 1 μs	利得 2dB/cm, 効率 6% 利得 10 ⁴ /pass
19-43 mm 10 μm		極特性実験達成 計算段階
2.5 mm	4 MW (定常波)	利得 10 ⁴ /pass $\pm 6^\circ$ のスレ・側帯波を視測
0.4-1 mm	10-200 kW	効率 0.1%, 増幅実験 (LURE 所と 共同)
3-5 mm 10 mm	1-5 MW ビーム 60 kW	ビーム変調 80 kV, Q=10,000 共振器付 小形トラックに搭載
463-600 nm 200 nm	0.5 mW, 0.5 W ビーム 7 W, 10 kW ビーム	動作中 (ミラー間隔 5.5 m), Opt. Key. 建設中 (ミラー間隔 18 m)
0.4-1 mm 可視光	10-200 kW	効率 0.1%, 増幅実験 (LURE 所と 共同)
10-32 μm		発振実験中
2-20 μm		利得測定

[表2] わが国における自由電子レーザー研究

研究所	加速器または研究内容	電子ビーム	ウイグラー
電総研	SR (TERAS) 周長 31.4 m	230 MeV, 10 mA	PM 7.6 cm
分子研	SR (UV SOR) 周長 53.2 m	280 MeV, 3-10 mA	PM 7.4 cm
日本大学 (習志野)	マイクロロン ライナック	30 MeV	
阪大産研	RF ライナック	24 MeV, 3 kA	PM 4 cm
阪大レーザー研	パルス パワー	0.5 MeV, 1 kA	ハリカルW. 2 cm
	パルス パワー	0.6 MeV, 1 kA	大出力 CO ₂ レーザー
	パルス パワー / 誘導 電圧重畳方式	2 MeV	ハリカルW. 3 cm
理 研	Cold REB	0.6 MeV, 10 A	ハリカルW. 1.5 cm
	CO ₂ 光のトムソン散乱	0.6 MeV, 10 A	CO ₂ レーザー
金沢大学	パルス パワー	0.5 MeV, 1 kA	リットル磁場
宇宙研	パルス パワー / 誘導 電圧重畳	1 MeV, 5 kA	円周配置永久磁石

の現状

1986年10月

発振波長	出力	註
570 nm		光学・ファイバ・クライストロン
488 nm		実験準備中
		建設中
10.6 μm (Vac.) 0.6 μm (H ₂ ガス)		ガス FEL 最大 38 MeV, 67 nC
4 mm	300 kW	
0.6 μm		実験中
0.8 mm		実験中
13 mm 590 nm	100 kW	効率 1%, 自己トド同期現象の観測 Cold REB のエネルギー損失率 $\approx 0.6\%$
6-15 mm		円形 FEL 実験準備中

輻射科学研究会

資料番号 RS86-15

紙の坪量と水分量との同時計測のための
マイクロ波センサーの開発

京都工芸繊維大学
工学学部電子工学科

中山 茂

〒606京都市左京区松ヶ崎 Tel. 075-791-3211 (内線628)

昭和61年12月13日

大阪市立大学

概要

従来、紙の坪量計と水分計とは別々に開発されていたが、ここに異質な坪量計（B）と水分計（M）と一体にしたBMセンサーの基礎理論と実測結果を示す。紙の坪量と水分量とは切り離すことができず、水分パーセントを知るには紙の坪量を知る必要があり、風乾紙の坪量から絶乾坪量を知るには水分量を知る必要がある。ところが、坪量計と水分計とは違った測定装置で空間的にも、あるいは、時間的にも異なったものを測定していたり、共振ピーク電圧の減衰から水分量を、共振周波数のシフトから紙の坪量を測定するという考え方では到底高精度測定は行えないことを実測データをもとにして議論する。

一個の空洞共振器で紙の坪量と水分量と同時に測定できることは、機器の構成を単純化し、即座に紙の絶乾坪量と水分量（又は水分パーセント）と風乾坪量を表示しえることは操作性の能率化、容易化にもつながる。ここでは、主にプラスチックや紙について議論、実験するが、ガス、粉体、液体、固体等についても誘電率の違いにより計測できるものとする。

目次

- § 1 はじめに
- § 2 従来の坪量計と水分計との計測原理
 - 2. 1 坪量計（厚さ計）
 - 2. 2 水分計
- § 3 紙の坪量と水分量との同時測定原理
 - 3. 1 紙と水分との混合物の誘電率
 - 3. 2 マイクロ波共振特性の変化
- § 4 水分の無い試料の坪量測定実験
- § 5 紙の坪量と水分量と同時測定実験
- § 6 おわりに

§1 はじめに

紙の坪量（単位面積当りの重さ）や水分量を計測するために、坪量計（密度が解れば厚さ計）としてはβ線、マイクロ波〔1〕、紫外線や赤外線〔3〕を利用したもの、また水分計としてはマイクロ波〔2〕や赤外線を利用したものなど、個々に多くの種類のセンサーが開発されているが、本研究では紙の坪量(Basis weight)と水分量(Moisture content)との同時計測の可能性を示し、紙の坪量計と水分計との同時計測マイクロ波BMセンサーの開発を行った。製紙工程での紙の坪量と水分量を同時にモニターすることは、品質管理に必要で生産性を向上させるためにも重要である。ところが、従来の測定では紙の坪量計と水分計とは別々のセンサーでモニターされていたので、測定箇所や測定時間が異なり正確な測定とはいえない。

本研究では一個のマイクロ波共振器を利用して紙の坪量と水分量とを同時に測定するものである。空洞共振器を用いる理由は、単にマイクロ波のユーティリティなどでマイクロ波の透過特性を見た場合、波は一度しか試料を通過しないが、共振器を用いると波は試料を何度も横切り透過特性に試料の影響が大きく現れるためである。マイクロ波共振器を用いたセンサーは数十年から考えられているが、共振ピーク電圧の減衰より水分量を推定し、共振周波数のシフトから紙の坪量を推定する従来の方法〔4〕では、とても精度の高い測定はできないことを指摘する。

なぜなら、水分を含む紙はセルロース、結合水、自由水の異なった誘電率の媒質からなる複合体とみなせるから、共振ピーク電圧の減衰は水分による損失だけに依存せず紙の坪量による損失も無視できない、一方、共振周波数のシフトも紙の坪量だけに依存せず水分量からの影響も受ける。そこで、マイクロ波の共振ピーク電圧の減衰によって水分量だけを測定することには無理があり、紙の坪量も正確に測定しておく必要がある。逆に、マイクロ波の共振周波数のシフトによって紙の坪量だけを測定することには無理があり、水分量も正確に測定してお

く必要がある。そのために、紙の坪量と水分量との同時測定が必要不可欠であり、共振ピーク電圧の減衰と共振周波数のシフトの同時測定からいかに紙の坪量と水分量とを正確に同時に推定出来るかについて述べる。

§ 2 従来の坪量計と水分計との計測原理

2. 1 坪量計（厚さ計）

(1) 近赤外線透過吸収方式 近赤外線を用いて透過光強度の減衰を測定して、Beerの法則により試料の厚さを計測する。試料として近赤外線を透過するものでないと不可能で、組成の変化や高分子配向により大きく変わるので、偏光を防止したり、二色式赤外線方式が考えられている。赤外線検出器の感度が向上し、微少な面積での厚み変化が測定できるが、光軸合わせの精度がきく。数枚のフィルタを利用して多層フィルムの各層の厚さを測定しようという試みもある。〔3〕

(2) 紫外線透過吸収方式 これも、紫外線を用いて透過光強度の減衰を測定して、Beerの法則により試料の厚さを計測するものであるが、外乱の影響を受けやすいので余り用いられていない。〔3〕

(3) 放射線透過吸収、反射方式 放射線として β 線や γ 線が用いられている。原理は、(1)、(2)と同じく透過光強度の減衰を測定して、Beerの法則により試料の厚さを計測したり、後方散乱の反射波を観測したりするもので、現在の厚さ計として高精度である。しかし、統計変動除去のために大きな時定数(0.5-3秒)をもつ電子回路で平滑化する必要があり、高速(msec)の検出は出来ない、また、取扱資格の必要性、被爆の危険性がある。

(4) 光学的干渉縞方式 厚みが $30\mu\text{m}$ 以下の薄いフィルムを測定するとき有効で、フィルムの両面間での多重反射により、光路差の違いで光学的

干渉縞が生じる。そこで、その間隔を測定して膜の厚さを計測するものであるが、電氣的にCCDなどを用いて間隔を測定するのに計測時間がかかる。〔3〕

(5) 静電容量方式 平行平板の電極間に非金属、絶縁試料を入れると静電容量が変化するので、その静電容量に比例する電圧に変換する回路を用いると、その試料の厚みが数 μm から20mmほど検出できる。製造工程の厚さ計測にも用いられる。

(6) 超音波方式 超音波(1-10MHz)を試料にあって、その多重反射エコーを測定して、エコーの時間間隔より厚みや傷を計測する。また、溶接部の探傷も可能である。多重反射エコーの減衰状態からタンク内壁面の腐食状況なども推定できる。

2.2 水分計

(1) 二色、三色赤外線反射方式 赤外線による水の吸収帯は1.43、1.94、3 μm などにあり、この赤外線を試料に照射することにより含水量におおじて赤外線が吸収されて、反射量が減るので、その反射量を測定することによって水分量を計測する。しかし、水の吸収波長だけの測定では試料の表面状態の変化や測定距離の変動が外乱となって安定した水分測定が出来ないので、水の吸収波長に近い水に吸収されない波長を用いて、その比から含水量を計測している。更に、非吸収波長をもう一つ追加することによって、試料の表面状態、色、組成(地合)の変化による変動を補償する試みがある。

(2) カールフィッシャ滴定方式 これは化学的計測方法で、試料中に含まれる微量水分を加熱して追い出し、水分とだけ反応するカールフィッシャ試薬を用いて、どれだけの試薬と反応したかを測定して、水分量を計測するものである。非常に高精度の微量水分計測が可能である。

(3) 中性子線方式 中性子線を用いて製鉄工業における焼結原料の水分測定や高炉コークスの水分測定に用いられる。

(4) 電気容量方式 数MHz程度の高周波でLCR共振回路を用いて電極間に試料を入れて、抵抗分や容量分から誘電損失や誘電率を測定して、水分量を計測する。

(5) 電気伝導方式 試料中に水分が含まれていると水の電離されたイオンによって電気伝導度が増加することを利用して、試料に接触した電極をもうけて電気伝導度を測定し水分量を計測する。水の電離度は温度により大きく変化したり、試料に接触している電極の接触抵抗の変動の影響がある。

(6) マイクロ波透過、共振器方式 マイクロ波として800MHzから10GHzの周波数が用いられており、ホーンを用いた透過方式と共振器を用いた方式とがある。どちらも、マイクロ波の透過波強度の減衰だけを測定して水分量を計測したり、マイクロ波の共振ピーク電圧の周波数シフトだけを測定して水分量を計測したりしている。

§3 紙の坪量と水分量との同時測定原理

空洞共振器内に試料を挿入すると空洞共振器の共振周波数と共振ピーク電圧とが振動を受ける。その変化分を測定することにより試料の吸収係数や屈折率を求めることが出来る。この方法はマイクロ波帯における試料の吸収係数や屈折率を求めるのに広範囲に利用されている。ここでは、マイクロ波共振特性の変化と試料の吸収係数や屈折率との関係、そして、試料が水分を含んだ紙の場合において、マイクロ波共振特性の変化と紙の坪量や水分量との関係について述べる。

3.1 紙と水分との混合物の誘電率

水分を含んだ紙は、セルロース、結合水、自由水の異なった誘電率の媒質からなる複合体とみなせるが、結合水は分子の自由度が自由水より減って電気定数は異なっているので、簡単のために結合水を含んだセルロースと自由水との二つの要素について考える。

二成分（結合水を含んだセルロースの誘電率 $\epsilon_p = \epsilon_p' - i\epsilon_p''$ と自由水の誘電率 $\epsilon_w = \epsilon_w' - i\epsilon_w''$ ）から成る混合体について考えると、一般には混合体の誘電率は各成分誘電率の算術平均として求められるNewton則[5]

$$\epsilon = \delta_p \epsilon_p + \delta_w \epsilon_w \quad (1)$$

とはならない。ここで、 δ_p 、 δ_w はセルロース、自由水の体積と混合体の体積

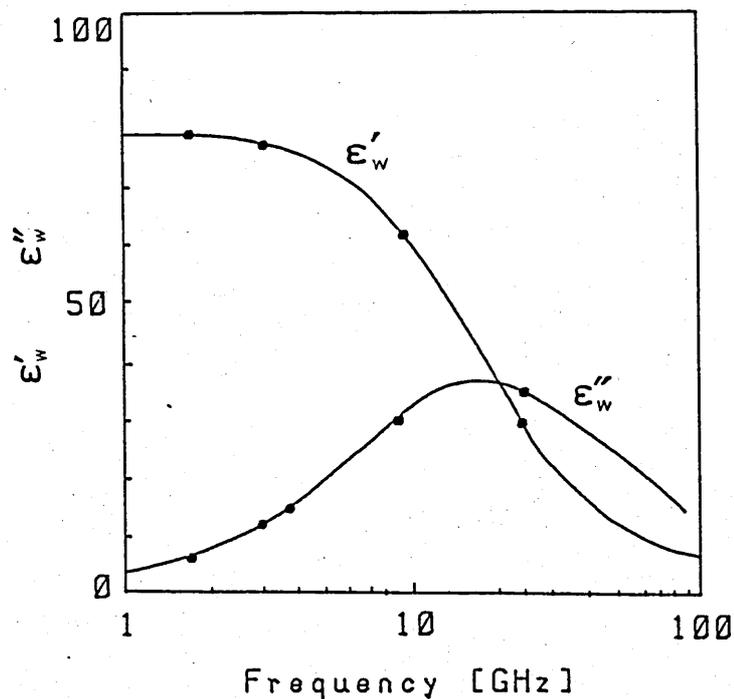


図1 水の誘電率の周波数特性(20 °C)

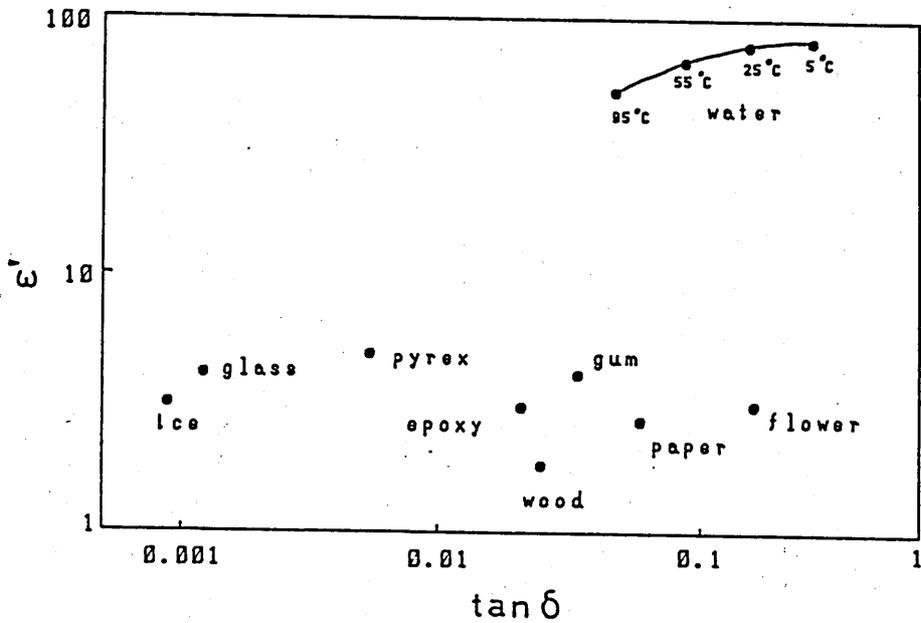


図2 3GHzでの各物質の誘電率

表1 3GHzでの紙と水との誘電率($\epsilon = \epsilon' - i\epsilon''$)

誘電率	ϵ'	ϵ''	$\tan \delta = \epsilon'' / \epsilon'$
水(25°C)	79	12.8	0.16
紙(0.4mm厚)	2.7	0.162	0.06

比を表わし、

$$\delta_p + \delta_w = 1 \quad (2)$$

なる関係がある。比較的实验と一致する混合体の誘電率はLorentz-Lorentzの式と呼ばれる次式である〔6〕。

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} = \delta_p \cdot \frac{\epsilon_p - 1}{\epsilon_p + 2} + \delta_w \cdot \frac{\epsilon_w - 1}{\epsilon_w + 2} \quad (3)$$

このために、混合体の誘電率 ϵ は δ_p と δ_w の非線形関数、近似的には多項式となる。

水の誘電率は図1に示すような周波数特性を持ち、23GHz近くに共鳴線があり最も大きな吸収があるので、この付近で計測するほうが水分検出には理想的であるがマイクロ波回路が難しくなる。そこで、扱い安い3GHz程度の周波数を用いる。マイクロ波周波数が3GHzのときのいろいろな材料の誘電定数は図2に与えられる。

ここで、紙と水分との複素誘電率は、表1に示すように、それぞれ非常に異なっている。誘電率の実部は物質の屈折率に関係し、紙と水分とでは約30倍の違いがある。そのために共振器の構造にも依存するが、近似的に周波数のシフトとして同じ程度の違いが期待できる。また、誘電率の虚部は物質の吸収係数に関係し、紙と水分とでは約80倍の違いがある。そのために、水分計では紙の吸収は無視できるとされていたが、紙の坪量が大きくなると無視できなくなる。

更に注意すべき点は、水の誘電率は周波数だけに依存するのではなく、水が有極性分子のために図2に示すように温度にも大きく依存する〔7〕。低い周波数の場合であるが、水の誘電率の実部は温度 $t(^{\circ}\text{C})$ によって

$$\epsilon_w' = 88.15 - 0.414t + 0.00131t^2 - 0.0000046t^3 \quad (4)$$

のように変わるが、図2から推察できるように、3GHz付近でも十分に利用できる。そのために、紙の温度測定が重要となる。

3.2 マイクロ波共振特性の変化

空洞共振器（方形空洞、半同軸形空洞、または、円筒空洞）内に試料を挿入すると空洞共振器の共振周波数と透過波の共振ピーク電圧（反射波の共振ピーク電圧）とが振動を受ける。その変化分を測定することにより紙の坪量と水分量とを求めることが出来る。一般に共振器内に試料を挿入するとマイクロ波共振特性は図3のように、共振周波数が f_1 から f_2 に減少し、共振ピーク電圧が V_1 から V_2 に減衰する。図3の(i)は空洞共振器内が空気の場合で、共振器内に試料がはいると(ii)のように変化する。この時の共振周波数のシフト量 V_t と共振ピーク電圧の減衰量 V_0 を測定することによって、紙の坪量 d_p [g/m²]と水分量 d_w [g/m²]とを推定する。従来は共振周波数のシフト量 V_t は紙の坪量 d_p [g/m²]だけに比例し、共振ピーク電圧の減衰量 V_0 は水分量 d_w [g/m²]だけに比例するとされていた。即ち、

$$V_t = ad_p \quad (5)$$

$$V_0 = ed_w$$

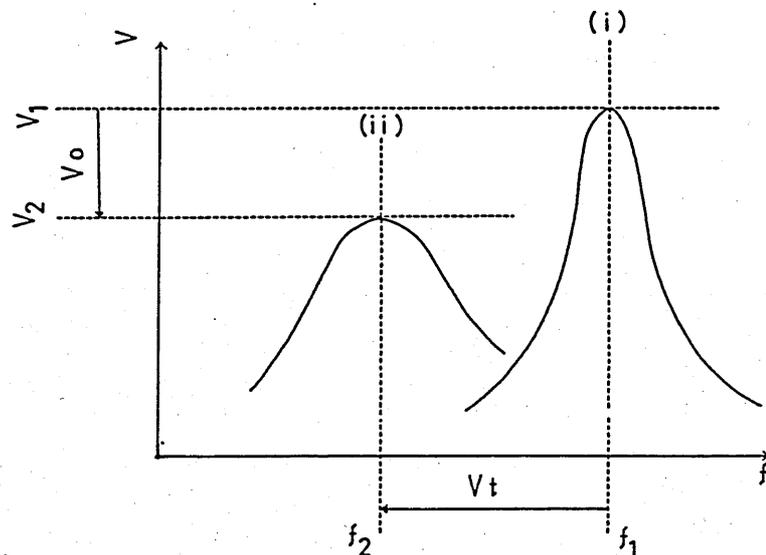


図3 空洞共振器の共振曲線 (i) 空気するとき (ii) 湿った紙をいれたとき

と考えられていた。ここで、 a, e は比例定数である。しかし、2.1で述べたように共振周波数のシフト量は紙の坪量だけに依存せず、水分量にも依存するから、また、共振ピーク電圧の減衰量は水分量だけに依存せず、紙の坪量にも依存するから

$$V_t = ad_p + bd_w \quad (6)$$

$$V_o = ed_w + fd_p$$

と考えられる。ここで、 b, f は比例定数で、それぞれ bd_w, fd_p は ad_p, ed_w よりも十分に小さい。式(5)は、Newton則から導ける。

つまり、共振器内では空気とは異なった誘電率をもつ紙と水分とによるマイクロ波の電力損失（吸収）とLC発振と考えられる共振器の電気容量(C)の変化による周波数シフトが起こる。紙と水分とによるマイクロ波の電力損失は、一般に、

$$W = \omega Ad_w E^2 \epsilon_0 \epsilon_w' \tan \delta(w) + \omega Ad_p E^2 \epsilon_0 \epsilon_p' \tan \delta(p) \\ \propto \epsilon_w'' d_w + \epsilon_p'' d_p$$

となる。ここで、 $\omega (=2\pi f)$ はマイクロ波角周波数で、 $\tan \delta(p) = \epsilon_p'' / \epsilon_p'$ と $\tan \delta(w) = \epsilon_w'' / \epsilon_w'$ で、 E はその電場振幅で、 A は試料面積である。これは、式(6)の第2式に対応する。なぜなら、マイクロ波検出のためのクリスタル検波器はその出力電圧が検出すべきマイクロ波入力電力にほぼ比例する。また、周波数シフト Δf はLC発振と考えられる共振器の電気容量(C)の変化 ΔC によるもので、

$$\Delta f = f - f_1 = (1/2\pi\sqrt{LC}) - (1/2\pi\sqrt{L(C+\Delta C)}) \\ = f \Delta C / 2C$$

で与えられる。この電気容量の変化量 ΔC は共振器の構造によって d_o, d_w との関係が異なるが、第1次近似では

$$\Delta f \propto (\epsilon_p' - 1)d_p + (\epsilon_w' - 1)d_w$$

と考えられる。これは、式(6)の第1式に対応する。なぜなら、マイクロ波発振器は電圧制御により同調するので、マイクロ波周波数はほぼチューニング電圧に比例する。

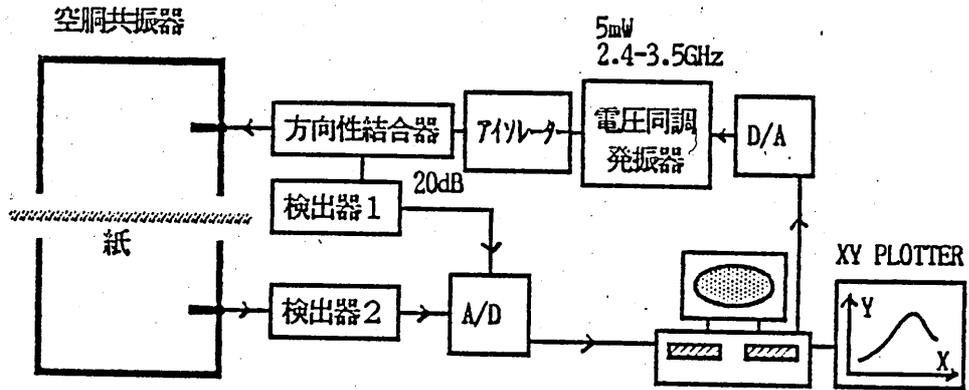


図4 空胴共振器をもちいた実験装置例

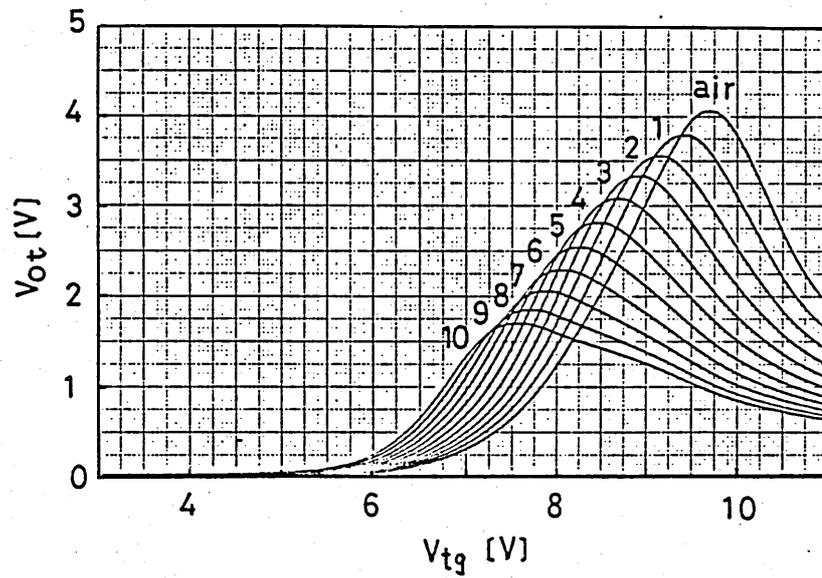


図5 150(g/m²)の風乾紙を1枚から10枚まで変化させたときの共振曲線

ところが、式(6)でも実験と一致させるには不十分で、Lorentz-Lorentzの式から予想できるように、また、クリスタル検波器はその出力電圧が検出すべきマイクロ波入力電力に完全に比例しなかったり、マイクロ波発振器はマイクロ波周波数は μ -ニング電圧に完全に比例しなかったりするので、実験と一致させるには

$$V_t = ad_p + bd_w + cd_p d_w \quad (7)$$

$$V_o = ed_w + fd_p + gd_p d_w$$

のように紙の坪量と水分量とクロス項が必要である。式(7)は d_p や d_w に対して解析的に解ける。 d_p や d_w の自乗項は、実験から推定してあまり寄与していないと考える。

空洞共振器を用いた共振ピーク電圧の減衰量と共振周波数のシフト量の測定装置の概念図を図4に示す。そして、その測定例を図5に示す。ここでは、電圧同調発振器(VTO)の電圧 V_{t_g} を掃引することによりマイクロ波の共振器内への透過強度を検出して共鳴曲線を求めた。まず、空洞共振器内になにもない状態を測定し、次に坪量150[g/m²]で水分パーセント5%の紙を一枚一枚入れていた場合の共振曲線を求めた。このような実験データをもとにして、比例定数a,b,c,e,f,gを求める。

§4 水分の無い試料の坪量測定実験

坪量計や厚さ計としては、 β 線厚さ計(放射線透過吸収方式)、近赤外厚さ計(赤外線透過吸収方式、二色式赤外線厚さ計)、紫外線厚さ計などが考えられていていろいろな長所を持っているが、紙の坪量と水分量との同時測定できるものはない。しかし、ここでの装置は、坪量計単体として使用しても水分の無い試料では他の測定法と比較しても高精度、高速度測定が可能である。例えば、よく利用されている β 線厚さ計は取扱の危険性があり、長い時定数を持つ電子回路

で平滑化するので瞬時測定は出来ない。例えば、マイクロ波ではmsec程度の信号処理で測定できる。赤外線厚さ計では不透明、厚物に対しては十分な精度はえられない。例えば、マイクロ波ではコピー用紙($d_p=50\text{g}/\text{mm}^2$)で約30枚程度($d_p=1500\text{g}/\text{mm}^2$)の厚み測定が可能である。

マイクロ波共振器をもちいた水分の無い試料の厚さ計としては、式(7)で $dw=0$ と
おくと

$$d_p = V_t / a \quad (8)$$

$$d_o = V_o / f$$

となり、共振周波数のシフト量を測定しても共振ピーク電圧の減衰量を測定しても、試料の坪量 d_o [g/m^2]を測定することができる。試料の坪量 d_o [g/m^2]を変化させたときの共振周波数のシフトと共振ピーク電圧の減衰のようすを共振曲線のピーク付近に関して図6に示す。これから理解できるように、自由水を含まない絶乾紙でさえも共振ピーク電圧が大きく減衰していて、式(5)で示すように、減衰は水分だけに依存するとした考え方は正確でない。図7, 8に示すように、絶乾状態の紙に対して坪量を変化させて共振周波数のシフトと共振ピーク電圧の減衰を測定した。非常に厚での紙、約1000 [g/m^2]まで線形的に変化している。更に、薄い厚さ $5\mu\text{m}$ のプラスチックフィルムを一枚一枚増やしていった場合の共振周波数のシフト量を測定したのが図9に示す。線形性が良く、分解能として $0.18\mu\text{m}$ と高分解能で、図9から理解できるように分散が少なく高精度である。

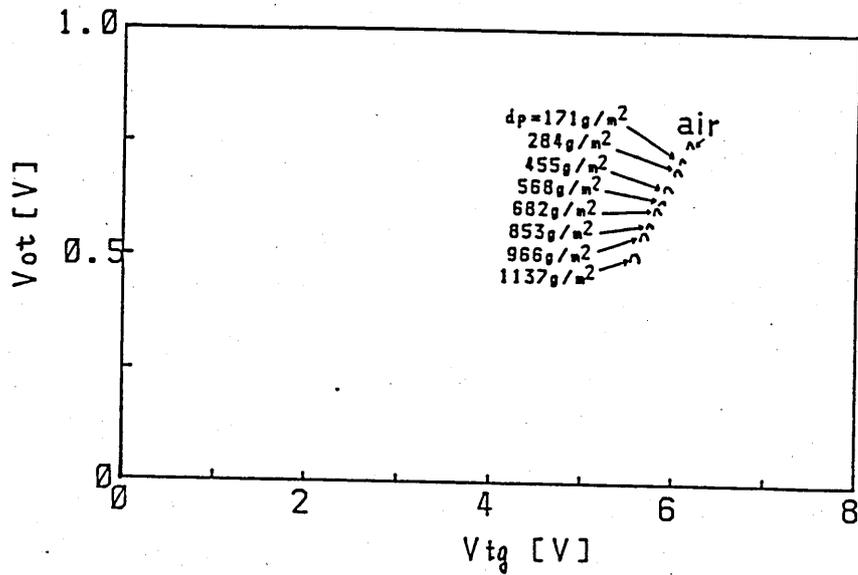


図6 絶乾紙の坪量を変化させたときの共振曲線

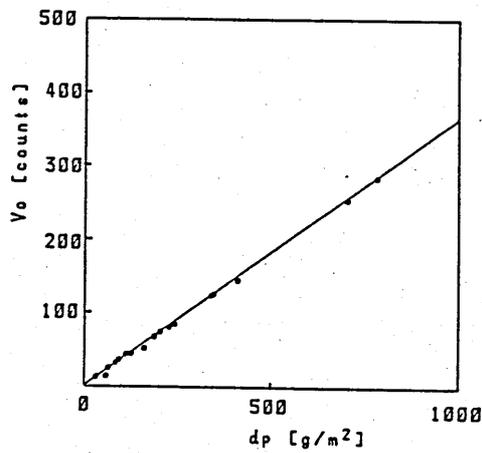


図7 絶乾坪量による共振ピーク電圧の減衰量の変化

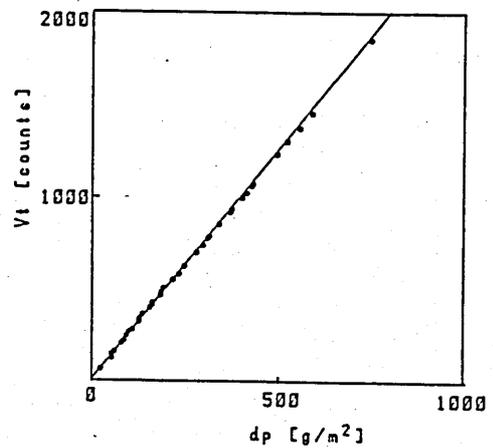


図8 絶乾坪量による共振周波数のシフト量の変化

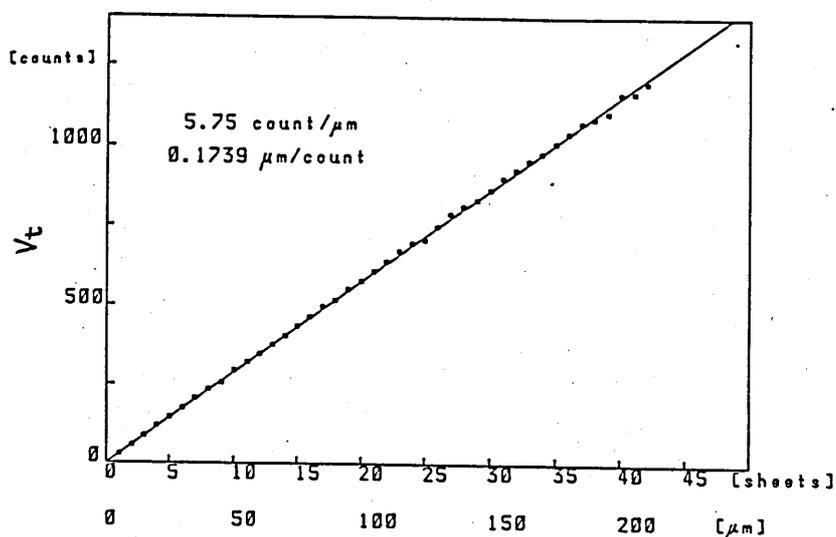


図9 厚さ5 μm のプラスチックフィルムの枚数による共振周波数のシフトの変化

§5 紙の坪量と水分量と同時測定実験

紙の坪量を変化させて、更にそれぞれ同じ紙について水分量を変化させたときの共振曲線の測定例を図10に示す。これから明らかなように紙の坪量 $d_p=114$ ときには水分量を変化させても共振周波数のシフトはあまり顕著でないが、紙の坪量 $d_p=909$ のときには水分量による共振周波数のシフトははっきりと観測できる。そのために、共振ピーク電圧の減衰は水分量だけにより、共振周波数のシフトは紙の坪量だけによるという従来の考え方では、高精度の測定ができないことが理解できる。つまり、共振ピーク電圧の減衰は水分量だけではなく紙の坪量でも大きく減衰する、また、共振周波数のシフトは紙の坪量だけではなく水分量でも共振周波数がシフトする。

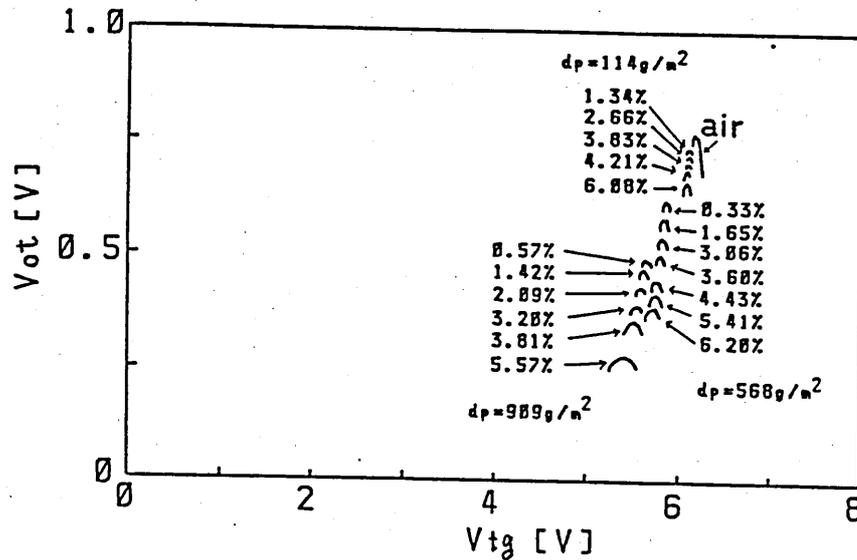


図10 三種類の風乾紙による共振曲線

図11, 12に、風乾状態の紙に対して坪量 $d = d_p + d_w$ (g/m^2)を変化させたときの共振周波数のシフトと共振ピーク電圧の減衰の測定結果を示した。図11, 12での実線は最小自乗法でフィティングしたものである。下の(傾斜の緩い)実線は絶乾状態の紙で坪量を変化させたときのデータに合わせた最小自乗直線で、上の(傾斜の急な)実線は各一定の坪量で水分 $m_p = 100d_w / (d_p + d_w)$ (%)を変化させたときのデータに合わせた最小自乗直線である。図12に顕著なように、水分 $m_p = 100d_w / (d_p + d_w)$ (%)を変化させたときの直線の傾きは、各坪量に対して一定ではなく坪量の変化と共に傾斜も変化している。そこで、式(7)のようにクロス項が必要である。式(7)を書き直すと

$$V_t = ad_p + (b + cd_p)d_w \quad (8)$$

$$V_o = fd_p + (e + gd_p)d_w$$

となり、式(8)は d_p や d_w に対して簡単に解析的に解ける。即ち、

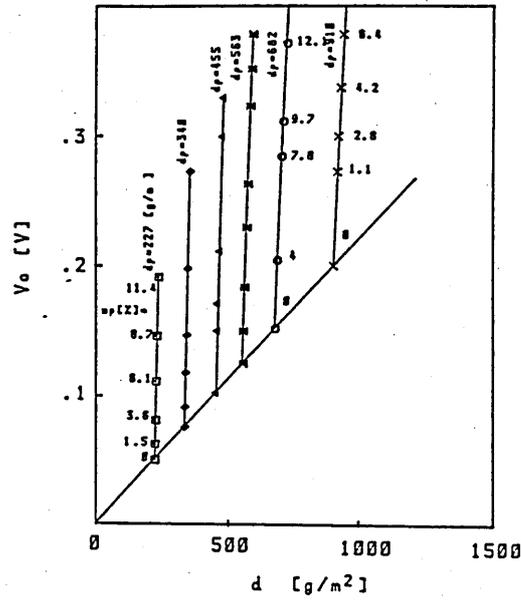


図 1.1 風乾紙の坪量による共振ピーク電圧の減衰量の変化

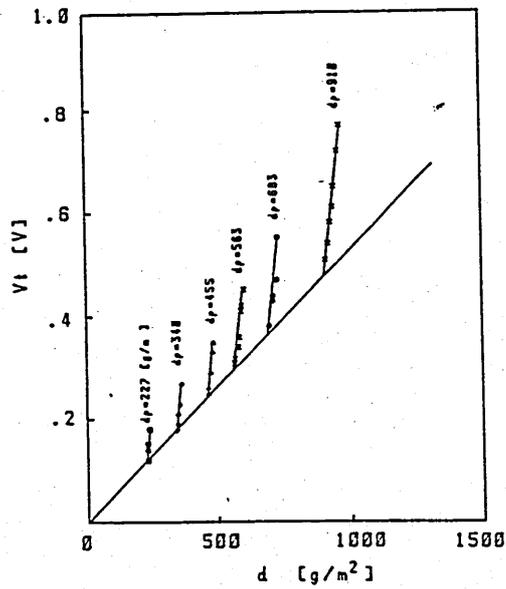


図 1.2 風乾紙の坪量による共振周波数のシフト量の変化

$$m = (gV_t + fb - cV_o - ae) / 2(ag - fc) \quad (9)$$

$$n = (bV_o - eV_t) / (ag - fc)$$

と置くと

$$d_p = m - (m^2 - n)^{1/2} \quad (10)$$

$$d_w = (V_o - fd_p) / (e + gd_p)$$

となる。つまり、共振ピーク電圧の減衰量 V_o と共振周波数のシフト量 V_t を測定すれば、予め実測しておいた定数 a, b, c, e, f, g から、一意的に紙の坪量と水分量とが求められる。

従来の方式と違いを明らかにするために、実測データをもとにして共振周波数のシフト量を横軸に共振ピーク電圧の減衰量を縦軸にして、紙の坪量と水分量とをパラメータにしたチャートを図13から図15に書いてみた。図13は式(5)を図示したもので、図14は式(6)を図示したもので、図15は式(7)を図示したものである。ここでの新しい提案は、式(6)のように共振ピーク電圧の減衰と共振周波数のシフトが紙の坪量と水分量との両方にそれぞれ依存していることである。図

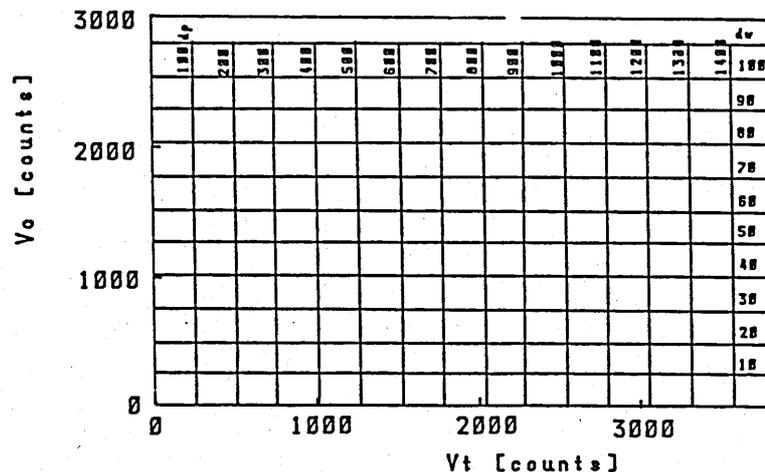


図13 式(5)による共振ピーク電圧の減衰と共振周波数のシフトのチャート

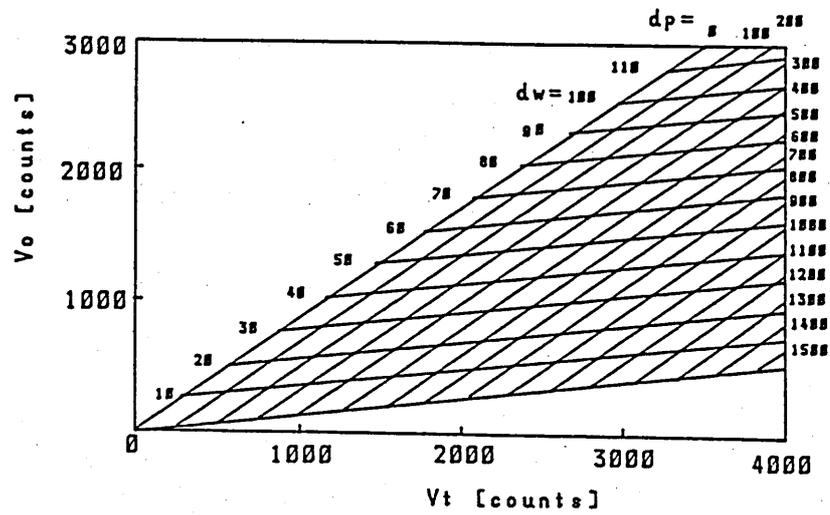


図14 式(6)による共振ピーク電圧の減衰と共振周波数のシフトのチャート

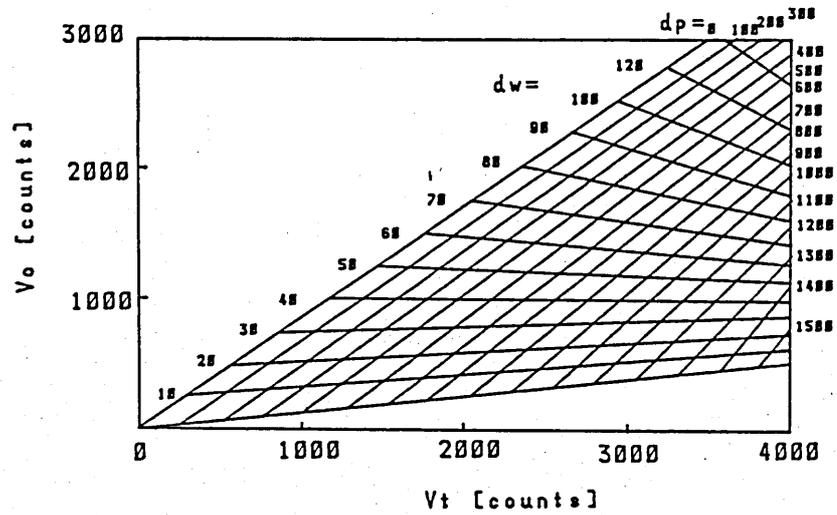


図15 式(7)による共振ピーク電圧の減衰と共振周波数のシフトのチャート

13と図14とを比較すると良く理解できるように、式(5)では誤差が非常に大きい。更に、式(6)よりより高精度に紙の坪量と水分量とを求めるには式(7)のようなクロス項が必要である。クロス項の影響は図13の従来との方法に比較して、図15に見られるように $d_w=40$ 以下では水分量は紙の坪量により低く評価し、 $d_w=40$ 以上では高く評価しすぎる。つまり、式(7)より

$$V_o = ed_w + (f + gd_w)d_p$$

と書き直すと $f + gd_w = 0$ となる d_w が約 $40[\text{g}/\text{m}^2]$ で、この付近では $V_o = ed_w$ となり従来の考え方、式(5)、と一致するが、高精度測定には式(7)で評価する必要がある。

§6 おわりに

紙の坪量計と水分計とは別々に開発されていたが、ここに異質な坪量計と水分計と一体にしたBMセンサーの基礎理論と実測結果を示した。紙の坪量計と水分計と切り離すことができず、水分パーセントを知るには紙の坪量を知る必要があり、風乾紙の坪量から絶乾坪量を知るには水分量を知る必要がある。ところが、坪量計と水分計とは違った装置で空間的にもあるいは時間的にも異なったものを測定していたり、共振ピーク電圧の減衰から水分量を、共振周波数のシフトから紙の坪量を測定するという単純な考え方では到底高精度測定は行えないことを実測データをもとにして議論した。

一個の空洞共振器で紙の坪量と水分量と同時に測定できることは、機器の構成を単純化し、即座に紙の絶乾坪量と水分量（又は水分パーセント）と風乾坪量を表示しえることは操作性の能率化、容易化にもつながる。ここでは主にプラスチックや紙について議論、実験してきたが、ガス、粉体、固体等についても誘電率の違いにより計測できるものと考えられる。

参考文献

- (1) 佐々木 宏、計装、第28巻第2号 47-52 (1985)
- (2) 清部政一郎、平野時男、横河北振技報、3月号 1-4 (1984)
- (3) 妹背和男、赤外線技術研究会、IR-162 (1986)
- (4) 佐々木真一、昭58-30534
- (5) 浅田常三郎、阿部睦介、応用物理 12 64-66、115-117 (1943)
- (6) 岡小天、中田修、固体誘電体論 (岩波書店)
- (7) P.Debye、Polar Molecules (Reinhold Publishing Corporation, New York、1929)

輻射科学研究会資料

RS86-16

パッチアンテナで終端した円偏波
マイクロストリップラインアンテナ

西垣 昭宏, 渡部 勉, 西村 貞彦
(大阪大学 基礎工学部)

杉尾 嘉彦, 牧本 利夫
(摂南大学 工学部)

昭和61年12月13日

パッチアンテナで終端した円偏波マイクロストリップラインアンテナ

西垣 昭宏, 渡部 勉, 西村 貞彦
(大阪大学 基礎工学部)
杉尾 嘉彦, 牧本 利夫
(摂南大学 工学部)

1. まえがき

近年, 薄型で軽量の円偏波アンテナとして, プリント基板で構成された円偏波プリントアンテナの研究が活発に行われている。プリントアンテナは, その放射系, 給電系を一体として構成するため, アンテナの小型化, 軽量化ができるなどの特長を持つ。この円偏波プリントアンテナの構成法については, 主として次の3種類に代表される。マイクロストリップ線路のストリップ導体をクランク状, もしくは他の形状に折曲げ円偏波放射素子を構成するマイクロストリップラインアンテナ^{[1]-[4]}, 円形, 方形などの開放型平面回路による共振素子を円偏波放射素子として用いるマイクロストリップパッチアンテナ^{[5]-[7]}, そしてマイクロストリップ線路の地導体に設けた八の字形のスロットを円偏波放射素子とするマイクロストリップスロットアンテナ^[8]である。

このうち, マイクロストリップラインアンテナについては, Rampart line antenna^[1], Chain antenna^[2], 正方形ループ形アンテナ^[3], クランク形アンテナ^[4]などの形状のものが提案されている。[1]は形, [2]は形, [3]は形, [4]は形を基本素子とするラインアンテナであり, [1]と[4]の形状は基本的には同じ形状に属している

が、[1] はブロードサイド方向に円偏波を放射する特別な形状寸法のみが与えられているのに対して、[4] は任意方向に円偏波を放射する一般的な条件式が与えられている。

また、円偏波パッチアンテナについては、2点給電正方形パッチアンテナ^[5]、1点給電を用いた方形および円形パッチアンテナ^[6]、ベア素子を用いたパッチアンテナ^[7]などが報告されている。

本報告は、[4]のクランク形円偏波マイクロストリップラインアンテナの終端に、[5]の正方形パッチアンテナを接続する新しい構成法を示している。^[9] 従来は整合負荷によって消費されていた終端電力を放射に用いている点、パッチアンテナとラインアンテナがエッチングで同時に形成され、工程の短縮ができるなどの点で、この構成法は有効である。ここでは、パッチアンテナで終端した円偏波マイクロストリップラインアンテナについて、従来の整合負荷終端型との特性の違いを明らかにし、その結果を報告している。

2. 円偏波マイクロストリップラインアンテナ

一般に伝送線路であるマイクロストリップ線路に折り曲げ部などの不連続部を設けると、放射が生じることは知られている。マイクロストリップラインアンテナは、この放射を積極的に利用したもので、ストリップ導体を周期的に折り曲げて円偏波アンテナを構成している。この円偏波アンテナの終端に共振型の円偏波パッチアンテナを接続することにより、従来整合負荷に消費させていた電力を有効に利用することができる。

2-1. 1次元アレーアンテナの形状

1次元アレーアンテナの形状を図1に示す。図1(a)は従来の整合負荷終端型(4素子)、図1(b)はパッチ終端型(4.5素子+パッチ素子)である。

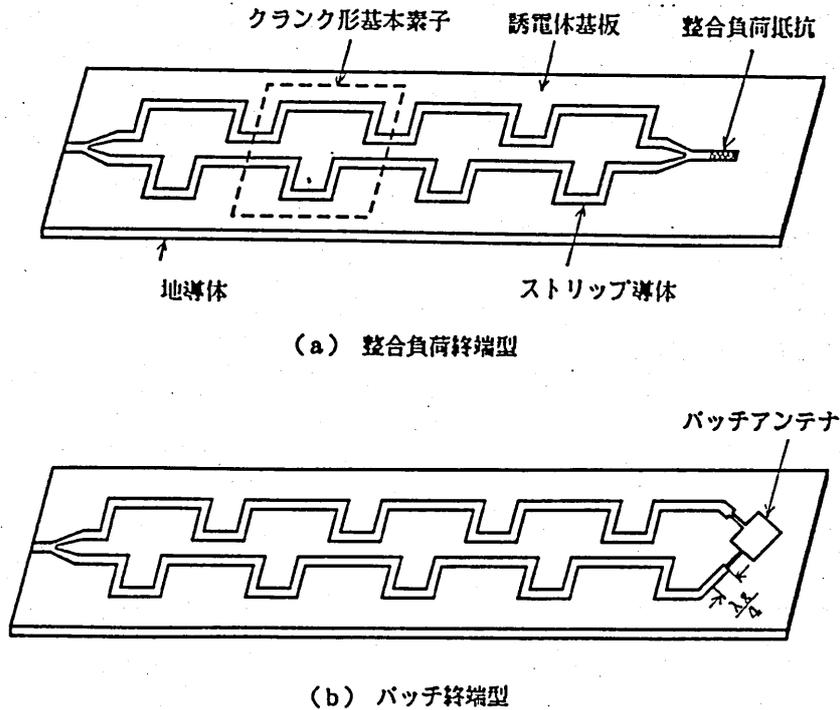


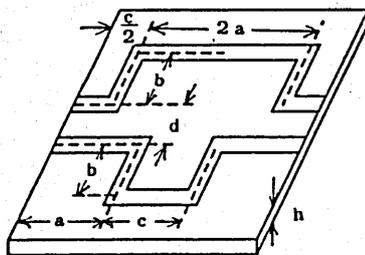
図1 1次元アレーアンテナの形状

ラインアンテナ部はストリップ導体をクランク状に折り曲げたものを2本、平行に並べ、一方を半周期ずらした形状をしている。このアンテナは図1(a)の点線で囲まれた部分、すなわち、一對の基本周期を素子アンテナとした進行波型1次元アレーアンテナになっている。

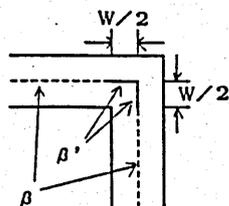
パッチアンテナ部はラインアンテナの終端に、従来の整合負荷に代えて正方形パッチ素子を接続したものである。クランク形の2本のラインの一方に図1(b)のように $\lambda g/4$ の線路を挿入してパッチ素子に2点給電を行い、円偏波を放射させている。また、ライン部とパッチ部を接続する線路の長さは、各クランク形基本素子とパッチアンテナの放射する電磁波の位相が主ビーム方向で一致するよう設計されている。

2-2. 基本素子の指向特性

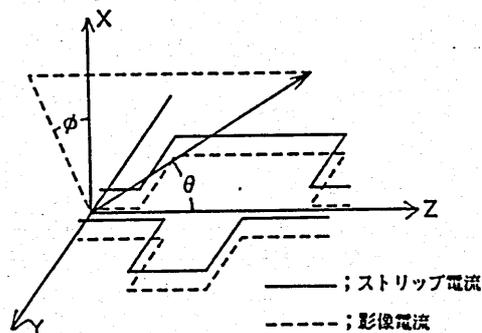
一般に、マイクロストリップアンテナの指向性を計算する方法としては、ストリップ導体の中心部を流れる電流を放射源とする方法と、ストリップ導体の外辺部の磁流を放射源とする方法がある。ここでは進行波型のクランク形基本素子の計算に前者の方法を(2-2-1)、共振型のパッチアンテナの計算に後者の方法を(2-2-2)用いている。



(a) 基本素子



(c) 位相定数



(b) 理想化した基本素子

図2 クランク形基本素子の形状

2-2-1. クランク形基本素子

図2(a)にクランク形基本素子の形状を示している。ここではマイクロストリップラインアンテナの指向性を計算するために、図2(b)のように理想化した基本素子を考える。すなわち、次のように仮定する。

- 1) ストリップ導体近傍は、誘電率が ϵ_{eff} の一様な媒質である。
- 2) ストリップ電流は、ストリップ導体の中心線に沿って集中していて、かつ、地導体による影像電流を考える。
- 3) ストリップ電流の振幅は一定で、角部での反射は考えない。
- 4) 図2(c)に示すように、直線部の位相定数 β に対し、角部の位相定数 β' を実効位相定数として区別する。

この条件で、基本素子から放射される遠方界を計算した結果を次に示している。

$$\begin{aligned}
 E_{\theta} = & -K' \sin(k_e h \sin \theta \cos \phi) \\
 & \cdot \left[\frac{\sin \theta}{1 - \eta \cos \theta} \left\{ \exp(j k \frac{d}{2} \sin \theta \sin \phi) \left[\sin \phi - \sin \left[\frac{\beta}{2} \{ (1 - \eta \cos \theta)(c - W) + 2b - 4\delta \} \right] \right. \right. \\
 & \quad + \exp(-j k \frac{d}{2} \sin \theta \sin \phi) \left[\sin \phi - \sin \left[\frac{\beta}{2} \{ (1 - \eta \cos \theta)(2a + W) + 2b - 4\delta \} \right] \right] \\
 & \quad + \exp\{j k (b + \frac{d}{2}) \sin \theta \sin \phi\} \cdot \sin\left\{ \frac{\beta}{2} (1 - \eta \cos \theta)(c - W) \right\} \\
 & \quad + \exp\{-j k (b + \frac{d}{2}) \sin \theta \sin \phi\} \cdot \sin\left\{ \frac{\beta}{2} (1 - \eta \cos \theta)(2a - W) \right\} \right\} \\
 & + \frac{\sin \theta}{1 - \eta \cos \theta} \cdot \sin\left[\frac{\beta}{4} \left(1 - \frac{\delta}{W} - \eta \cos \theta \right) W \right] \\
 & \quad \cdot \left[\exp(j k \frac{\beta}{2} \sin \theta \sin \phi) \cdot \cos\left[\frac{\beta}{4} \{ (1 - \eta \cos \theta)(2c + W) + 4b - 7\delta \} \right] \right. \\
 & \quad + \exp(-j k \frac{\beta}{2} \sin \theta \sin \phi) \cdot \cos\left[\frac{\beta}{4} \{ (1 - \eta \cos \theta)(4a + W) + 4b - 7\delta \} \right] \\
 & \quad + \exp\{j k (b + \frac{d}{2}) \sin \theta \sin \phi\} \cdot \cos\left[\frac{\beta}{4} \{ (1 - \eta \cos \theta)(2c - W) - \delta \} \right] \\
 & \quad + \exp\{-j k (b + \frac{d}{2}) \sin \theta \sin \phi\} \cdot \cos\left[\frac{\beta}{4} \{ (1 - \eta \cos \theta)(4a - W) - \delta \} \right] \left. \right] \\
 & - \cos \theta \sin \phi \cdot (P - Q + R - S) \tag{1}
 \end{aligned}$$

$$E_{\phi} = K' \sin(k_e h \sin \theta \cos \phi) \cdot \cos \phi \cdot (P - Q + R - S) \tag{2}$$

ただし、

$$K' = 120 J_0 \frac{k}{\beta} \exp(-j\phi) \frac{\exp(-jkr)}{r}, \quad \phi = \frac{\beta}{2} \{(1 - \eta \cos \theta)(2a + c) + 2b - 4\delta\} \quad (3)$$

$$\Psi_1 = \beta \{(1 - \eta \cos \theta)c + b - 2\delta\}, \quad \Psi_2 = \beta \{(1 - \eta \cos \theta)2a + b - 2\delta\} \quad (4)$$

$$P = \frac{\sin\left\{\frac{\beta}{2}(1 - \eta \sin \theta \sin \phi)(b - W)\right\}}{1 - \eta \sin \theta \sin \phi} \cdot [\exp\{j(k \frac{b+d}{2} \sin \theta \sin \phi + \frac{\Psi_1}{2})\} + \exp\{-j(k \frac{b+d}{2} \sin \theta \sin \phi + \frac{\Psi_2}{2})\}] \quad (5)$$

$$Q = \frac{\sin\left\{\frac{\beta}{2}(1 + \eta \sin \theta \sin \phi)(b - W)\right\}}{1 + \eta \sin \theta \sin \phi} \cdot [\exp\{j(k \frac{b+d}{2} \sin \theta \sin \phi - \frac{\Psi_1}{2})\} + \exp\{-j(k \frac{b+d}{2} \sin \theta \sin \phi - \frac{\Psi_2}{2})\}] \quad (6)$$

$$R = \frac{2 \sin\left\{\frac{\beta}{4}(1 - \frac{\delta}{W} - \eta \sin \theta \sin \phi)W\right\}}{1 - \frac{\delta}{W} - \eta \sin \theta \sin \phi} \cdot \cos\left[\frac{\beta}{4}\{(1 - \eta \sin \theta \sin \phi)(2b - W) - \delta\}\right] \cdot [\exp\{j(k \frac{b+d}{2} \sin \theta \sin \phi + \frac{\Psi_1}{2})\} + \exp\{-j(k \frac{b+d}{2} \sin \theta \sin \phi + \frac{\Psi_2}{2})\}] \quad (7)$$

$$S = \frac{2 \sin\left\{\frac{\beta}{4}(1 - \frac{\delta}{W} + \eta \sin \theta \sin \phi)W\right\}}{1 - \frac{\delta}{W} + \eta \sin \theta \sin \phi} \cdot \cos\left[\frac{\beta}{4}\{(1 + \eta \sin \theta \sin \phi)(2b - W) - \delta\}\right] \cdot [\exp\{j(k \frac{b+d}{2} \sin \theta \sin \phi - \frac{\Psi_1}{2})\} + \exp\{-j(k \frac{b+d}{2} \sin \theta \sin \phi - \frac{\Psi_2}{2})\}] \quad (8)$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda_0}, \quad \beta = \frac{2\pi}{\lambda_g}, \quad \eta = \frac{\lambda_g}{\lambda_0}, \quad \delta = (1 - \frac{\beta'}{\beta}) W \quad (9)$$

ここで、 a , b , c は図 2 (a) に示す基本素子の各辺の長さ、 W は直線部の線路幅、 h は基板の厚さ、 $k_e = \sqrt{\epsilon_{eff}} \cdot 2\pi / \lambda_0$, η は直線状マイクロストリップ線路の実効波長短縮率、 λ_0 は自由空間波長、 λ_g はマイクロストリップ線路の線路波長である。 δ は式(9)で定義された辺の長さの補正長で、この値は角部における物理長と電気長の差を意味している。

このとき、 $\theta = \theta_m$, $\phi = 0^\circ$ 方向への放射が円偏波となる条件は、基本素子から放射される E_θ 成分と E_ϕ 成分の振幅が等しく、位相が 90° 異なることである。これは基本素子の円偏波条件であり、次式で与えられる。

$$E_\phi = \pm j E_\theta \quad (10)$$

さらに、この基本素子を用いて1次元アレーアンテナを構成する場合、各基本素子から $\theta = \theta_m$, $\phi = 0^\circ$ 方向へ放射する電磁波が同位相となる条件も考える必要がある。これは、基本素子の始点および終点から放射される電磁波の同位相条件として、次式で示される。

$$\beta(2a + 2b + c - 4\delta) - k(2a + c)\cos\theta_m = 2n\pi \quad (n \text{ は整数}) \quad (11)$$

式(1)~(11)より、クランク形円偏波マイクロストリップラインアンテナの設計に用いる円偏波放射条件式を求めることができる。^[10]
 $n = -2$ の場合について、計算結果のみを次に示している。

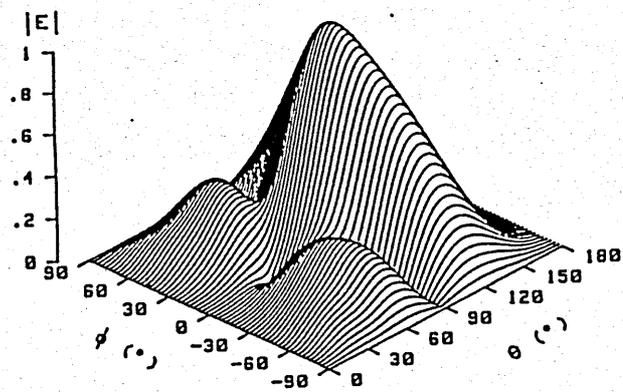
$$b + (1 - \eta \cos\theta_m)2a = 2\delta + \lambda g \left\{ 1 \mp \frac{1}{\pi} \tan^{-1} \theta \right\} \quad (12)$$

$$b + (1 - \eta \cos\theta_m)c = 2\delta + \lambda g \left\{ 1 \pm \frac{1}{\pi} \tan^{-1} \theta \right\} \quad (13)$$

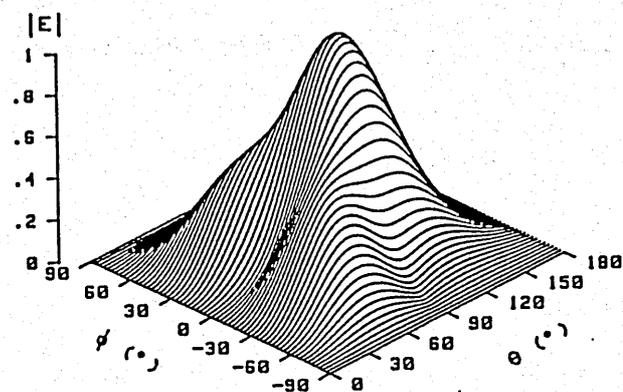
$$\theta = \frac{(W - \delta)\sin\theta_m}{W(1 - \eta \cos\theta_m) - \delta} \cdot \frac{\sin\{\frac{\beta}{2}(b - \delta)\} - \frac{\delta}{W(1 - \eta \cos\theta_m)} \sin\{\frac{\beta}{2}(b + W - \eta W \cos\theta_m - 2\delta)\}}{\sin\{\frac{\beta}{2}(b - \delta)\} - \frac{\delta}{W} \sin\{\frac{\beta}{2}(b - W)\}} \quad (14)$$

ただし、±の上号は左旋円偏波、下号は右旋円偏波の場合を示す。
 式(12)~(14)で W , λg , η , δ , θ_m , および適当な b を与えることにより、 a と c の値が求まり、クランク形マイクロストリップラインアンテナを設計することができる。

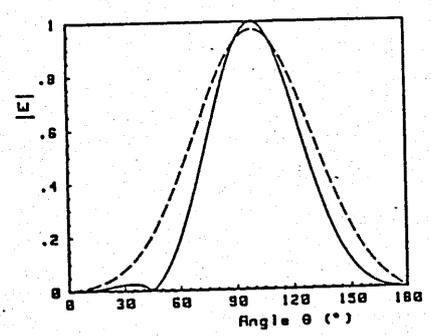
いま、 $W = 2\text{mm}$, $\eta = 0.678$, $\delta = \frac{0.188}{8} \lambda g$, $\theta_m = 90^\circ$,
 $b = \frac{3}{8} \lambda g + \delta$, として中心周波数 $f = 11.95\text{GHz}$ における基本素子の設計を行い、その電界指向特性の式(1)(2)による計算例を図3に示している。



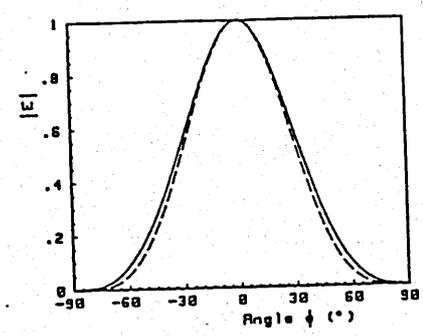
(a) E_θ 成分



(b) E_ϕ 成分



(c) ZX面指向性



(d) XY面指向性

(— : E_θ 成分, - - - : E_ϕ 成分)

図3 クランク形基本素子の指向性図

2-2-2. 正方形パッチアンテナ

図4のようにプリント基板上の正方形パッチアンテナを考える。このアンテナは開放型の共振器と見なせるので、 TE_{nm} モードが共振するとき、パッチアンテナと地導体の間にはX方向の電界成分 E_x のみが存在し、近似的に次式で示される。〔11〕

$$E_x = E_{nm} \cdot \cos \frac{n\pi Z}{S} \cdot \cos \frac{m\pi Y}{S} \quad (15)$$

ただし、 S は正方形パッチアンテナの1辺の長さである。ここで、パッチの周辺に垂直な外向きの単位ベクトルを n とすると、アンテナの周囲に磁流 $M = E \times n$ が定義される。この磁流を波源とすることによって、遠方界を求めることができる。

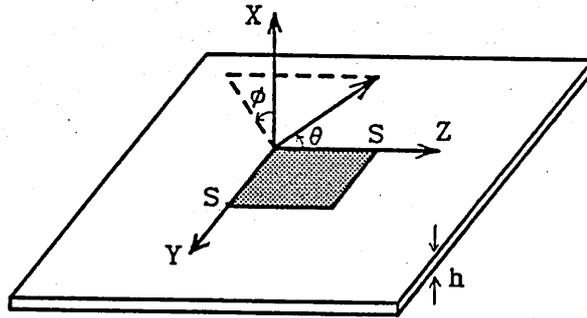


図4 正方形パッチアンテナ

いま、ブロードサイド方向で円偏波を放射するためには、Z方向Y方向にそれぞれ基本モード TE_{01} 、 TE_{10} を励振し、 90° の位相差を与えればよい。この条件で、円偏波パッチアンテナの遠方界を計算した結果を次式に示している。

$$E_{\theta} = K'' \sin(k_e h \sin \theta \cos \phi) \cdot \left\{ \frac{\sin\left(\frac{kS}{2} \sin \theta \sin \phi\right) \cdot \cos\left(\frac{kS}{2} \cos \theta\right)}{\sin^2 \theta \sin \phi} \pm j \cos\left(\frac{kS}{2} \sin \theta \sin \phi\right) \cdot \sin\left(\frac{kS}{2} \cos \theta\right) \cdot \frac{\sin \phi}{\left(\frac{\pi}{kS}\right)^2 - (\sin \theta \sin \phi)^2} \right\} \quad (16)$$

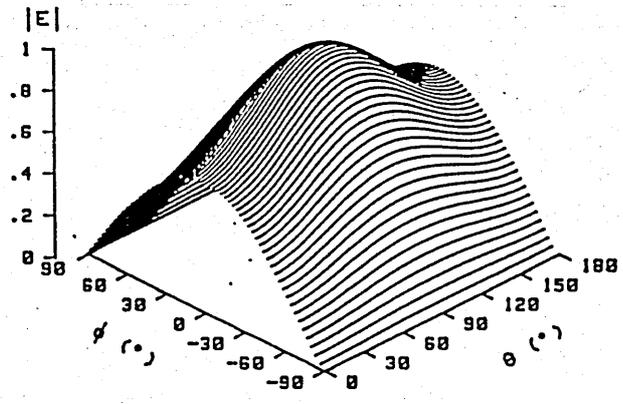
$$E_{\phi} = -K'' \frac{\sin(k_e h \sin \theta \cos \phi)}{\cos \phi} \cdot \left\{ \frac{\sin\left(\frac{kS}{2} \sin \theta \sin \phi\right) \cdot \cos\left(\frac{kS}{2} \cos \theta\right) \cdot \cos \theta}{\sin^2 \theta} \cdot \frac{\left(\frac{\pi}{kS}\right)^2 - 1}{\left(\frac{\pi}{kS}\right)^2 - \cos^2 \theta} \mp j \frac{\cos\left(\frac{kS}{2} \sin \theta \sin \phi\right) \cdot \sin\left(\frac{kS}{2} \cos \theta\right)}{\cos \theta} \cdot \frac{\left(\frac{\pi}{kS}\right)^2 - \sin^2 \phi}{\left(\frac{\pi}{kS}\right)^2 - (\sin \theta \sin \phi)^2} \right\} \quad (17)$$

ただし、

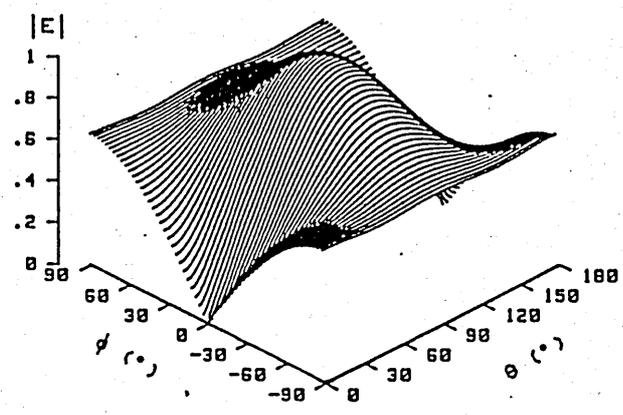
$$K'' = -j \frac{V_0}{k_e h} \frac{2 \exp(-j k r)}{\pi r} \cdot \exp\left\{j \frac{S}{2} (\sin \theta \sin \phi + \cos \theta)\right\} \quad (18)$$

ここで、±の上号は左旋円偏波、下号は右旋円偏波の場合を示す。

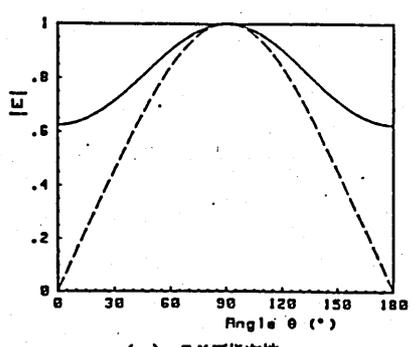
いま、一例として中心周波数 $f = 11.95 \text{ GHz}$ のとき、1辺の長さ $S = 0.289 \lambda_0$ を選び、式(16)(17)を計算した結果を図5に示している。



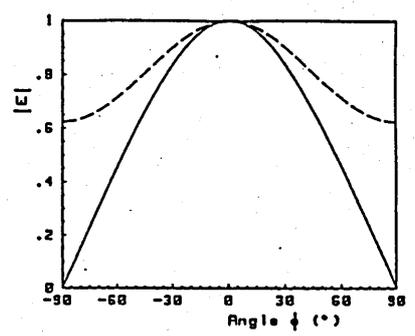
(a) E_θ 成分



(b) E_ϕ 成分



(c) ZX面指向性



(d) XY面指向性

(— : E_θ 成分, ---- : E_ϕ 成分)

図5 バッチアンテナの指向性図

2-3. 正方形パッチアンテナの接続方法

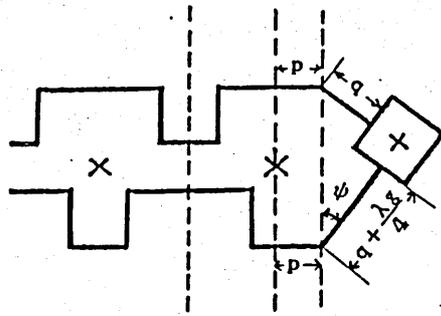
クランク形基本素子にパッチアンテナを接続する場合、主ビーム方向に放射する電磁波の位相が同位相となるように接続部分の長さを調整する必要がある。いま、パッチアンテナの2本の給電回路のうち、一方に $\lambda g/4$ の線路を挿入するので、図6(a)のようにパッチアンテナがY軸に対して角度 ψ 傾いて配置されている。すなわち、クランク形基本素子の形状とパッチアンテナの1辺の長さ S が決まれば、角度 ψ および線路の長さ q は幾何学的に決まる。したがって、位相調整の機能を持つのは線路の長さ p だけである。ここで、それぞれの素子が図6(a)に示す \times 点を位相中心として放射しているとすると、 $\theta = \theta_m$ 方向で同位相となる p は次式で示される。

$$p = \frac{1}{1 - \eta \cos \theta_m} \left\{ \left(\frac{3}{2} \pi - \psi \right) \frac{\lambda g}{2\pi} - q + \eta \left(q + \frac{S}{2} \right) \cos \theta_m \cos \psi \right\} \quad (19)$$

ここでは、説明を簡単にするために、ブロードサイド方向 ($\theta = 90^\circ$, $\phi = 0^\circ$) に放射する場合について、クランク形基本素子およびパッチアンテナの位相を考える。

まずクランク形基本素子については、全長 $2\lambda g$ の2本のラインの左端からそれぞれ同相で給電したとき、流れる瞬時電流の向きを図6(b)に示している。ラインには進行波電流が流れているため、基本素子から放射される電磁波の合成電界ベクトルの向きは、 $t = 0$ から $t = 1/f$ の間に図のように回転している。

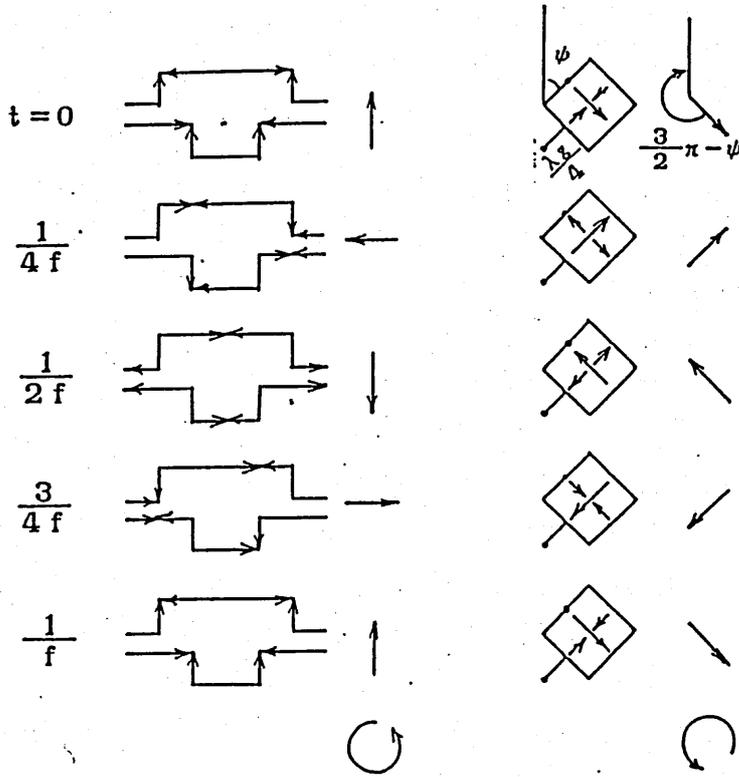
またパッチアンテナについても、クランク形素子と同相に給電したとき、図6(c)のような瞬時電流が示され、合成電界ベクトルの向きが図のように回転している。ただし、パッチアンテナの2点の給電点の一方には $\lambda g/4$ の線路による 90° の位相遅れがある。同図(b)(c)より、パッチアンテナの位相はクランク形素子に対して、 $\frac{3\pi}{2} - \psi$ 進んでいると言える。したがって、この位相差をなくすように p の長さを選ぶ必要がある。



(a) 接続部の形状

$\theta_s = 90^\circ$ の場合

$$p = \left(\frac{3}{2}\pi - \psi \right) \frac{\lambda_g}{2\pi} - q$$



(b) クランク形素子の瞬時電流分布

(c) パッチアンテナの瞬時電流分布

図6 パッチアンテナの接続方法

2-4. 1次元アレーアンテナの能率

1次元アレーアンテナの特性を比較する場合、能率を用いることは非常に重要である。能率はアンテナの開口面に対して得られる最大利得と動作利得の比で示される。ここでは、マイクロストリップラインアンテナをバッチで終端した場合としない場合について、それぞれの能率と素子数との関係を求めている。

2-4-1. 整合負荷終端型1次元アレーアンテナ

マイクロストリップラインアンテナの能率 η_0 は、開口能率 η_a 、給電能率 η_b 、放射能率 η_c の積として次式で示される。

$$\eta_0 = \eta_a \cdot \eta_b \cdot \eta_c \quad (20)$$

まず、開口能率 η_a とは、1次元アレーアンテナの各基本素子の振幅分布により定まる量で、最大能率を示す等振幅の場合を1として、次式で示される。^[12]

$$\eta_a = \frac{1}{A} \cdot \frac{\int_s |F(Z, X)|^2 dS}{\int_s |F(Z, X)|^2 dS} \quad (21)$$

ただし、 $F(Z, X)$ は ZX 平面の振幅分布、 A は開口面積である。

いま、マイクロストリップラインアンテナのストリップ導体を流れる電流は、図7(a)のように指数関数的に減少している。すなわち、同図(b)に示す振幅分布を仮定できる。ここで、 Z 方向の基本素子長を L 、素子数を N とし、基本素子を面状に配列したときの Y 方向の列間隔を D として、開口面積 $A = NDL$ を考える。このとき、1素子あたりの振幅の減衰率 α を用いて、開口能率 η_a が次式のように計算される。

$$\eta_a = \frac{\{1 - \exp(-N\alpha)\}\{1 + \exp(-\alpha)\}}{N\{1 + \exp(-N\alpha)\}\{1 - \exp(-\alpha)\}} \quad (22)$$

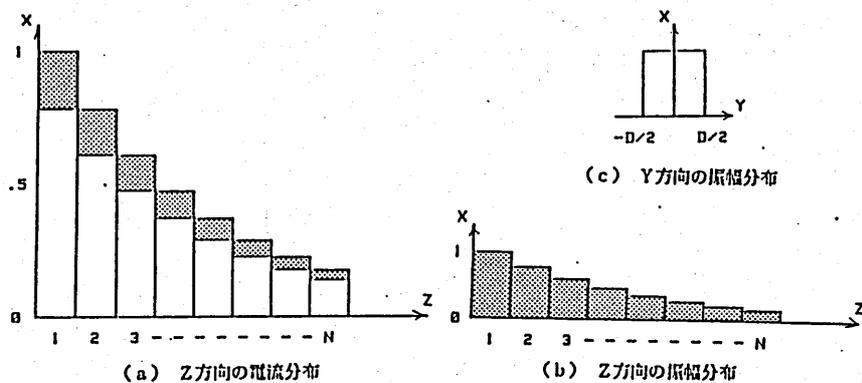


図7 整合負荷終端型1次元アレーアンテナの振幅分布

次に、給電効率 η_b とは、ラインアンテナの終端で消費される電力の損失の割合として次式で示される。

$$\eta_b = 1 - \exp(-2N\alpha) \quad (23)$$

ここで、 $\exp(-2N\alpha)$ は終端整合負荷に消費される電力である。

さらに、放射効率 η_c とは、1素子当りの放射量と減衰量の割合として示している。これは、ストリップ導体を進行する電流の導体損と誘電体損による減衰と考えられる。

いま、 $\eta_c = 0.82$ 、 $\alpha = 0.087$ としたときの式(20)による能率 η_e の計算結果を図8に示している。図から分かるように、素子数 N には最適値があり、その範囲は $N = 12 \sim 16$ 付近となっている。これは同時に、終端電力 $10 \log \{ \exp(-2N\alpha) \} = -10 \text{ dB} \sim -12 \text{ dB}$ 付近で最適能率が得られることも示している。

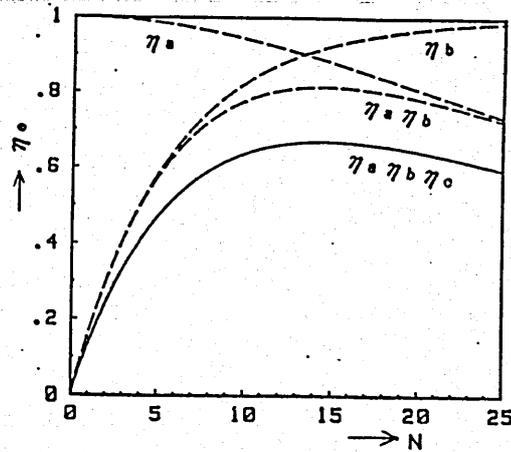


図8 能率と素子数の関係 (整合負荷終端型)

2-4-2. バッチ終端型1次元アレーアンテナ

バッチアンテナで終端された場合、図9(a)に示すように終端電力がほとんどバッチに励振されるため、同図(b)の振幅分布を仮定できる。簡単のためにバッチアンテナの素子長をラインアンテナの基本素子長 L と等しいとすると、(2-4-1)と同様に開口能率 η_0 が次式のように計算される。

$$\eta_0 = \frac{1 - \exp(-2\alpha)}{N+1} \left\{ \frac{1 - \exp(-N\alpha)}{1 - \exp(-\alpha)} + \frac{\exp(-N\alpha)}{\sqrt{1 - \exp(-2\alpha)}} \right\}^2 \quad (24)$$

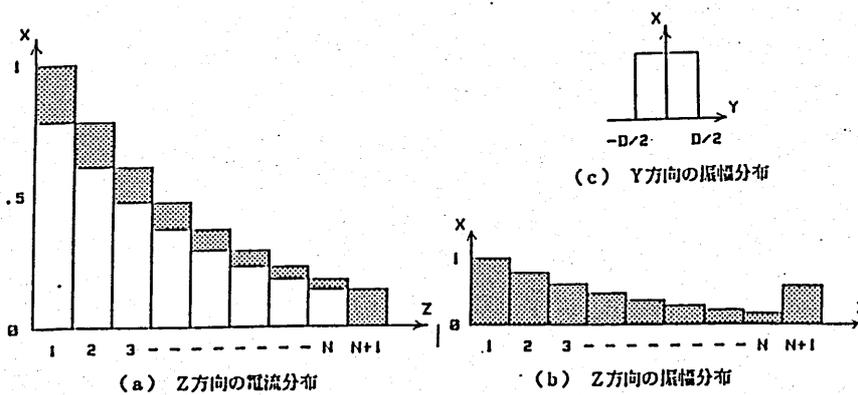


図9 バッチ終端型1次元アレーアンテナの振幅分布

いま、パッチ終端型においては終端電力も放射されるため、給電能率 $\eta_b = 1$ である。ここでパッチ部の η_o がライン部と等しいと仮定したとき、式(20)による能率 η_o の計算結果を図10に示している。図中、図8に示す整合負荷終端型の値を同時に記載している。図10より、パッチ終端型では整合負荷終端型に対して高い能率が得られており、パッチアンテナで終端する構成法が有効であることを示している。ただし、このとき最大能率を得られる素子数 N は、整合負荷終端型では $N = 12 \sim 16$ であるのに対し、パッチ終端型は $N = 8 \sim 10$ であり、最適点が異なっている。

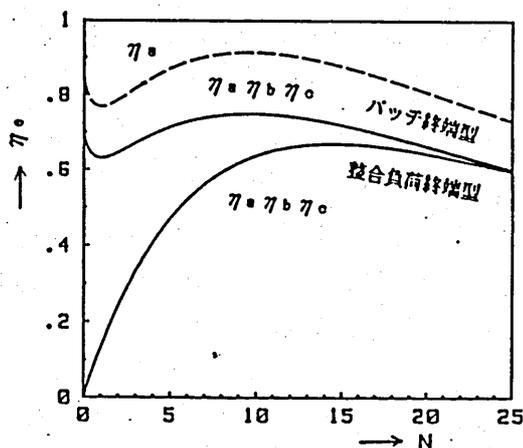


図10 能率と素子数の関係 (パッチ終端型)

2-5. 1次元アレーアンテナの実験結果

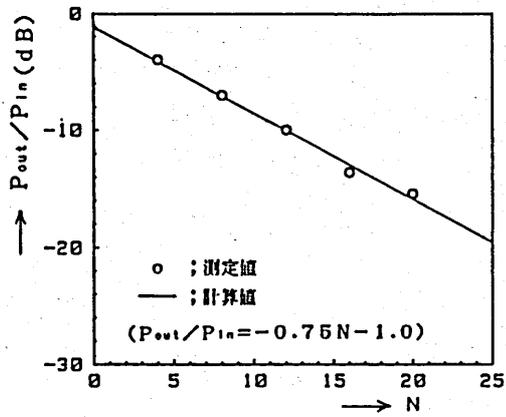
実験には架橋ポリエチレンガラスファイバー基板（比誘電率 2.5, 減衰定数 4.5 dB/m, 厚さ 0.8 mm）を用いた。実験に用いたクランク形基本素子の寸法は, それぞれ, $\theta_m = 90^\circ$, $b = \frac{3}{8} \lambda g + \delta$, $\delta = \frac{0.188}{8} \lambda g$, $W = 2 \text{ mm}$, $\eta = 0.678$ として式(12)~(14)より a および c の値を決めている。またパッチアンテナの寸法は, 1 辺の長さ $S = 0.289 \lambda$ としている。

クランク形基本素子の素子数 $N = 4 \sim 20$ について, 整合負荷終端型およびパッチ終端型 1 次元アレーアンテナの諸特性を測定した。このとき, パッチ終端型の素子数は, 整合負荷終端型に比べ 1.5 素子増えていることになる。

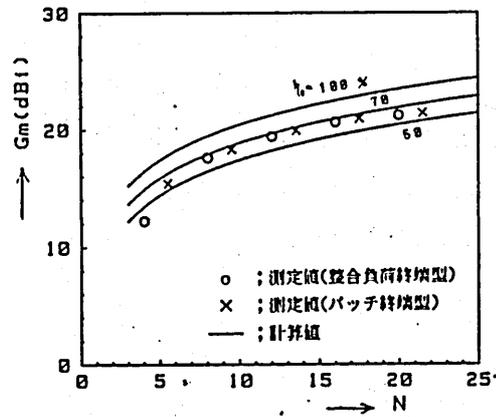
ここでは中心周波数 $f = 11.95 \text{ GHz}$ における測定結果を示している。まず, 整合負荷終端型の終端電力 P_{out}/P_{in} と素子数 N の関係を図 11(a) に示している。同図の回帰直線の傾きからクランク形基本素子 1 素子当りの振幅の減衰率 α を求めることができる。

次に, 動作利得 G_m と素子数 N の関係を図 11(b) に, 能率 η_e と素子数 N の関係を図 11(c) に示す。図 11(b) より, パッチ終端型の動作利得は整合負荷終端型に比べ, 上昇していることが分かる。これを能率で書き直したものが図 11(c) である。これより, 整合負荷終端型の場合, 素子数 $N = 12 \sim 16$ 程度で能率が最大となり, 計算値と良く合っている。また同図より, パッチ終端型の能率は, 素子数が少ないほど大きく上昇する傾向が見られる。すなわち, パッチアンテナで終端する構成法が有効であることを示している。最も能率が良いのは, $N = 8 \sim 12$ 付近であり, その値は, 70% 程度を示している。ここで, パッチ終端型の測定値が計算値より多少低いのは, パッチアンテナの放射能率 η_e がラインアンテナ部よりも大きいためか, あるいは接続部の整合が十分に取れていないため, などが考えられる。

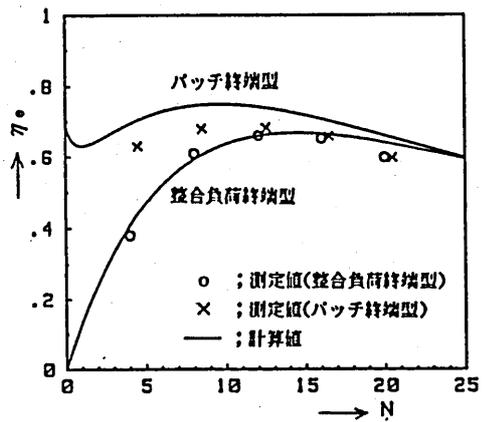
最後に, 代表的な例として, 整合負荷終端型(12素子)およびパッチ終端型(12.5素子+パッチ素子)1次元アレーアンテナの ZX 面における指向特性の測定結果を図 12 に示している。



(a) 終端電力 P_{out}/P_{in} と素子数



(b) 動作利得 G_m と素子数



(c) 能率 η と素子数

図11 1次元アレーアンテナの諸特性

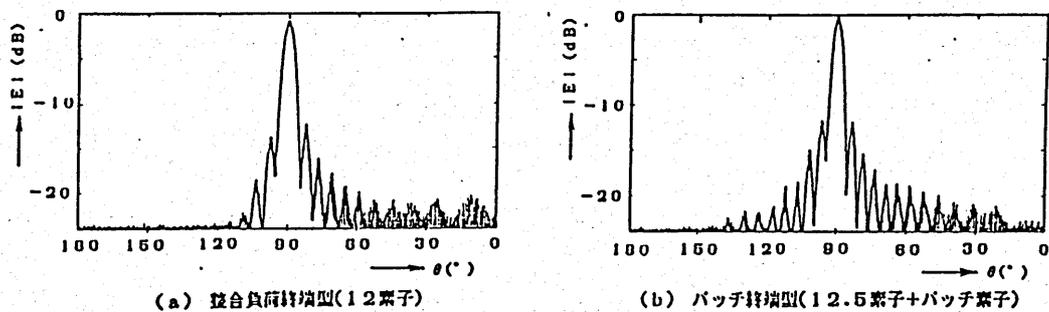


図12 1次元アレーアンテナのZX面指向特性($\phi=0^\circ$, $f=11.95\text{GHz}$)

3. むすび

パッチアンテナで終端した円偏波マイクロストリップラインアンテナは、従来のように終端電力を整合負荷で消費する場合に比べて、能率の点で有効な構成法であることを確認した。実験の結果、パッチ終端型1次元アレーアンテナ、素子数 $N=8\sim 12$ で最適能率70%程度が得られた。またこのアンテナは、アンテナ製作の工程においても、パッチアンテナとラインアンテナがエッチングで同時に形成され、工程の短縮ができるなどの利点を有している。

最後にアンテナの製作に協力して戴いた関西電子工業振興センター・マイクロ波システム研究会の諸氏に感謝します。

参考文献

- [1] C.Wood, P.S.Hall and J.R.James: "Design of wideband circularly polarised microstrip antenna and arrays", IEE, Int. conf.on AP, pp.312-316 (Nov.1978).
- [2] J.Henriksson, K.Markus and M.Tiuri: "A circularly polarised traveling-wave chain antenna", Proc.9th European Microwave Conf., Brighton, pp.174-179 (1979).
- [3] 西村, 牧本: "正方形ループ形円偏波マイクロストリップラインアンテナ", 信学技報, AP81-38 (1981-06).
- [4] 西村, 東耕, 杉尾, 牧本: "クランク形円偏波マイクロストリップラインアンテナ", 昭57信学光・電波全大, S2-14.
- [5] J.Q. Howell: "Microstrip antennas", IEEE Trans., AP-23, 1, pp.90-93 (Jan.1975).
- [6] K.R.Carver, J.W.Mink, "Microstrip antenna technology", IEEE Trans., AP-29, 1, pp.2-24.(Jan.1981)
- [7] 羽石, 吉田, 後藤: "パッチアンテナとそのペア", 信学技報, AP 81-102 (1981-11).
- [8] 中岡, 新井, 伊藤: "円偏波マイクロストリップラインスロットアレーの問題点", 昭57信学光・電波全大, S2-15.
- [9] 西村, 山形, 西垣, 杉尾, 牧本: "パッチアンテナで終端された円偏波マイクロストリップラインアンテナの特性", 昭61信学総全大, 648
- [10] 西村, 山形, 西垣, 杉尾, 牧本: "円偏波マイクロストリップラインアンテナ", 信学技報, AP85-100(1986-01).
- [11] A.G.Derneryd, A.G.Lind, "Extended analysis of rectangular microstrip resonator antennas", IEEE Trans., AP-27, 6, pp.846-849 (Nov.1979)
- [12] 遠藤, 佐藤, 永井: "アンテナ工学", 日刊工業新聞社(1969-09)

輻射科学研究会資料
(RS86-17)

ストリップ線路との電磁界的
結合を利用して励振する
円偏波ループアンテナ

小南昌信 六島 克

(大阪府立大学 工学部)

昭和61年12月13日

於 大阪市立大学

1. まえがき

マイクロ波帯やミリ波帯での平面形アレイアンテナとして、マイクロストリップ線路やイメージ線路のような、開放形伝送線との電磁界的結合を利用して励振する、ダイポールアレイやスロットアレイが注目されている。その1つとして Oltman 他⁽¹⁾によって提案された、2層構造ストリップ線路給電プリントダイポールは、2次元アレイに適したエレメントとして設計法⁽²⁾、理論的解析法等^{(3)~(6)}、種々の研究がなされている。

これらの研究は、主に $1/2$ 波長ダイポールやスロット等の、直線偏波を放射するアンテナエレメントが中心である。ところが、最近ではテレビ衛星放送に見られるように、円偏波を放射する平面形プリントアンテナの重要性が増している。

マイクロストリップ形平面アンテナから、円偏波を発生する方法の1つとして2点給電法⁽⁷⁾がある。これは、比較的広い周波数領域で良好な軸比を与える反面、不可避的に3dBハイブリッド等の位相調整回路を必要とする。そのため、給電系の構成が複雑になり、かつ給電損失なども問題となる。また、給電回路と放射器が同一平面にあるため、アレイを設計する際に、放射器の設計位置に大きな制約を受けるという製作上の難点もある。

ここでは、ストリップ線路との電磁界的結合を利用して励振する新しい円偏波ループアンテナを提案し、その基本的特性を、実験とモーメント法による数値計算によって確認している。

このマイクロストリップ円偏波アンテナは、誘電体基板中を通るストリップ線路と、マイクロストリップ放射素子とを電磁界的に結合させ、ストリップ線路上の進行波電流の行路差を利用してマイクロストリップ放射素子に、位相差 90° の直交モードを発生させる。したがって、従来のような3dBハイブリッドや分岐回路などを必要としないため、構造が極めて簡単で、電氣的損失が少なくアレイの小型化が可能であると考えられる。

2. 円偏波ループアンテナの構造と動作原理

円偏波は、空間的に直交し、 90° の位相差をもつ電磁波から成り立っている。そこで、何らかの方法により、放射器上に動作周波数で共振する、位相差 90° の直交モード電流を発生させれば、円偏波アンテナとして動作することになる。

いま、図1のような周回長が1波長で、互いに直交する位置に電源 V_1 、 V_2 が接続された円形ループアンテナを考える。ループ上には各電源によって励振される2つのモード電流が流れる。それらの間の結合が小さいものとすれば、各電流成分は、

$$\begin{aligned} I_1(\theta) &= A_1 \cos \theta \\ I_2(\theta) &= A_2 \cos(\theta - \pi/2) \end{aligned} \quad (1)$$

で与えられる。ここで振幅 A_1 、 A_2 の絶対値を等しく、位相差を $\pm 90^\circ$ に選べば、合成電流は、

$$\begin{aligned} I(\theta) &= I_1(\theta) + I_2(\theta) \\ &= A_1 \{ \cos \theta + e^{\pm j(\pi/2)} \cos(\theta - \pi/2) \} \\ &= A_1 e^{\pm j\theta} \end{aligned} \quad (2)$$

となり、ループ上には進行波電流が発生することになる。従って、アンテナからの放射界は円偏波となる。

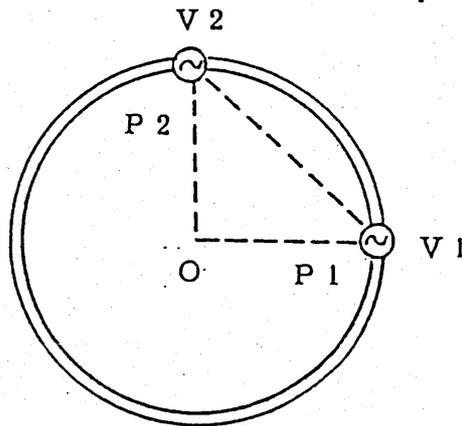


図1 2点給電円形ループアンテナ

この動作原理に従って、2点給電ループアンテナをマイクロストリップ構造で実現しようとするのが図2である。接地誘電体基板中を通るストリップ線路の上部に、誘電体の効果を考慮して1波長で共振する円形ループを配置し、それらの交点は、中心から見て90°となるように選ぶ。そうすると、線路とループ間の電磁界結合により、ループ上の交点付近に2つの電源が接続されたと等価になるものと考えられる。

線路は誘電体中にあり、ループは誘電体表面にあることから、波長短縮率が異なり各導体上での伝搬定数 λ_s 、 λ_a は異なる。ところで、図2より

$$\frac{\overline{P_1 P_2}}{\underline{P_1 P_2}} = \frac{\sqrt{2} a}{\pi a / 2} = \frac{2\sqrt{2}}{\pi} \approx 0.9 \quad (3)$$

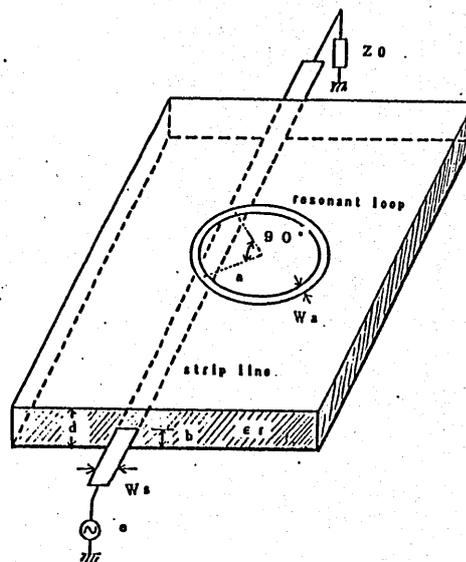
となり2つの給電点間の長さと同様に沿って計った長さの比は、ほぼ0.9である。また、ループは共振すべきことから全周円長は λ_a であり、2電源間の位相差は90°であることから

$$\frac{2\pi}{\lambda_a} \cdot \overline{P_1 P_2} = \frac{2\pi}{\lambda_s} \cdot \underline{P_1 P_2} = \frac{\pi}{2} \quad (4)$$

$$\therefore \frac{\lambda_s}{\lambda_a} = \frac{\overline{P_1 P_2}}{\underline{P_1 P_2}} \approx 0.9 \quad (5)$$

従って図2のアンテナが円偏波を発生するためには、ストリップ線路上の波長とアンテナ上の波長の比は、ほぼ0.9でなければならない事がわかる。

図2
マイクロストリップ形
円偏波ループアンテナ



3. ストリップ線路の準静電的解析

パッチあるいはプリントダイポール等のマイクロストリップ形アンテナの特性は、フーリエ変換領域モーメント法によって、誘電体基板に沿って導波される表面波の効果も含めて厳密に解析することができる^{(8)~(10)}。しかしこの方法では、誘電体基板の効果を表す Green 関数が、平面波の重ね合わせとして二次元 Fourier 逆変換形式で与えられるため数値計算が面倒である⁽¹⁰⁾。また Xバンド以下のマイクロ波帯で使用される比較的薄い PTFE (ポリエチレン) 系誘電体基板では、表面波の励振によって消費される電力は小さいことが分かっている⁽¹⁰⁾。

そこで、本報告では簡単のため多層誘電体構造を、マイクロストリップ線路の準静電的解析⁽¹¹⁾と同様の方法により、均一誘電体構造として評価する。そうするとループアンテナとストリップ線路の結合問題は、均一等価誘電体媒質中の導体系として、よく知られた Richmond のリアクション方程式に基づくモーメント法⁽¹²⁾によって、容易に解析することができる。

準静電的方法によると、図3のような接地誘電体基板中を通るストリップ線路の単位長さ当りの静電容量は、変分表示によって次式で与えられる⁽¹¹⁾。

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{\epsilon_0} F(\epsilon_r)$$

ただし

$$F(\epsilon_r) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\tilde{\rho}^2(\alpha) \tilde{g}(\alpha, b)}{Q^2} d\alpha \quad (6)$$

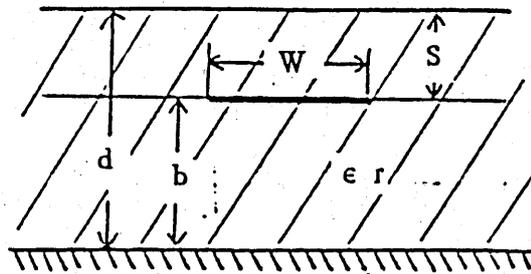


図3 接地誘電体基板中のストリップ線路

である。 $\tilde{\rho}(\alpha)$ は点電荷密度 $\rho(x)$ の x に関するフーリエ変換であり、 Q は、全電荷であり次式で与えられる。

$$Q = \int_{-W/2}^{W/2} \rho(x) dx \quad (7)$$

また、 $\tilde{g}(\alpha, b)$ は、図3の構造に対しては、

$$\tilde{g}(\alpha, b) = \frac{1 + \epsilon_r \coth |\alpha| s}{\epsilon_r |\alpha| [\epsilon_r + \coth |\alpha| s + \{1 + \epsilon_r \coth |\alpha| s\} \coth |\alpha| d]} \quad (8)$$

で与えられる。ここで $s = d - b$ とおいている。

いま電荷密度分布を

$$\rho(x) = \begin{cases} |x| & (|x| \leq w/2) \\ 0 & (|x| > w/2) \end{cases} \quad (9)$$

とすると、そのフーリエ変換は次のように表される。

$$\frac{\tilde{\rho}(\alpha)}{Q} = \frac{\text{SIN } \frac{\alpha w}{2}}{\frac{\alpha w}{2}} - \left(\frac{\text{SIN } \frac{\alpha w}{4}}{\frac{\alpha w}{4}} \right)^2 \quad (10)$$

これより、式(8)、(10)を式(6)に代入して数値積分を実行すれば、ストリップ線路の各特性量は次式で与えられる。

$$\text{等価誘電率: } \epsilon_0 = \frac{F(\epsilon_r)}{F(1)} \quad (11)$$

$$\text{特性インピーダンス: } Z_0 = 120\pi \sqrt{F(1) F(\epsilon_r)} \quad (12)$$

$$\text{伝播定数: } \gamma = k_0 \sqrt{F(\epsilon_r) / F(1)} \quad (13)$$

上式から分かるように、等価誘電率 ϵ_0 は、基板の誘電率 ϵ_r 、厚さ d 、ストリップの位置 b および幅 w の関数として決定される。なおここで示した準静電的解析に基づく等価誘電率は、軸方向に一樣なストリップ線路について導出したものであるが、端点や折れ曲がり点を含むようなストリップ線路に対しても適用できるものとする。

4. 電流分布の決定とアンテナの特性

前節で導出した等価誘電率 ϵ_0 を用いると、均一媒質中の導体系として、Richmond のモーメント法⁽¹²⁾によって、本円偏波アンテナの特性を求めることができる。すなわち、円形ループを多角形で近似し、すべての導体系をV字形ダイポールの重ね合わせと見なし、アンテナとストリップ線路を統一的に扱うことにする。いま電流分布を次のように展開する。

$$I(z) = \sum_{n=1}^N I_n J_n(z) \quad (14)$$

ここで N はV字形ダイポールの個数、 I_n は未知係数、 $J_n(z)$ は次式で与えられる区分的正弦波展開関数

$$J_n(z) = \frac{a_1 \sinh \gamma (z - z_1)}{\sinh \gamma d_1} + \frac{a_2 \sinh \gamma (z_2 - z)}{\sinh \gamma d_2} \quad (15)$$

であり、 (a_1, a_2) 、 (z_1, z_2) および (d_1, d_2) は、それぞれV字形ダイポールの両アームの方向を示す単位ベクトル、端点および長さである。

未知係数 I_n は、次の代数方程式を解くことによって決定される。

$$\sum_{n=1}^N Z_{mn} I_n = V_m \quad (m=1, \dots, N) \quad (16)$$

$$Z_{mn} = \iint_S J_n \cdot E_m d s \quad (17)$$

$$V_m = - \iint_S J_m \cdot E_i d s \quad (18)$$

ここで、 E_i はストリップ線路の入力端に加えた励振電界である。また、 E_m は2本のアームを持つ、V字形ダイポール上の展開関数 J_n によって生じる電界で、各アーム上の電流から生じる電界の和として求めることができる。

そこで、図4のように Z_1, Z_2 を端点とするモノポールの電流分布を

$$I(z) = \frac{I_1 \sinh \gamma (z_2 - z) + I_2 \sinh \gamma (z - z_1)}{\sinh \gamma d} \quad (19)$$

とした場合に、点 (ρ, z) に生じる各電界成分を求めると、次のようになる。

$$\begin{aligned}
 E_{\rho} = \frac{\eta}{4\pi\rho\sinh\gamma d} & \left[(I_1 e^{-\gamma R_1} - I_2 e^{-\gamma R_2}) \sinh\gamma d \right. \\
 & + (I_1 \cosh\gamma d - I_2) e^{-\gamma R_1} \cos\theta_1 \\
 & \left. + (I_2 \cosh\gamma d - I_1) e^{-\gamma R_2} \cos\theta_2 \right] \quad (20)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 E_z = \frac{\eta}{4\pi\sinh\gamma d} & \left[(I_1 - I_2 \cosh\gamma d) \frac{e^{-\gamma R_2}}{R_2} \right. \\
 & \left. + (I_2 - I_1 \cosh\gamma d) \frac{e^{-\gamma R_1}}{R_1} \right] \quad (21)
 \end{aligned}$$

ここで、 η は媒質の固有インピーダンス $\eta = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ である。

式(20)、(21)の電界 E_{ρ} 、 E_z を両アームについて求め、電流分布式(15)と共にインピーダンス行列式(17)、および電圧ベクトル式(18)に代入して代数方程式を解けば、電流展開係数が決定される。

これより、さらに入力インピーダンス、放射パターン、軸比等のアンテナ特性が求まることになる。

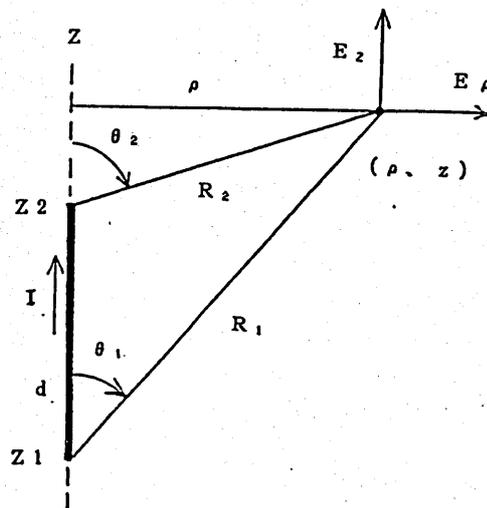


図4 モノポールと座標系

5. 数値計算結果と測定結果

先に示した理論に従い、ストリップ線路給電ループアンテナの基本的な特性を、数値計算および測定によって検討する。ここで示す測定結果は、すべて誘電体基板として Rexolite 1422 ($\epsilon_r = 2.53 \pm 0.03$, $\tan \delta = 0.00066$, 10GHz) を用いている。なお、数値計算においては、簡単のため誘電体損失、銅損、表面波励振に伴う損失は無視している。

図5は、誘電体基板中の幅 $W_s = 4.1 \text{ mm}$ のストリップ線路について、その位置 b/d に対する特性インピーダンス Z_0 および線路上とアンテナ上の波長比 λ_s/λ_a を周波数 $f = 3.2 \text{ GHz}$ で計算した結果を示す。アンテナ上の波

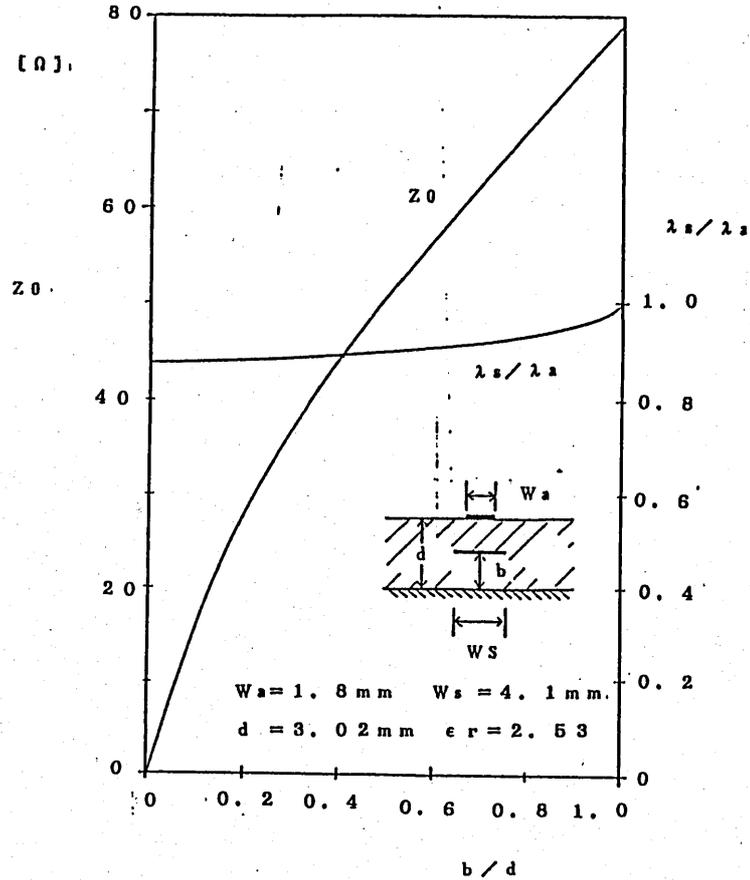
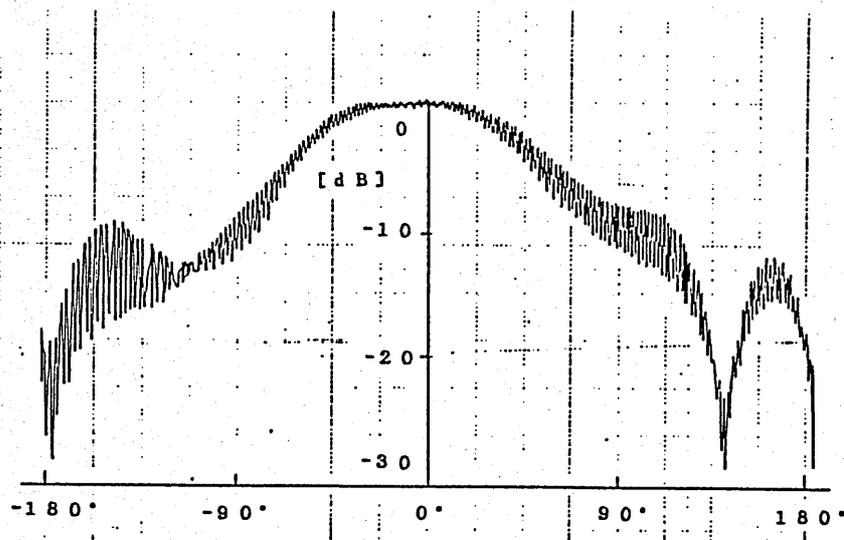


図5 ストリップの位置による特性インピーダンスと波長比の変化

長 λ_0 は円形ループと同じ幅 $W_a = 1.8 \text{ mm}$ のストリップ線路が誘電体の表面にある場合の値を用いている。この図より特性インピーダンスは、 b/d と共にほぼ直線的に増加し、 $b/d = 0.5$ で $Z_0 = 50 \Omega$ となることがわかる。一方波長比 λ_s/λ_0 は b/d に対してほぼ一定で、緩やかに増加して1に近づき、 $b/d = 0.5$ 付近で $\lambda_s/\lambda_0 = 0.9$ なる条件を満たすことがわかる。なお、この点でのループアンテナに対する実効誘電率は $\epsilon_e = 1.94$ 、波長 $\lambda_e = 67.3 \text{ mm}$ であり、ストリップ線路に対しては $\epsilon_e = 2.39$ 、 $\lambda_s = 60.7 \text{ mm}$ である。

上の条件のもとに $12 \times 12 \text{ cm}^2$ の接地誘電体基板の上に、半径 $a = 10.7 \text{ mm}$ (周囲長1波長) のループアンテナを銅箔で製作し、周波数 $f = 3.2 \text{ GHz}$ で放射パターンを測定した結果を図6に示す。この図より、正面での軸比は 0.5 dB 以下で、確かに円偏波を発生していることがわかる。



$$\begin{aligned}
 a &= 10.7 \text{ mm}, & d &= 3.02 \text{ mm} \\
 W_a &= 1.8 \text{ mm}, & b &= 1.51 \text{ mm} \\
 \epsilon_r &= 2.5, & W_s &= 4.1 \text{ mm} \\
 Z_0 &= 50 \Omega
 \end{aligned}$$

図6 放射パターンの測定結果

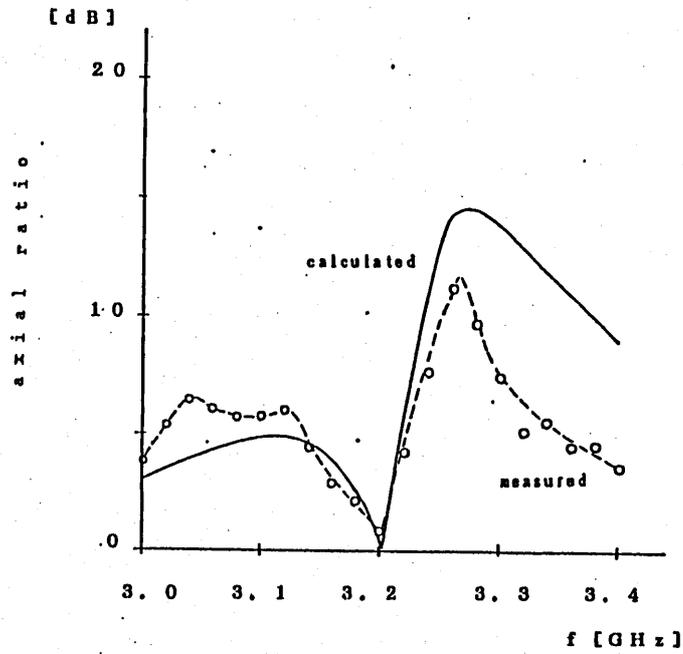


図7 軸比の周波数特性 (計算値と実測値の比較)

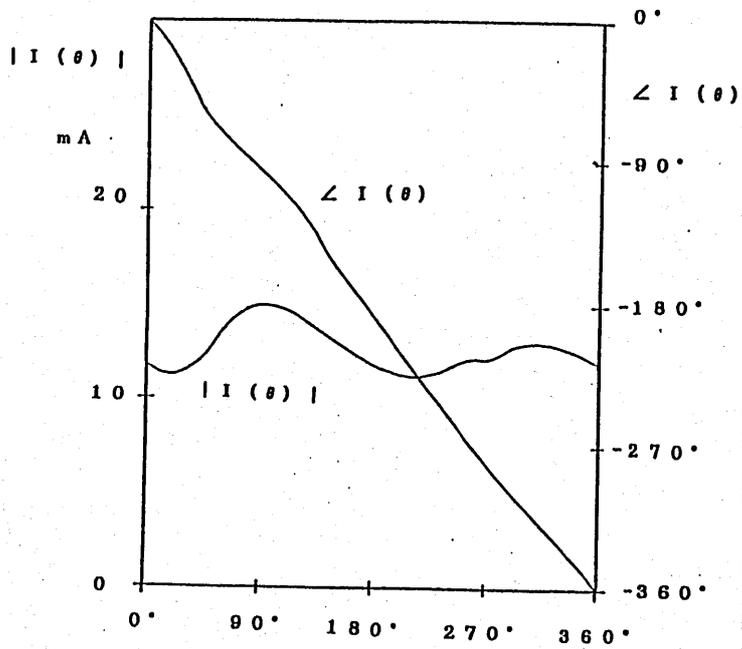


図8 電流分布 (計算値)

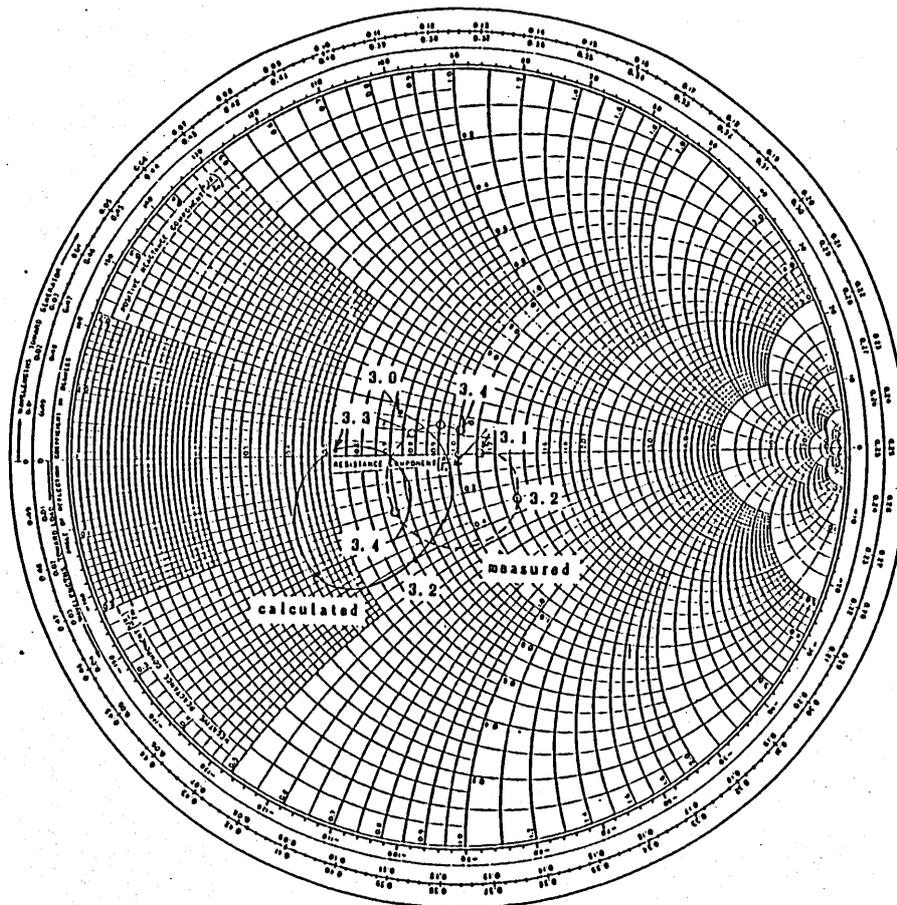


図9 入力インピーダンスの周波数特性

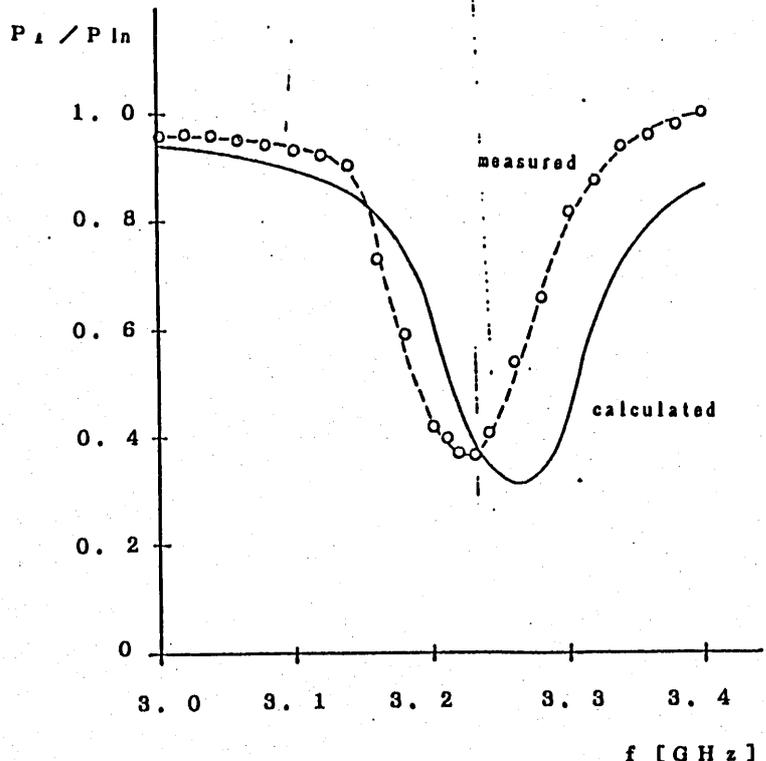


図10 透過電力の周波数特性 (計算値と実測値の比較)

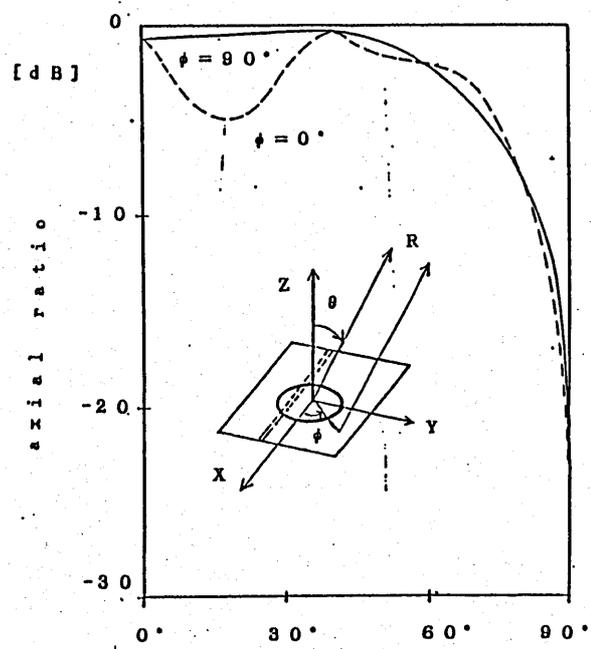


図11 軸比の角度特性 (計算値)

図7は、アンテナ正面での軸比の周波数特性を、数値計算と実測結果で比較したものである。測定値には多少変動があるものの、両者は比較的よく一致している。またこの図より、周波数付近で良好な円偏波を放射し、それより高い周波数で軸比は、急激に悪化しているのに対し、低い周波数では揺るやかな変化をすることがわかる。

円偏波が放射される周波数での、アンテナ上の電流分布の計算値を示したのが図8である。この図より、相互に最も接近する交差点付近で、電流振幅が多少変動しているが、全体的に振幅がほぼ一定で、位相が一様に変化していることから、ループ上には進行波電流が発生していることがわかる。

図9は、入力インピーダンスの周波数特性を、理論と実験で比較してスミスチャートに示したものである。この図より、リアクタンス分は比較的よく一致しているが、抵抗分は、理論値が測定値よりやや低く評価されていること。これは、本理論の一般的傾向で、誘電体損失、銅損、表面波励振に伴う損失等を無視していることによるものと思われる。

ストリップ線路の給電点に一定電圧の電源が接続された場合に、入力電力に対する終端負荷で消費される電力比の周波数特性について、理論と実験結果を比較して示したのが図10である。この図より、電力比の値が最小となる周波数は、理論値と実験値では約1%程度の相違で比較的よく一致している。また、共振点付近ではほぼ35%程度の電力が、終端の負荷で消費されていることがわかる。

最後に、図11はXZ面($\phi=0^\circ$)およびYZ面($\phi=90^\circ$)での、軸比の角度特性の計算値を示したものである。この図より、 $\phi=15^\circ$ 付近を除いて、ほぼ全域にわたって両面とも、似たようなレベルを持つことがわかる。また、正面から約 70° までの角度にわたって、軸比は3dB以下である。XZ面の $\phi=15^\circ$ 付近で5dB程度レベルが下がっているのは、ループからの放射に、給電線からの放射が影響したためと思われる。

6. むすび

新しいマイクロストリップ形円偏波アンテナとして、電磁界的結合を利用する2点給電方式ループアンテナを提案した。

このアンテナの特徴は、

- (1) 従来の2点給電方式円偏波アンテナのように、3dBハイブリッド等の位相調整回路を必要としないため、構造が極めて簡単である。
- (2) 給電系と放射系が誘電体の上下に分離しているため、アレイ化する場合に位置設計に対する自由度が大きい。
- (3) 比較的広い角度範囲にわたって円偏波を放射する。

等をあげることができる。

また、今後の課題としては、

- (1) 詳細な測定データを集める。
- (2) 誘電体、導体、表面波励振等に伴う損失を含めて、アンテナの特性を解析する。
- (3) 本エレメントのアレイ化に適した配列法を検討する。
- (4) 周波数特性の広帯域化、放射効率の改善を検討する。
- (5) 実用的なアレイアンテナの設計法を検討する。

等が考えられる。

最後に、本研究を進めるにあたり、有益な御助言を頂いた大阪府立大学工学部電気工学科 森静雄先生、山北次郎先生に深く感謝致します。また種々ご協力頂いた、第5講座卒研究生諸君に感謝致します。

参考文献

- (1) H.G. Oltman and D. A. Huebner, "Electromagnetically coupled microstrip dipoles", IEEE Trans., Antennas & Propagat., AP-29, 1, pp. 151-157 (Jan. 1981).
- (2) R.S. Elliott and G. J. Stern, "The design of microstrip dipole array including mutual coupling, part 1 : Theory , part2 : experiment", IEEE Trans., Antennas & Propagat., AP-29, 5, pp. 757-765 (Sept, 1981).
- (3) P.B. Katehi and N. G. Alexopoulos, " On the modeling of electromagnetically coupled microstrip antennas - The printed strip dipole", IEEE Trans. AP-32, 11, pp. 1179-1186 (Nov. 1984).
- (4) Q. Zhang, Y. Fukuoka, T. Ito, "Analysis of a suspended patch antenna as excited by an electromagnetically coupled inverted microstrip feed", IEEE Trans., Antennas & Propagat., AP-33, 8, pp. 895-899 (Aug. 1985).
- (5) M. Kominami T. Takei and K. Rokushima, "A printed dipole electromagnetically coupled to microstrip feed line", Proc. ISAP 023-1, pp. 93-96 (Aug. 1985).
- (6) 小南、六島、" 電磁界的に結合したマイクロストリップ線路で励振されるプリントダイポール"、信学論 (B) , J70-B, 2 (1987) (掲載予定)
- (7) 羽石操、" 平面アンテナ"、テレビ学誌、38, 11, pp. 976-984 (1984).
- (8) I. E. Rana and N. G. Alexopoulos, "Current distribution and input impedance of printed dipole", Trans. Antenna & Propag. AP-29, 1 p. 99-105 (Jan. 1981).
- (9) D. M. Pozar, "input impedance and mutual coupling of rectangular microstrip antennas", Trans. IEEE Antenna & Propag. AP-30, pp. 1191-1196 (june 1984).
- (10) 小南、六島、" 接地誘電体基板上のプリントダイポールの数値解について", 信学論 (B) 、J69-B, 9, pp. 941-948 (1986).

- (11) E. Yamashita and R. J. Mittra, "Variational method for the analysis of microstrip lines", IEEE Trans. Microwave Theory & Tech. MTT-16, 4, pp. 251-256 (Apr. 1968).
- (12) W. Stutzman and G. Thiele, "Antenna theory and design", New York, Wiley & Sons. Chap. 7 1980).

輻射科学研究会資料

RS 86-18

光アイソレータ用

B i 置換ガーネット結晶

松下電器産業(株)

半導体研究センター

鎌田 修

峯本 尚

松田 薫

石塚 訓

昭和 62年 3月 13日

内容

1. はじめに
2. 光アイソレータとBi置換ガーネット結晶
3. LPE法による結晶成長
4. ファラデー回転の温度特性改善
5. Bi置換ガーネットを用いたアイソレータ付LDモジュールの特性
6. まとめ

光アイソレータ用Bi置換ガーネット結晶

鎌田 修 峯本 尚 松田 薫 石塚 訓
松下電器産業(株) 半導体研究センター

1. はじめに

半導体レーザー(LD)を光源とする光ファイバ通信や光計測の分野では、反射戻り光による雑音[1]を防止するため光アイソレータが用いられる[2]。従来、長波長帯(1.3 μm , 1.55 μm)光アイソレータには性能指数が比較的大きな $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (YIG)が用いられている。ところが、希土類鉄ガーネットの希土類元素をBi原子で置換することにより近赤外領域の吸収はほとんど変化なく、Bi置換量に比例してファラデー回転角が大きくなり、性能指数が大幅に向上することから生産性の良いLPE法で成長する事が検討されている[3]。しかしながら、光アイソレータ用のBi置換ガーネット結晶をLPE法で得る場合、従来磁気バルブ用として用いられていたガーネット結晶の膜厚($\approx 1\mu\text{m}$)に比較して二桁以上の厚膜結晶($\approx 300\mu\text{m}$)が必要となる。さらに実用的には、温度変化に対してアイソレーション比の劣化の少ない光アイソレータを得るために、ファラデー回転角の温度変化の小さな結晶が必要となる。

本報告では、低価格で実用的な光アイソレータを得るために、LPE法によるBi置換ガーネット結晶についてBi置換量の増大、良質な厚膜結晶の成長条件、ファラデー回転角の温度特性についての検討結果を報告する。さらに得られた結晶を用いた光アイソレータ付LDモジュールを試作し、近端及び遠端からの反射戻り光誘起雑音についての評価結果についても報告する。

2. 光アイソレータとBi置換ガーネット結晶

図1. にファラデー効果を利用した光アイソレータの原理を示す。外部磁界により一方向に磁化したファラデー素子中を直線偏光の光が通過するとき、ファラデー効果により偏光面が45° 回転するように結晶長を定める。このとき反射光の偏波面は、図1. のようにさらに45° の回転が加わるので90° 回転した状態で偏光子に戻り光は遮断される。

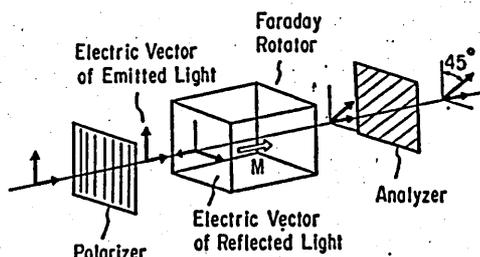


図1. 光アイソレータの原理図^[4]

従来ファラデー素子にYIGを用いた場合、例えば1.3 μm の波長で220°/cmの回転角をもつ事から約2mmtのバルク結晶が必要であり、製法としてFZ法が主である。しかしながら、このYIGの代わりにファラデー回転角が一桁大きなBi置換ガーネット結晶を用いた場合、必要な厚みは一桁程度薄くて良い事になる。図2. に筆者らが検討したBi \times (GdLu) $_{3-x}$ Fe $_5$ O $_{12}$ 結晶のBi置換量Xに対するファラデー回転角(θ_F)を示す。

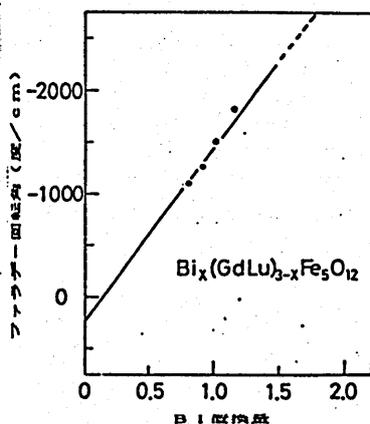


図2. Bi置換量とファラデー回転角 ($\lambda = 1.3\mu\text{m}$)

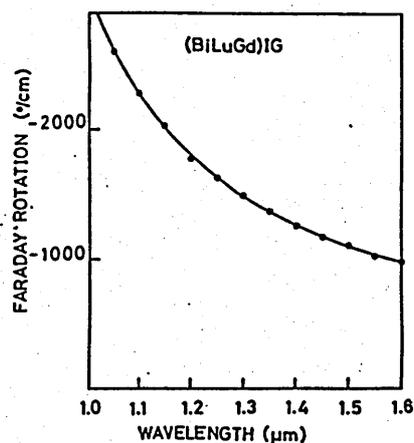


図3. ファラデー回転角の波長依存性(X=1.05)

ファラデー回転角は、置換量Xに比例して増加し負の回転を示す。このBi置換によるファラデー効果の変化は、スピン軌道結合定数の大きなBiの6P軌道がOの2P軌道と混合してFeの電荷移動遷移の励起状態のスピン軌道相互作用による分離巾を大きくするためと考えられている[5]。図2.に示す様にX=1.05で $\theta_F = -1500^\circ/\text{cm}$ の回転角が得られており、 45° の回転を得るのに波長 $1.3\mu\text{m}$ で 0.3mm の厚みで良い事がわかる。又、図3.にX=1.05の場合のファラデー回転角の波長依存性を示したが、波長 $1.55\mu\text{m}$ においても 0.4mm 程度の厚みで良く、発振波長 $1.3\mu\text{m}$ 、 $1.55\mu\text{m}$ のLDに対する光アイソレータへの応用が有望である。

3. LPE法による結晶成長

偏析係数が小さいBiを多量に置換する事、さらに生産性向上による低価格化を考えた場合LPE法で結晶成長する事が望ましい。しかし、Bi置換すると格子定数が大きくなり、LPE法では基板との格子整合が必要なことから、希土類鉄ガーネット中で最も格子定数の小さい $\text{Lu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ を母材として用いた $\text{Bi} \times \text{Lu}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ について検討した。その結果、置換量Xの最大値X=1.45で $\theta_F = -2800^\circ/\text{cm}$ ($\lambda = 1.3\mu\text{m}$)を得た。しかし、膜面に多数のピットが発生し、鏡面を持つ厚膜結晶は得られなかった。このため、メルトに Gd_2O_3 を加えたBi多量置換 $(\text{BiLuGd})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ でピットのない鏡面厚膜結晶が得られた。この章ではBi多量置換及びピットのない結晶の成長条件について報告する。

LPE成長は、フラックスとして $\text{PbO}-\text{Bi}_2\text{O}_3-\text{B}_2\text{O}_3$ を用い、基板としては $\langle 111 \rangle$ 方位のCa-Mg-Zr置換 $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ ($a = 12.497\text{A}$)、 $\text{Sm}_3\text{Gd}_5\text{O}_{12}$ ($a = 12.439\text{A}$)、及び $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ ($a = 12.383\text{A}$)を用いた。表1にメルトの混合比を表すRパラメータを示す。

$$R_1 = \frac{\text{Fe}_2\text{O}_3}{\text{Lu}_2\text{O}_3 + \text{Gd}_2\text{O}_3}$$

$$R_3 = \frac{\text{PbO} + \text{Bi}_2\text{O}_3}{\text{B}_2\text{O}_3}$$

$$R_4 = \frac{\text{Fe}_2\text{O}_3 + \text{Lu}_2\text{O}_3 + \text{Gd}_2\text{O}_3}{\text{Fe}_2\text{O}_3 + \text{Lu}_2\text{O}_3 + \text{Gd}_2\text{O}_3 + \text{Bi}_2\text{O}_3 + \text{B}_2\text{O}_3 + \text{PbO}}$$

$$R_5 = \frac{\text{Bi}_2\text{O}_3}{\text{PbO}}$$

$$R_6 = \frac{\text{Lu}_2\text{O}_3}{\text{Lu}_2\text{O}_3 + \text{Gd}_2\text{O}_3}$$

表1. Rパラメータの定義

S. L BlamnkらによるRパラメータ⁶⁾以外に、 Bi_2O_3 と PbO の比、 Lu_2O_3 と Gd_2O_3 の比をそれぞれ R_5 、 R_6 とした。

まず、 Bi 多量置換のために、Klagesらの報告⁷⁾を参考にしてメルト中の B_2O_3 の量(R_3)に対する Bi 置換量の依存性を求めた。図4. および図5.6. にその結果を示す。実験は、飽和温度に対する依存性と区別するために、 R_3 を固定して R_4 を変化させたものと比較して行った。 Bi の置換量は、平衡偏析係数(k_0)及び主に成長速度に依存する有効偏析係数(K_{eff})で決定される。

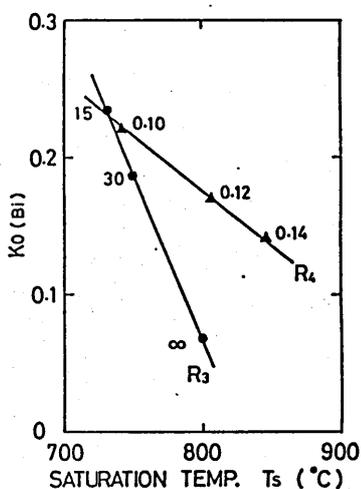


図4. R_3 、 R_4 パラメータによる K_0 の飽和温度依存性の違い

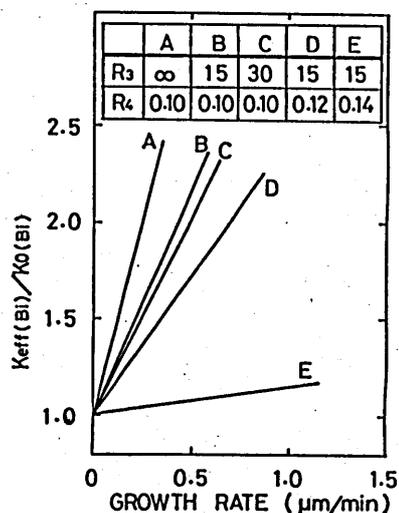
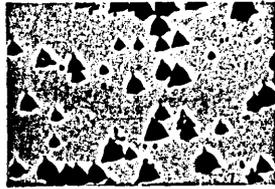


図5. R_3 、 R_4 パラメータによる K_{eff}/K_0 の成長速度依存性の違い

図4.からは B_2O_3 の増加が飽和温度の低下以外に K_0 の増加に有効である事がわかる。また図5.からは成長速度を大きくする事が有効であるが B_2O_3 の増加による K_{eff}/K_0 傾きの減少はわずかである事がわかる。したがって、 R_3 、 R_4 を共に小さくする事が Bi 多量置換には有効である。しかしながら、 $\text{Bi} \times \text{Lu}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ を成長した場合図6.に示す様な多くのピットが発生する。



(a)



(b)

図6. 発生したピットの顕微鏡写真

特に(b)に示すように、ピットが大きく成長すると固液界面における拡散層を乱しスワールの発生原因となっている。このピット発生の抑制には Gd_2O_3 の添加が効果的である事がわかった。図7.に R_6 と R_1 を変化させた時のピットの発生状態を示す。ピットの有無は R_1 (Fe_2O_3 の量)によらず R_6 によって決定され、メルト中の Lu_2O_3 と Gd_2O_3 の比がほぼ1:1のところを境界となっている。図8.にこの様な条件で得られた $(BiLuGd)_3Fe_5O_{12}$ 鏡面厚膜結晶の断面写真を示す。

Bi 置換量は $X=1.0$ であり、 $\lambda=1.3\mu m$ で $\theta F=-1400^\circ/cm$ 回転角を持つ。

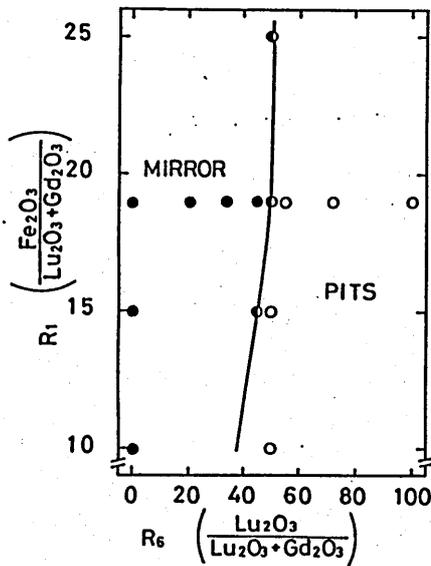


図7. ピット発生の R_1 R_6 パラメータ依存性

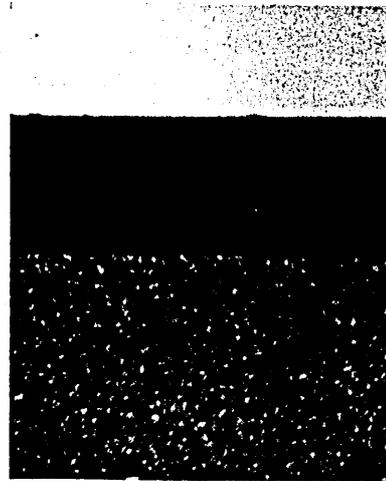


図8. 厚膜結晶の断面

4. ファラデー回転角 (θ_F) の温度特性改善

以上のような方法で得られた $(\text{BiLuGd})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ 結晶の問題点としてファラデー回転角の温度変化が大きい事があげられる。アイソレータに必要な回転角 45° からの 1°C 当たりの温度変化を β [deg/ $^\circ\text{C}$] と定義すれば、この結晶は $\beta = 0.06 \text{ deg}/^\circ\text{C}$ の値を持ち従来の YIG の値 $\beta = 0.04 \text{ deg}/^\circ\text{C}$ よりも大きな値である。アイソレータ使用温度範囲 ($-20 \sim 60^\circ\text{C}$) で実用的な結晶を得るために、このファラデー回転角 (θ_F) の温度変化改善を検討した結果を報告する。

(BiRe)IG の温度特性改善の原理を図9. に示す。一般に (BiRe)IG は正の β と大きな負の θ_F を持つ。室温から温度が上昇すると θ_F は大きな負の値からゼロに近づく。従って負の大きな β と正の θ_F を持つガーネットとを組み合わせ、

① 2種類を固溶体にする方法 [3][8] ② 2種類を2層構造にする方法 [9][10] により正の β と負の β が打ち消し合いファラデー回転角の温度変化を改善できる。

固溶体法の具体的な方法として、仮想的な BiIG と TbIG や DyIG との固溶体 (BiDy)IG, (BiTb)IG が検討されている。これらの固溶体ではおもに Dy や Tb によるファラデー効果の温度変化が大きく、 θ_F の温度補償に大きく寄与している。しかし、これらの固溶体キュリー温度 (T_c) が高いため、アイソレータの使用温度範囲では図9. (A) 及び図10. で示すように Tb の (BiRe)IG とは逆のファラデー効果により $|\theta_F|$ が小さくなる。さらに θ_F の温度補償のためには Tb の濃度を高くする必要があるが、そのとき Bi の濃度が減り $|\theta_F|$ が小さくなる。

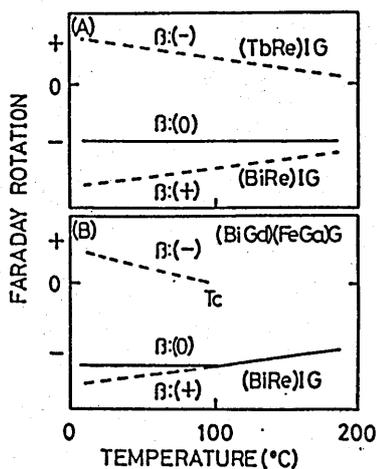


図9. 回転角の温度特性改善の原理

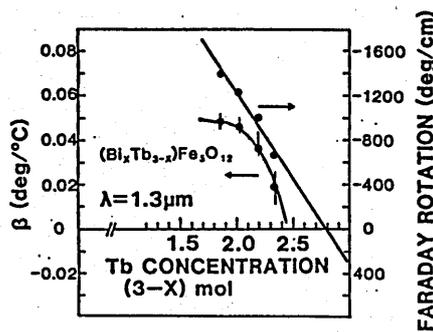


図10. $(\text{BiTb})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ 固溶体による温度特性改善結果

②の方法を図9.(B)に示す。温度補償用結晶の T_c を光アイソレータの使用温度より多少高く、例えば100℃付近に設定すれば温度補償用結晶の θ_F の温度変化が大きくなり温度補償効果が大きくなると考えられる。また温度補償を行ったために減少する部分も少なくでき①の場合に比べて薄い結晶で温度特性の改善を行うことができると考え、我々は2層構造について検討した。

温度補償用結晶としては、Feを多量のGaで置換した(BiGd)(FeGa)Gについて検討した。また、2層構造にする方法として温度補償用結晶と(BiRe)IGを2層にエピタキシャルエピタキシャル成長する方法(以後2層エピ膜法と呼ぶ)〔11〕が実用上有用であると考え、この方法を用いて2層構造の結晶を得た。

温度補償用結晶として、Feを多量のGaで置換した(BiLuGd)(Fe_{3.5}Ga_{1.5})O₁₂を格子定数12.497ÅのCa-Mg-Zr置換GGG上にLPE成長を行った。図11.は(BiGd)(FeGa)Geと(BiLuGd)IGの θ_F の温度変化である。これにより、Feを非磁性のGaで多量に置換すると θ_F が室温付近で正になり〔12〕 β が負となり(BiLuGd)IGの温度補償用結晶と用いる事ができ、さらにGaを多量に置換する事により T_c が小さくなり θ_F の変化が大きくなって大きな温度補償効果が得られる。実際に2層エピした(BiLuGd)IG/(BiGd)(FeGa)Gの θ_F の45°からの温度変化を図12.に示す。

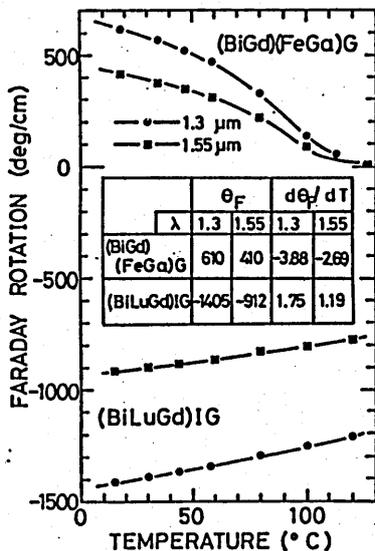


図11. (BiLuGd)IGと(BiLuGd)(FeGa)Gの θ_F の温度変化

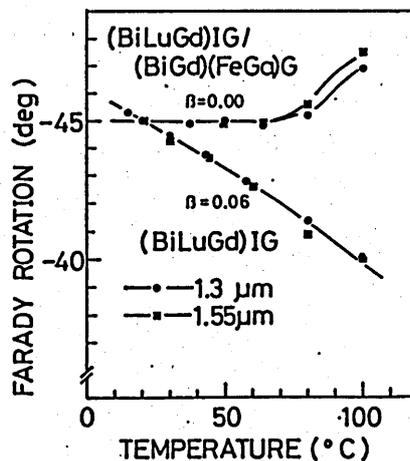


図12. (BiLuGd)(FeGa)Gを用いた温度特性改善例

波長1.3、1.55 μm とも1層の(BiLuGd)IGでは $\beta = 0.06\text{deg}/^\circ\text{C}$ であるが、(BiLuGd)IG/(BiGd)(FeGa)Gの2層構造にする事により20~60 $^\circ\text{C}$ での温度変化のほとんど無い $\beta = 0.00\text{deg}/^\circ\text{C}$ 結晶が得られる。この時の膜厚比は、波長1.3 μm 、1.55 μm において (BiLuGd)IG : (BiGa)(FeGa)G = 1 : 0.44~0.45であり、それぞれの全膜厚は、0.58mm0.89mmである。

次に得られた2層エビ結晶(BiLuGd)IG/(BiGd)(FeGa)Gに波長1.3 μm 用の無反射コートを施しその光学評価を行った結果を表2に示す。消光比は38dBであり温度補償用結晶が無い場合と同様の値が得られた。また飽和磁場は約1200Oeであり市販のSm-Co磁石で飽和する。吸収損失は0.9dBであり温度補償用結晶が付加された事により多少大きくなっている。

Total film thickness (m)	0.58
Film thickness ratio	1:0.45
$\beta (\equiv d\theta/dT _{\theta=45})$ (deg/ $^\circ\text{C}$)	0.00
Hs (Oe)	~1200
Extinction ratio (dB)	38
Absorption Loss (dB)	0.9

表2. (BiLuGd)IG/(BiLuGd)(FeGa)Gの諸特性 ($\lambda = 1.3\mu\text{m}$)

5. Bi置換ガーネットを用いたアイソレータ付LDモジュールの特性

以上のようにして得られた結晶を用いた光アイソレータ付LDモジュールの特性について述べる。

LDモジュールの試作に当たって、相対強度雑音(RIN)及び遠端反射による周期性雑音の発生と、LDへの反射戻り光量の関係を実験的に求めた。

図13.にその結果を示す。光源としてファブリペロー共振器を持つBHレーザを用い、2つのセルフフォーカスレンズでシングルモードファイバーに結合させ、二つのレンズ間にSm-Cr磁石中に納められたガーネットと検光子を挿入した系で実験した。LDへの戻り光量は検光子を回転する事により変化させた。またファイバー遠端を垂直にカットし反射面とした。図13.中の○印は、図14.(a)で示す様なアイソレータが無い場合に発生する周期雑音(反射面までの距離に対応する周期)に対応する。また、●印は図14.(b)で示す様にアイソレータを付加することにより反射戻り光が充分除去され周期雑音が発生していない状態である。

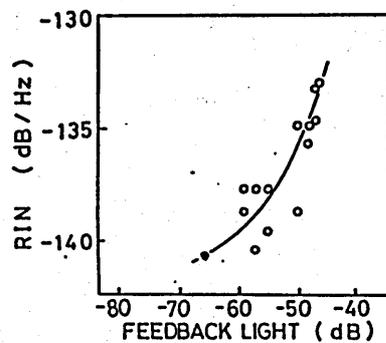


図13. 戻り光量に対するRINの測定結果

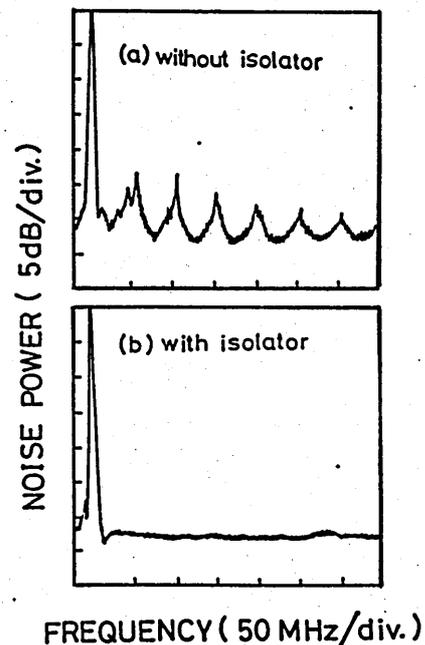


図14. アイソレータ有無による雑音の違い

図13. からわかる様に、戻り光量が-62dBになると周期雑音が発生している。この結果から、戻り光量を定める因子であるファイバーへの結合効率とファイバー遠端の端面での反射をそれぞれ 5dB及び-14dB（最も厳しい条件であるファイバー遠端を垂直とした時の端面での反射）とすると、周期雑音が発生させないためには使用温度範囲で38dBのアイソレーション比を持つ光アイソレータが必要となる。

従って結晶の消光比が38dBであることから、厳しく見積もって $\beta = 0.00 \text{ deg}/^\circ\text{C}$ の結晶が必要である事になる。今回成長したこの条件を満足する $\beta = 0.00 \text{ deg}/^\circ\text{C}$ の (BiLuGd)IG/(BiGd)(FeGa)G の結晶の温度を変化させた時のRINの変化の測定結果を図15.に示す。室温から70℃付近まではRINの変化はなく、70℃から増加している。この傾向は図12.のファラデー回転角の温度変化と一致している。

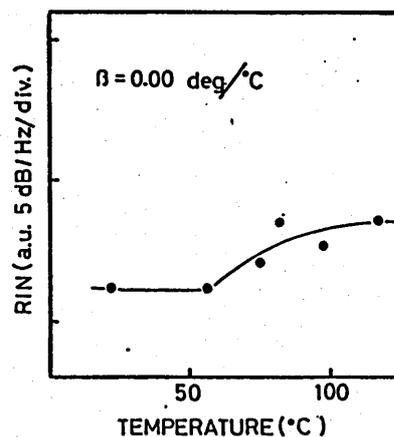


図15. 結晶の温度に対するRINの変化

以上、遠端からの反射光による雑音発生について検討結果を述べてきたが、モジュール化する場合モジュールを構成する光学部品、例えば、レンズ、ファイバー入力端、検光子等からの近端反射も雑音発生の原因となっている。従って、従来のYIGの様に厚い結晶を用いた場合、結合効率を向上する事を考えるとどうしてもアイソレータとLDの間にレンズが必要となり、球レンズを用いる等近端反射を防ぐ必要があった。しかしながら、(BiLuGd)IG/(BiGd)(FeGa)Gの様な薄い結晶を用いればLDの前面にアイソレータを構成する事ができ、低近端反射構成が実現できる。図16.にそのモジュールの構成図を示す。

ガーネット結晶はLDのキャップの窓材と兼用してLDの全面に設置されてある。レンズは先球セルフロックレンズ、検光子は偏光ビームスプリッターを用いシングルモードファイバーに結合されている。信頼性を確保するために光ファイバーの固定はYAGレーザー溶接で行っている。

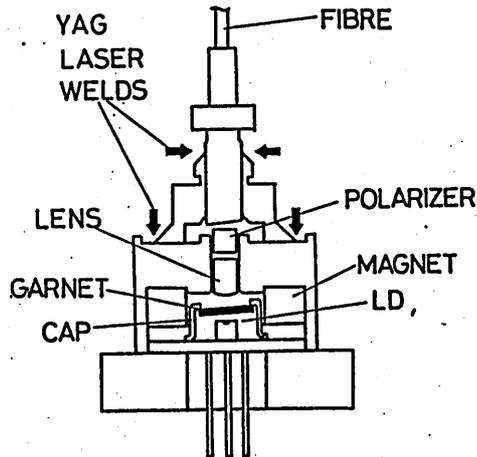


図16. モジュールの構成図

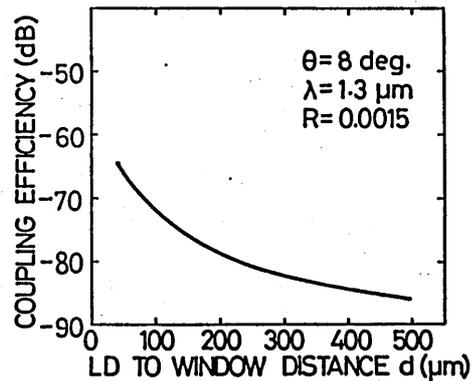


図17. LD-窓間距離に対する反射戻り光量

この構成において問題となる近端反射の原因となる反射面はガーネット結晶の端面である。このガーネット結晶はARコートが施され光軸 8° と斜めに置かれている。図17.は参考文献[13]により反射戻り光量を推定したものである。波長 $1.3\mu\text{m}$ で反射率0.15%の結晶を 8° 斜めにした場合であり、LDとガーネット結晶の間隔は $300\mu\text{m}$ である事から、周期雑音が発生する62dB以下の戻り光量と比較しても実用上問題のない戻り光量におさえられている。

6. まとめ

生産性に富んだLPE法で性能指数の高いBi置換ガーネット結晶を得た。特に、鏡面厚膜結晶が得られる成長条件、組成を決定した。また、従来問題であった、ファラデー回転角の温度変化を改善する方法として最も有効的な2層エピ膜法を提案し、(BiLuGd)IG/(BiGd)(FeGa)Gで温度変化のないファラデー素子を得た。

さらに、得られた結晶を用いて光アイソレータ付LDモジュールを検討し、低近端反射構成のモジュールを実現し、最も厳しい反射戻り光のある条件のもとでも遠端反射による雑音抑制の目どを得た。

参考文献

- [1] R. Lang and K. Kobayashi I E E E J. Quantum Electron QE-16
347 (1980)
- [2] K. Kobayashi and M. Seki I E E E J. Quantum Electron QE-16
11 (1980)
- [3] 石川、日比谷、小野、白木 第9回日本応用磁気学会学術講演会概要集 27 q B-1
(1985)
- [4] 腰塚、奥田、林、横山、安藤、 電子技術総合研究所彙報 48 62 (1984)
- [5] 竹内、品川、谷口、 応用物理 48 259 (1979)
- [6] S. L. Biank J. Cryst. Growth. 17 302 (1972)
- [7] C. P. Klagos J. Cryst. Growth. 64 275 (1983)
- [8] 本田、日比谷、白木 第9回日本応用磁気学会学術講演会概要集 27 q B-3
(1985)
- [9] 本田、石川、日比谷 第10回日本応用磁気学会学術講演会概要集 4 q E-5
(1986)
- [10] 浅原、石川、中島、町田 第10回日本応用磁気学会学術講演会概要集 4 q E-1
(1986)
- [11] 峯本、松田、鎌田、石塚 第10回日本応用磁気学会学術講演会概要集 4 q E-9
(1986)
- [12] H. Takeuchi J. appl. Phys. 14 1903 (1975)
- [13] M. Saruwatari Appl. Opt. 18 1847 (1979)

輻射科学研究会資料 (RS86-19)

応力光学法則を用いた
イオン交換ガラス導波路の
屈折率分布推定

堤 喜代司 平井 宏 弓場 芳治

(京都工芸繊維大学 電子工学科)

昭和62年3月13日

1. まえがき

カリウムイオン交換ガラス導波路は、作成が比較的容易で、低損失であるなどの利点を持っており、導波路デバイスを構成する上で有用である。(1)-(3) 導波路デバイスを設計するには、屈折率分布を知る必要がある。グレーデッド形屈折率分布を測定あるいは推定するには、

- (1) プリズムカブラでの導波モード励振角を測定し、WKB近似解析により屈折率分布を求める(4)、(5)
- (2) 干渉顕微鏡による干渉縞の測定より屈折率分布を求める(6)
- (3) ニアフィールド強度分布を測定し、その微分より屈折率分布を求める(7)、(8)
- (4) 拡散物質の濃度分布を測定し、あらかじめ求めておいた濃度-屈折率増加の関係より屈折率分布を求める(9)

などの方法がある。プリズムカブラでの導波モード励振角は比較的簡便に正確な測定を行うことができる。逆WKB法(5)は、WKB解析に基いて、転回点間を折れ線近似するもので、モード数が多いとかなり正確に屈折率分布を求めることができる。しかし、モード数が少なくなると正確な推定が困難になる。

ナトリウム-カリウムイオン交換を行うと、光弾性効果により複屈折が生じることが知られている。(10)、(11) そこで、本報告では、光弾性複屈折に着目し、応力光学法則を利用した屈折率分布推定法の試みを示す。

2. 方 法

2.1 ガラスのイオン交換と応力光学法則

ガラスは、元来、非晶質であり、光学的に等方であるが、外力を受け

ると光学的異方性を示す。引張応力が生じると、その応力の方向を光軸とする一軸性正結晶と同様の特性 ($n_x > n_0$) を示し、逆に圧縮応力が生じると、その応力の方向を光軸とする一軸性負結晶と同様の特性 ($n_x < n_0$) を示す。

歪点以下の温度で、ガラス平板の表面付近のナトリウムをカリウムに交換すると、イオンの大きさの違いにより、ガラス表面に平行な方向に圧縮応力が生じる。ガラス表面に垂直な方向には膨張することができ応力は生じない、また、ガラス表面に平行にはどの方向にも均一の圧縮応力が生じると考えられる。従って、ガラス表面に垂直な方向を光軸とする一軸性正結晶 ($n_x > n_0$) と同様の異方性を示すことになる。表面に垂直な方向に電界を持つ光波が異常光線であり、異常光線に対する屈折率 n_x は、常光線 (表面に平行な方向に電界を持つ) に対する屈折率 n_0 より大きい。

屈折率変化と応力の関係は応力光学法則により関係は次式で表される (図1参照)。(12)

$$\begin{aligned} n_x - n_0 &= C_1 \sigma_x + C_2 (\sigma_y + \sigma_z) \\ n_y - n_0 &= C_1 \sigma_y + C_2 (\sigma_z + \sigma_x) \\ n_z - n_0 &= C_1 \sigma_z + C_2 (\sigma_x + \sigma_y) \end{aligned} \quad (1)$$

ここで、 σ_x 、 σ_y 、 σ_z は主応力 (応力楕円体の主軸)、 n_x 、 n_y 、 n_z は主屈折率 (屈折率楕円体の主軸)、 C_1 、 C_2 は応力光学係数、 n_0 は応力がない場合の屈折率である。

$$\begin{aligned} \sigma_y &= \sigma_z = \sigma \\ \sigma_x &= 0 \end{aligned} \quad (2)$$

とすると、式 (1) は次式となる。

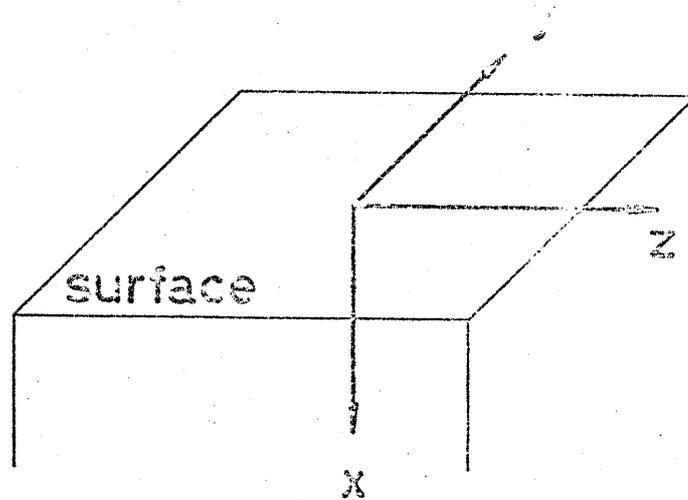


図1 座標系の設定

$$\begin{aligned} n_x - n_0 &= 2C_2 \sigma \\ n_y - n_0 &= n_z - n_0 = (C_1 + C_2) \sigma \end{aligned} \quad (3)$$

n_0 を消去すると、次式が得られる。

$$n_y - n_x = n_z - n_x = (C_1 - C_2) \sigma \quad (4)$$

$C_1 - C_2$ は光弾性定数として知られている。

2.2 モードに対する屈折率分布

ガラス平板をイオン交換することにより得られるスラブ導波路の場合、TEモードに対する屈折率分布 $n_{TE}(x)$ 、TMモードに対する屈折率分布 $n_{TM}(x)$ と応力分布 $\sigma(x)$ の関係は、

$$\begin{aligned} n_{TM}(x) - n_0(x) &= 2C_2 \sigma(x) \\ n_{TE}(x) - n_0(x) &= (C_1 + C_2) \sigma(x) \end{aligned} \quad (5)$$

また、

$$n_{TE}(x) - n_{TM}(x) = (C_1 - C_2) \sigma(x) \quad (6)$$

と表される。ここで、 $n_0(x)$ は光弾性効果がないとしたときの仮想的な屈折率分布で、基板屈折率 n_b より $\Delta n(x)$ だけ増加しているものとする ($n_0(x) = n_b + \Delta n(x)$ 、図2参照)。また、 $n_{TM}(x)$ として基板表面に垂直な偏光に対する屈折率分布をとっている。光波は進行方向に対して直進に近い状態で伝搬するため、TMモードを基板表面に垂直な偏光と考えてさしつかえないと考えられる。

イオン交換による応力分布は、交換により侵入したイオンの濃度分布とほぼ相似であり、比例関係にあると考えられる。(13)、(14)

$$\sigma(x) \propto \Delta N_k(x) \quad (7)$$

ここで、 $\Delta N_k(x)$ はカリウムイオンの濃度の増加分の分布である。

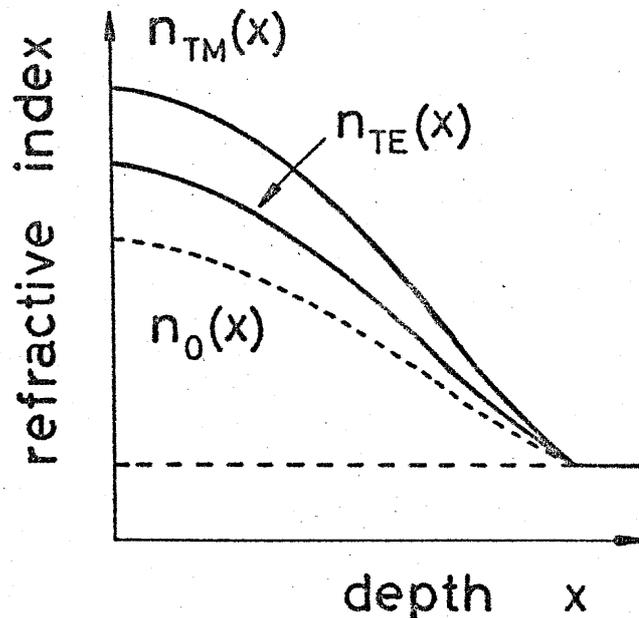


図2 光弾性効果による屈折率分布の変化

また、クラウジウス・モソッティの式より、イオン交換による屈折率増加（光弾性効果がないとした）の分布 $\Delta n(x)$ は $\Delta N_k(x)$ に比例すると考えてよい。

$$\Delta n(x) \propto \Delta N_k(x) \quad (8)$$

よって、式(7)、(8)より

$$\sigma(x) = p \Delta n(x) \quad (9)$$

と表せる。ここで、比例係数を p とした。式(5)、(9)より

$$\begin{aligned} \Delta n(x) &= \frac{n_{TM}(x) - n_b}{1 + 2C_2 p} \\ &= \frac{n_{TE}(x) - n_b}{1 + (C_1 + C_2) p} \end{aligned} \quad (10)$$

が得られる。式(6)を書き換えると、

$$\begin{aligned} n_{TE}(x) - n_{TM}(x) &= K_{S0} (n_{TM}(x) - n_b) \\ K_{S0} &= \frac{(C_1 - C_2) p}{1 + 2C_2 p} \end{aligned} \quad (11)$$

と表される。係数 K_{S0} がわかれば、 $n_{TE}(x)$ と $n_{TM}(x)$ を相互に書き換えることができる。

2.3 屈折率分布推定の方法

各モードの実効屈折率のデータを用いると、逆WKB法により屈折率分布を求めることができる。屈折率を二乗したものの分布 $n^2(x)$ が、転回点の間で直線であるとする、モード数が M （0次から $(M-1)$ 次まで）の場合、

$$n^2(x) = \begin{cases} n_s^2 + \frac{N_0^2 - N_s^2}{X_0} x & 0 \leq x \leq X_0 \\ N_i^2 + \frac{N_i^2 - N_{i-1}^2}{X_i - X_{i-1}} (x - X_{i-1}) & X_{i-1} \leq x \leq X_i \\ & i = 1, \dots, (M-1) \\ n_b^2 + \frac{N_b^2 - N_{M-1}^2}{X_b - X_{M-1}} (x - X_{M-1}) & X_{M-1} \leq x \leq X_b \end{cases} \quad (12)$$

と表される。 N_i は*i*次モードの実効屈折率、 X_i は*i*次モードの転回点の深さ、 n_s は表面での屈折率である。また、 X_b は*M*次モードの転回点の深さであり、*M*次モードがカットオフとなる限界の深さを示す。従って、 n_b となる実際の深さは X_b かそれより浅い。スラブ導波路の特性方程式はWKB近似によると、次式で表される。

$$k_a \int_0^{X_m} (n^2(x) - N_m^2)^{1/2} dx = m\pi + \frac{\pi}{4} + \phi_a$$

$$m = 0, 1, \dots, M \quad (13)$$

$$\phi_a = \arctan \xi \left(\frac{N_m - N_s}{n_s - N_m} \right)^{1/2}$$

$$\xi = \begin{cases} 1 & \text{TEモード} \\ (n_s/n_a)^2 & \text{TMモード} \end{cases}$$

ここで、 k_a は真空中での波数、 m はモード次数、 ϕ_a は導波路表面での(空気との境界での)位相シフト、 n_a は空気中の屈折率を表す。式(12)を式(13)に代入して、転回点の深さ X_m ($m = 0, 1, \dots, M$)

を求めると、

$$X_m = \begin{cases} \frac{3(\pi/4 + \phi_a)}{2k_a(n_s^2 - N_0^2)^{1/2}} & (m=0) \\ \frac{3(m\pi + \pi/4 + \phi_a - A - B)}{2k_a(N_{m-1}^2 - N_m^2)^{1/2}} + X_{m-1} & (m \neq 0) \end{cases} \quad (14)$$

$$A = \frac{2}{3}k_a \frac{X_0}{N_0^2 - n_s^2} \{ (N_0^2 - N_m^2)^{3/2} - (n_s^2 - N_m^2)^{3/2} \}$$

$$B = \frac{2}{3}k_a \sum_{i=1}^{m-1} \left[\frac{X_i - X_{i-1}}{N_i^2 - N_{i-1}^2} \{ (N_i^2 - N_m^2)^{3/2} - (N_{i-1}^2 - N_m^2)^{3/2} \} \right]$$

と表される。式(14)より、 n_s の値を仮定すると、実効屈折率のデータ N_m を用いることにより、転回点の深さが求められる。すなわち、式(12)で表される屈折率分布が得られる。よりなめらかな屈折率分布を与える n_s を試行錯誤的に求め、最もなめらかな分布を与える n_s を求める。このような n_s を持つ屈折率分布が逆WKB法での解である。なめらかな屈折率分布ほど、拡散により作成されたグレーデッドな分布により近いと考えられる。なめらかさの基準として二階差分 D_2 を用いる。

$$D_2 = \sum_{i=0}^{m-1} \frac{1}{M} \left(\frac{\frac{N_{i-1}^2 - N_i^2}{X_{i-1} - X_i} \frac{N_i^2 - N_{i-1}^2}{X_i - X_{i-1}}}{\frac{X_{i-1} + X_i}{2} \frac{X_i + X_{i-1}}{2}} \right)^2 \quad (15)$$

$$N_{-1} = n_s, \quad X_{-1} = 0$$

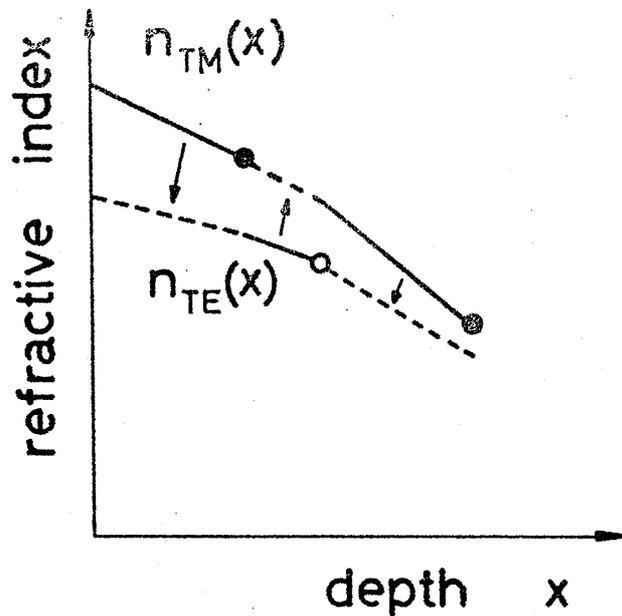


図3 $n_{TM}(x)$ と $n_{TE}(x)$ の関係づけ

逆WKB法の精度は実効屈折率のデータの個数により左右され、データの個数が少なくなると、分布になめらかさがなくなり、推定の精度が低下する。そこで、実効屈折率のデータの個数を増やすために、TEモードとTMモードの実効屈折率データを結びつけることを考える。まず、 TM_0 モードの転回点の深さ X_{TM0} を求める。次に表面から X_{TM0} までの $n_{TM}(x)$ の分布を、式(11)を用いて、 $n_{TE}(x)$ に書き換える(図3参照)。書き換えにより得られる分布は、

$$n_{TE}(x) = (1 + K_{S0}) n_{TM}(x) - K_{S0} n_b \quad (16)$$

である。この分布を仮定して、 TE_0 モードの転回点 X_{TE0} を求める。更に、 X_{TM0} から X_{TE0} までの分布 $n_{TE}(x)$ を $n_{TM}(x)$

$$n_{TM}(x) = \frac{n_{TE}(x) + K_{S0} n_b}{1 + K_{S0}} \quad (17)$$

に書き換え、 TM_1 モードの転回点 X_{TM1} を求める。このように、 $n_{TM}(x)$ と $n_{TE}(x)$ の屈折率分布の一部を交互に求めていくと最後には、 $n_{TM}(x)$ 、 $n_{TE}(x)$ の両方が求められる。TEモードの実効屈折率とTMモードの実効屈折率を同時に用いた推定を行うわけで、推定に用いる実効屈折率のデータの個数が倍になるので、推定の精度の向上が期待できる。

2.4 係数 K_{S0} の求め方

導波モード数が多いと、複屈折の情報を用いなくともかなり正確に屈折率分布を推定できるので、まず、TMモードの実効屈折率データを用いて $n_{TM}(x)$ を求め、次に、式(11)の関係を満足するような $n_{TE}(x)$ を求める。それぞれの表面屈折率 n_{STM} 、 n_{STE} を用いて、

$$K_{S0} = \frac{n_{STE} - n_{STM}}{n_{STM} - n_b} \quad (18)$$

より K_{S0} を算出する。この手順を以下に示す。

- (1) TMモードの実効屈折率データのみを用いて、最もなめらかな $n_{TM}(x)$ を求める。
- (2) n_{STE} の値を仮定して、TEモードの実効屈折率データを用いてTEモードの各転回点の深さ、即ち $n_{TE}(x)$ を求める。
- (3) 式(18)より算出された K_{S0} と(1)で求められた $n_{TM}(x)$ を用いて、式(16)より $n_{TE}(x)$ を求める。
- (4) (2)と(3)で求めた2つの $n_{TE}(x)$ の差異が最も小さくなるように、 n_{STE} を試行錯誤的に求める。
- (5) 以上で求められた n_{STE} を用いて、式(18)より K_{S0} を算出する。

3. シミュレーションと実験

3.1 シミュレーション

本方法の有効性を確認するために、屈折率分布を仮定して、シミュレーションを行った。算出された実効屈折率のデータを用いて推定を行い、仮定された分布にどの程度近いかを示す。

指数関数の依存をもつ指数分布

$$n_{TH}(x) = 1.52 + 0.01 \exp(-x/d) \quad (19)$$

$$n_{TE}(x) = 1.52 + 0.008 \exp(-x/d)$$

およびガウス分布

$$n_{TH}(x) = 1.52 + 0.01 \exp(-(x/d)^2) \quad (20)$$

$$n_{TE}(x) = 1.52 + 0.008 \exp(-(x/d)^2)$$

に関して、パラメータ d を変化して、モード数の異なる屈折率分布を得るものとする。 K_{s0} の値は -0.2 であり、光波の波長は $0.6328 \mu\text{m}$ とする。上記の屈折率分布を持つ導波路について、導波モードの実効屈折率を多層分割法により計算し、実効屈折率のデータと K_{s0} の値を用いて推定を行った。指数分布の場合を図4、5に、ガウス分布の場合を図6、7に示す。(a)には本方法による結果を、(b)にはTMモードの実効屈折率データのみを用いて推定した結果を示す。破線は仮定した屈折率分布を示す。

指数分布の場合、本方法によりTMモードとTEモードを結びつけることにより、かなり良い推定が得られた。モード数が少ない場合に効果的といえる。ガウス分布の場合、さほどの改善はみられなかった。これは、TMモードのデータのみを用いてもかなり良い推定がなされるため

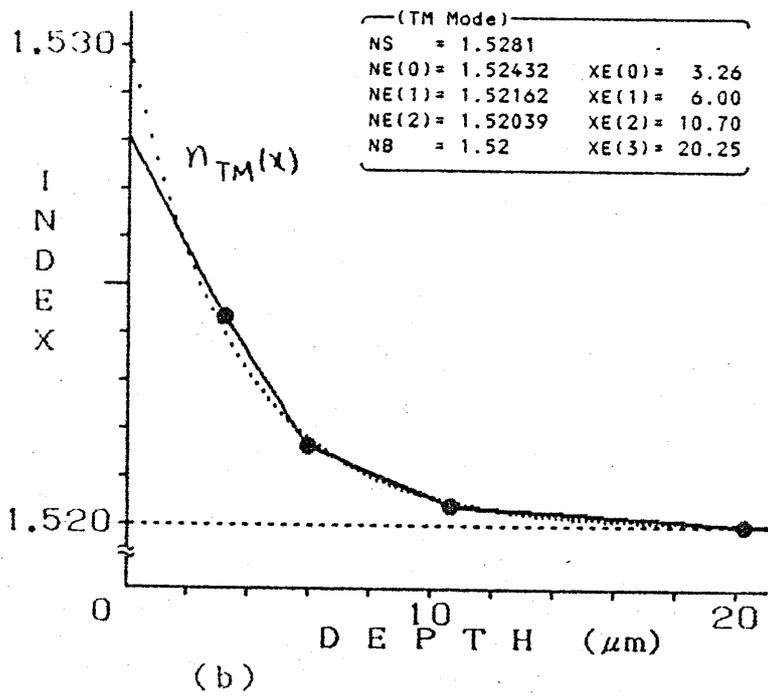
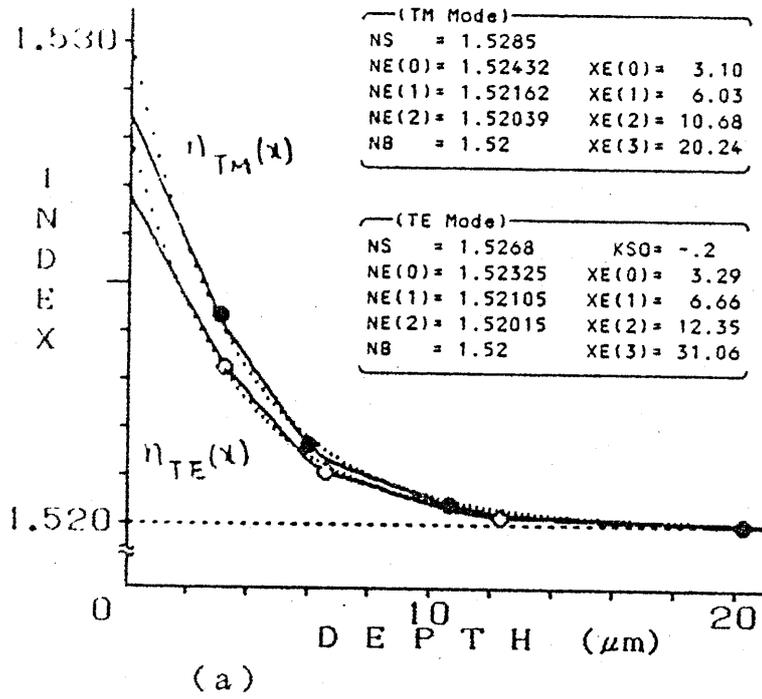


図4 指数分布 ($d = 3.5 \mu\text{m}$) の場合のシミュレーション結果

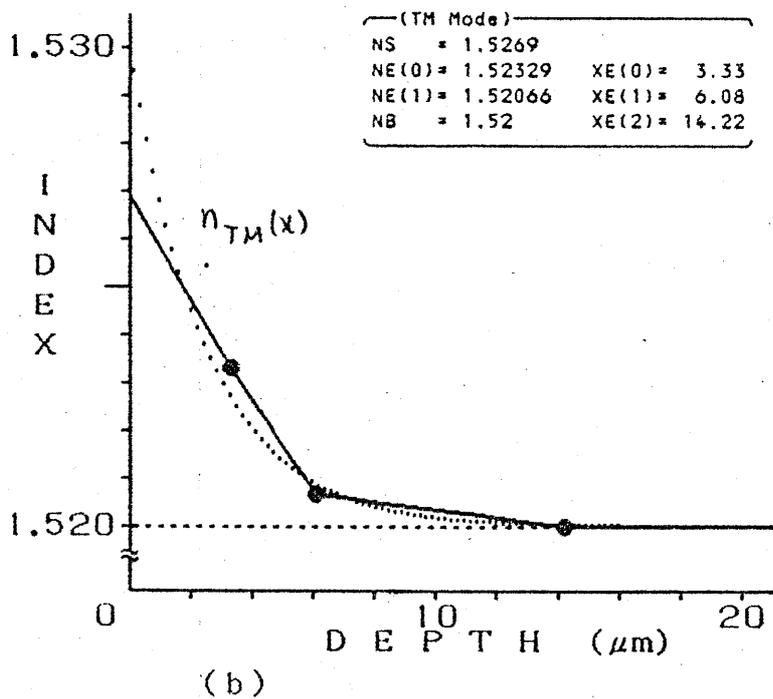
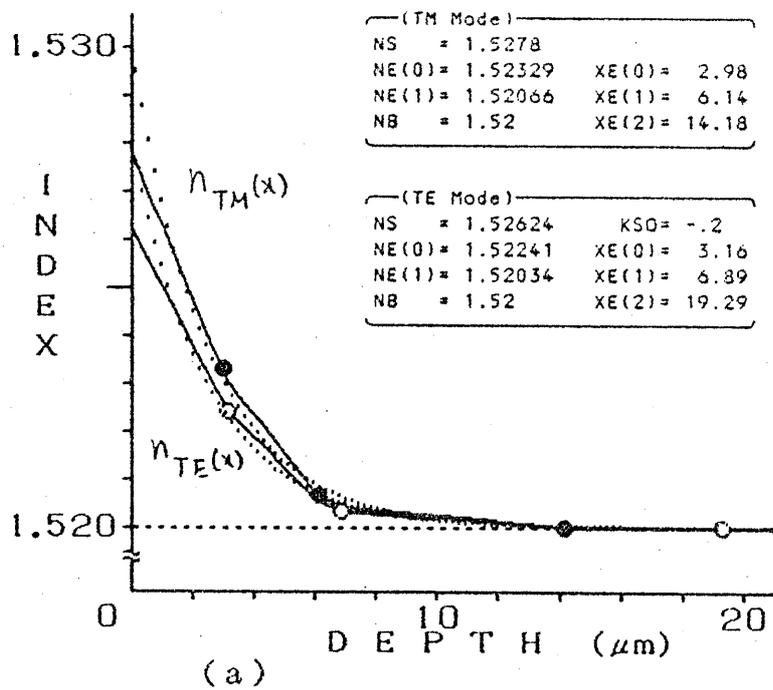


図5 指数分布 ($d = 2.5 \mu\text{m}$) の場合のシミュレーション結果

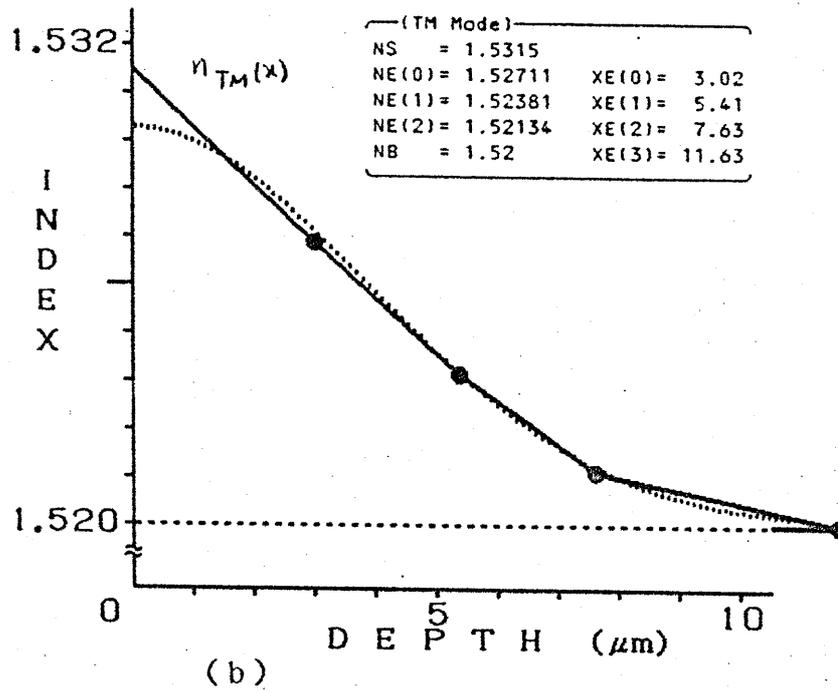
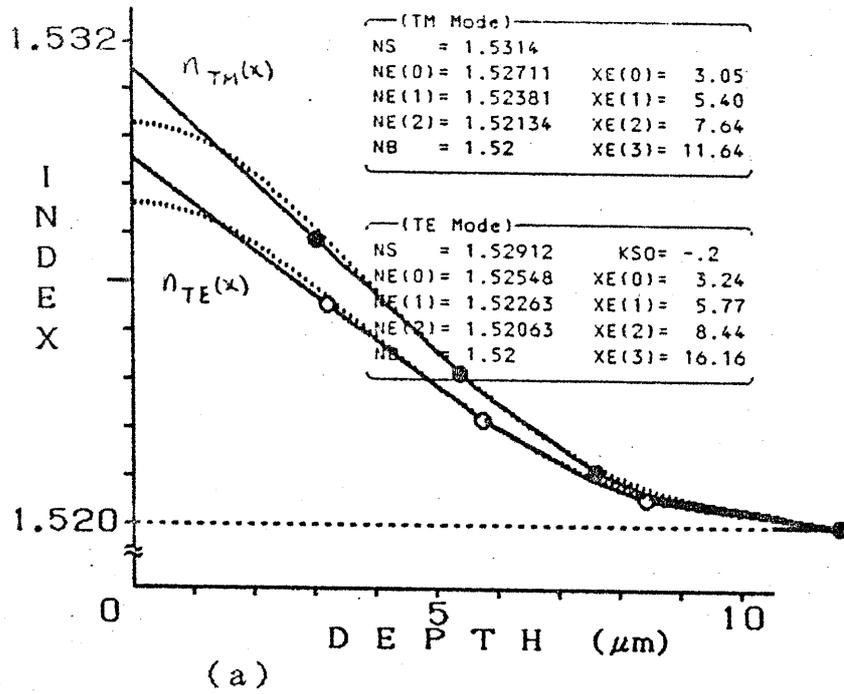


図6 ガウス分布 ($d = 5.5 \mu\text{m}$) の場合のシミュレーション結果

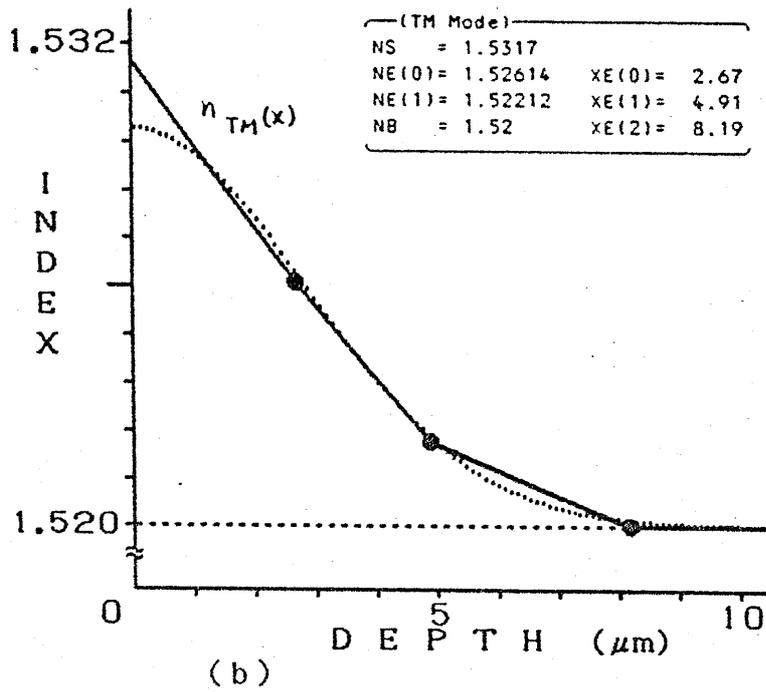
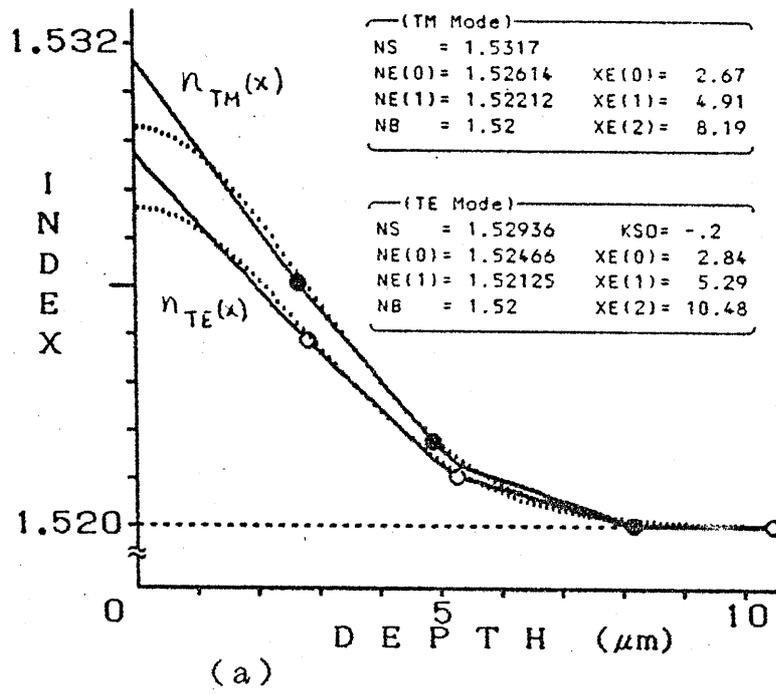


図7 ガウス分布 ($d = 4.0 \mu\text{m}$) の場合のシミュレーション結果

と思われる。表面屈折率は、指数分布では小さく、ガウス分布では大きく推定されるが、ほとんどの場合、その推定誤差は0.003より小さい値であった。

また、単一モード導波路の場合の結果を図8、9に示す。屈折率分布の形状のあらましを推定できることがわかる。

次に、係数 K_{s0} がどの程度正確に求められるかを検討した。モード数が4以上の場合について、 K_{s0} を求めたところ、 $K_{s0} = -0.2$ に対して、指数分布では、 $-0.202 \sim -0.209$ 、ガウス分布では、 $-0.195 \sim -0.202$ の値が得られた。

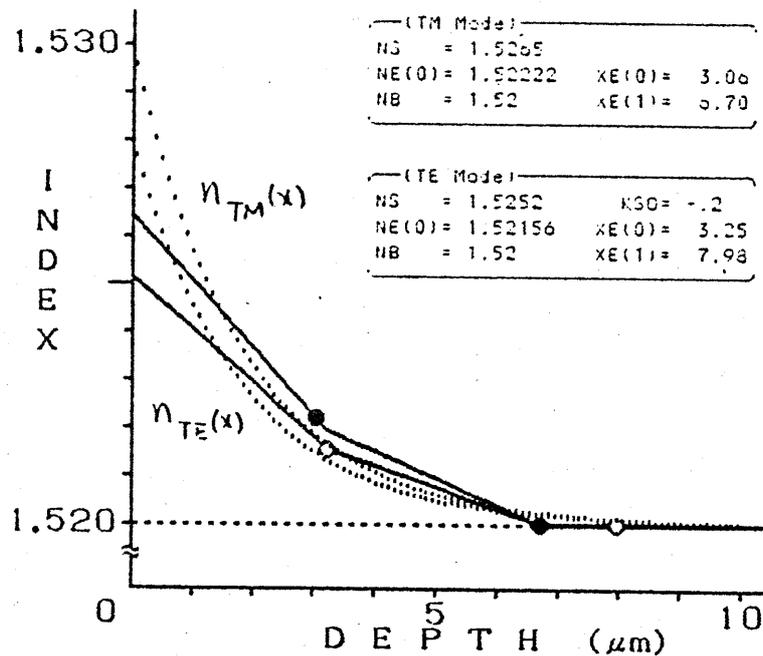


図8 指数分布 ($d = 1.8 \mu\text{m}$) の場合のシミュレーション結果

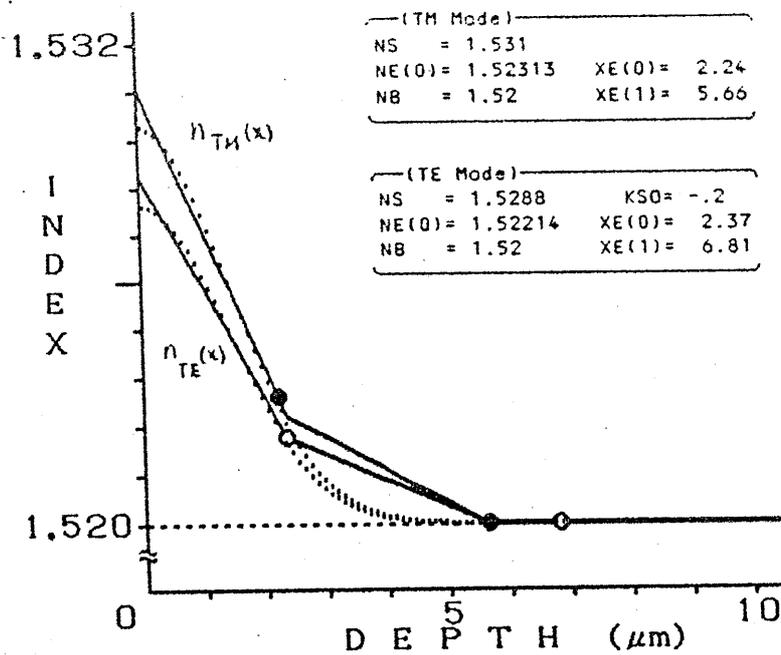


図9 ガウス分布 ($d = 2.0 \mu\text{m}$) の場合のシミュレーション結果

3.2 実験

ナトリウム-カリウムイオン交換されたソーダ石灰ガラス導波路の屈折率分布を本方法により推定した。

顕微鏡スライドガラス（松浪硝子製）を硝酸カリウム熔融塩に浸漬してスラブ導波路を作成した。プリズムカプラを用いて、He-Neレーザ光（波長 $0.6328 \mu\text{m}$ ）を入射し、プリズムへの入射角の測定より、各モードの実効屈折率（基板屈折率は 1.5138 ）を求めた。

まず、モード数が多い場合（4以上）の実効屈折率のデータより K_{S0} を求めたところ、 -0.177 であった。この場合の屈折率分布の例を図10、11に示す。次に、この K_{S0} の値を用いて、屈折率分布の推定を行った。推定例を図12、13に示す。

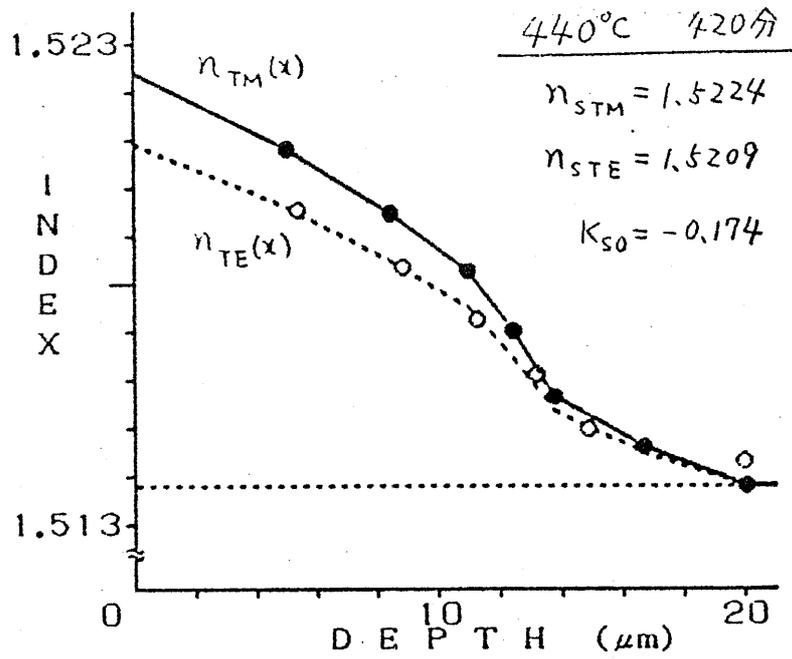


図10 カリウムイオン交換ガラス導波路（交換温度440°C、交換時間420分）の屈折率分布推定結果

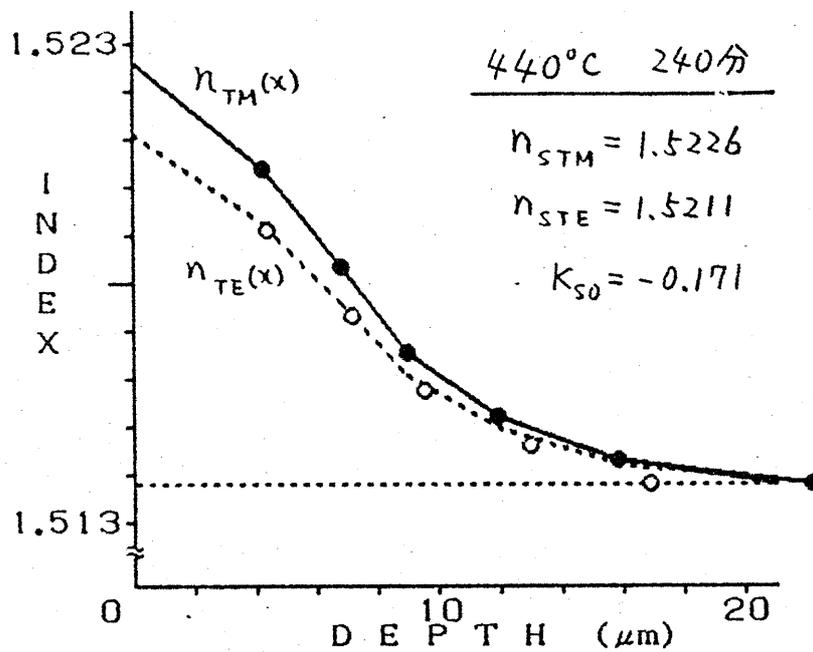


図11 カリウムイオン交換ガラス導波路（交換温度440°C、交換時間240分）の屈折率分布推定結果

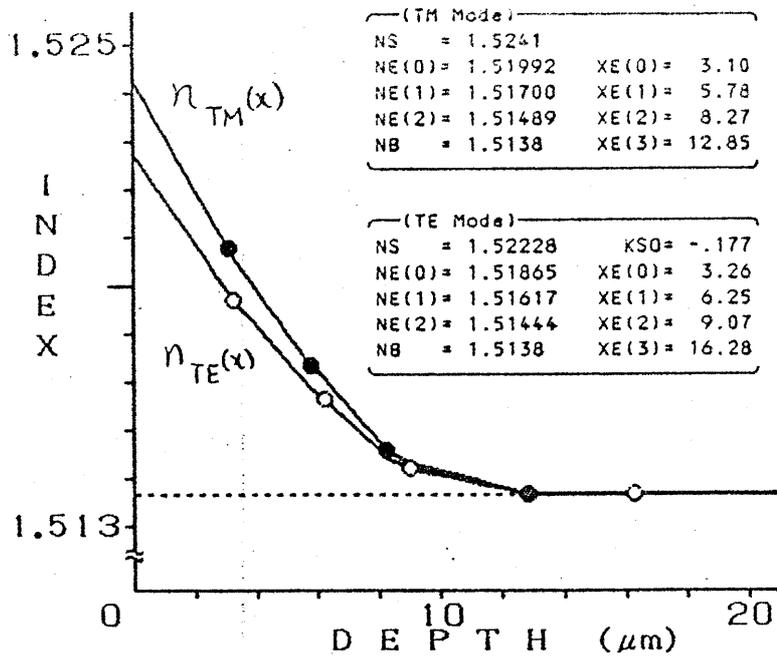


図12 カリウムイオン交換ガラス導波路（交換温度440°C、交換時間90分）の屈折率分布推定結果

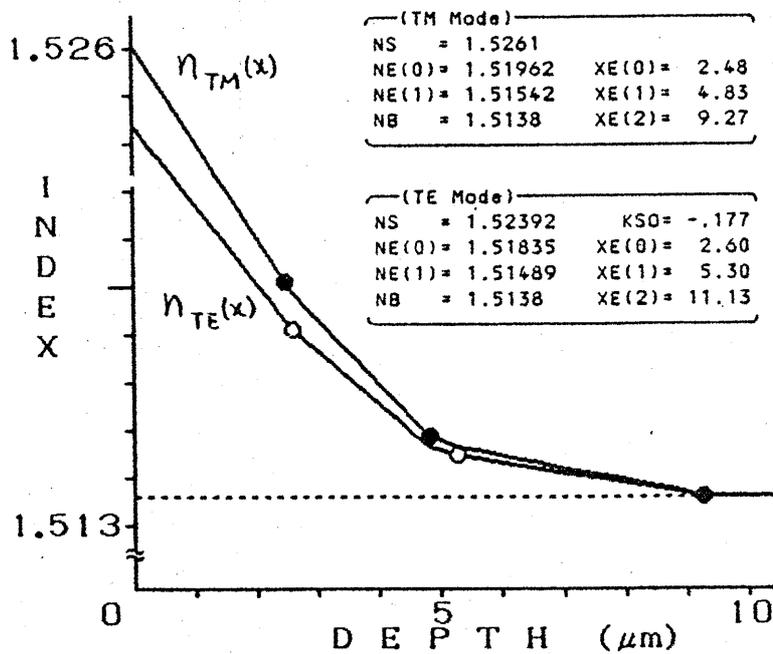


図13 カリウムイオン交換ガラス導波路（交換温度400°C、交換時間90分）の屈折率分布推定結果

4. むすび

応力光学法則を用いて、TMモードの実効屈折率とTEモードの実効屈折率を関係づけ、逆WKB法により、カリウムイオン交換ガラス導波路の屈折率分布を推定する方法を示した。シミュレーションの結果、転回点付近の分布がかなり正確に求められることが分かった。更に、実験結果に基く推定例を示した。

本方法はモード数が少ない場合に有効と考えられる。逆WKB法は転回点間を折れ線近似するため、分布形状がなめらかさに欠ける。なめらかな分布形状を得るため、多項式とのフィッティングを行うこと（例えば、スプライン関数による補間など）が考えられる。

謝辞 本研究に協力された松田臣司氏（現シャープ）に感謝します。

参考文献

- (1) T.G.Giallorenzi, E.J.West, R.Kirk, R.Ginther and R.A. Andrews, "Optical waveguides formed by thermal migration of ions in glass", Appl. Opt., 12, 6, pp.1240-1245 (June 1973)
- (2) T.Findakly and B.Chen, "Single-mode integrated optical 1×N star coupler", Appl. Phys. Lett., 40, 7, pp.549-550 (1 Apr. 1982)
- (3) G.L.Yip and J.Finak, "Directional-coupler power divider by two-step K⁺-ion exchange", Opt. Lett., 9, 9, pp.423-425 (Sept. 1984)
- (4) P.K.Tien, S.Riva-Sanseverino, R.J.Martin, A.A.Ballman and H. Brown, "Optical waveguide modes in single-crystalline LiNbO₃-LiTaO₃ solid-solution films", Appl. Phys. Lett., 24, 10, pp.503-506 (15 May 1974)

- (5) J.M.White and P.F.Heidrich, "Optical waveguide refractive index profiles determined from measurement of mode indices: a simple analysis", Appl. Opt., 15, 1, pp.151-155 (Jan.1976)
- (6) W.E.Martin, "Refractive index profile measurements of diffused optical waveguides", Appl. Opt., 13, 9, pp.2112-2116 (Sept. 1974)
- (7) L.McCaughan and E.E.Bergmann, "Index distribution of optical waveguides from their mode profile", IEEE J. Lightwave Technol., LT-1, 1, pp.241-244 (Mar. 1983)
- (8) K.Morishita, "Index profiling of three-dimensional optical waveguides by the propagation-mode near-field method", IEEE J. Lightwave Technol., LT-4, 8, pp.1120-1124 (Aug. 1986)
- (9) M.Minakata, S.Saito, M.Shibata and S.Miyazawa, "Precise determination of refractive-index changes in Ti-diffused LiNbO_3 optical waveguides", J. Appl. Phys., 49, 9, pp.4677-4682 (Sept. 1978)
- (10) 岸岡、橋本、"イオン拡散光導波路の複屈折"、昭58信学総全大、1077 (1983)
- (11) A.Brandenburg,"Stress in ion-exchanged glass waveguides", IEEE J. Lightwave Technol., LT-4, 10, pp.1580-1593, (Oct. 1986)
- (12) J.W.Dally and W.F.Riley, "Experimental Stress Analysis", (2nd ed.) McGraw-Hill (1978)
- (13) A.K.Varshneya and R.J. Petti, "Finite element analysis of stresses in ion-exchanged glass", J. Am. Ceram. Soc., 59, 1-2, pp.42-46 (Jan.-Feb. 1976)
- (14) 太田博紀、"ガラスの化学強化"、化学工学、44, 9, pp.525-528 (1980)

RS86-20

輻射科学研究会資料

PLZT 薄膜導波路光スイッチ
の諸特性

東野 秀隆, 山崎 攻

(松下電器 中央研究所)

昭和62年3月13日

PLZT 薄膜導波路光スイッチの諸特性

東野 秀隆, 山崎 攻

松下電器 中央研究所

1 はじめに

近年、急速な光ファイバ技術¹⁾の発達とともに、半導体レーザの狭線幅化技術²⁾、発振波長のチューニング技術^{3,4)}、高出力化技術⁵⁾等の発達により、導波路光デバイスの周辺技術が確立されて来つつある。また、光ファイバ通信技術は、超広帯域⁶⁾・超高速⁷⁾光伝送やコヒーレント光通信⁸⁾の時代を迎えようとしている。この様な状況の中で、 $Ti:LiNbO_3$ 導波路光スイッチや変調器が一部市場に出回る様になって来た。最近 $Ti:LiNbO_3$ 導波路光スイッチの超広帯域化⁹⁾、低損失化¹⁰⁾技術の発達にはめざましいものがある。また、 $GaAs$ 系導波路光変調器でも効率が悪いか、広帯域¹¹⁾の報告がある。

我々は将来の素子を目指して、 $LiNbO_3$ よりも大きな電気光学効果を有する PLZT 系薄膜¹²⁾を用いた光デバイスの研究を

行ってきた^{13~)}。PLZT (28/0/100) 組成のターゲットより育成した単結晶薄膜を用いた交差型光スイッチでは、導波路幅 $20\mu m$ 、交差角 2° のリッジ型導波路として、動作電圧 $4.7V$ の低電圧動作を実現した¹³⁾。また、測定系限界である $2GHz$ の正弦波変調・伝送実証を行い¹⁴⁾、理論的には $80GHz$ 以上の変調帯域幅を予測した¹⁵⁾。

今回は、より実用に近い観点から、高速光変調器の検討を行い、設計・試作・評価した^{16~)}。また光変調器の安定性を評価するために、PCM 光伝送システムに試作した PLZT 薄膜光スイッチを組み込み¹⁶⁾、 1000 時間以上に恒る伝送実験を行い、良好な安定性が確認された¹⁷⁾。以下にこれらを詳述する。

2 PLZT 薄膜導波路光スイッチの設計

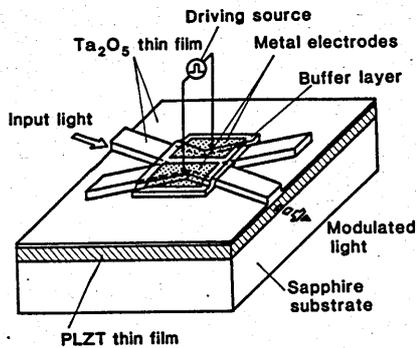


図1. PLZT 薄膜導波路光スイッチの構成図

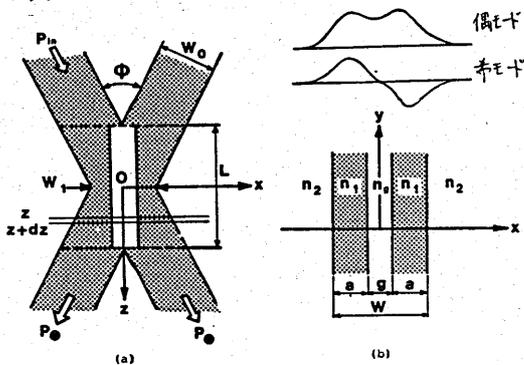


図2. 結合スラブ導波路モデル
(a) 平面図, (b) z=z_0の点での切断面のスケッチ図

PLZT 薄膜を用いた導波路光スイッチの構造として、高速性を重視して交差型とした。構造を図1に示す。交差導波路はストリッパ装荷型で構成し、三次元光閉じ込め時のストリッパエッジでの散乱を抑える様にした。交差型の薄膜光スイッチは図2(a)に示す様に、図中の白めきの電極ギャップ直下部分のPLZT薄膜の屈折率が印加電界により変化する。z軸に垂直な断面を取り、膜方向の層状構造を実効屈折率で近似すると図2(b)の様になる。入射光 P_{in} は、偶奇モードの線形和で表現でき、それぞれ $\beta_e^{(2)}, \beta_o^{(2)}$ の伝搬定数で伝搬する。出力導波路ではこれ

重ね合せにより直進光 P_{00} と反射 P_{00} に分かれるものと理解できる。交差部中央でzモード存在するために、入出力導波路はzモード導波路となる。モード間の結合が少なくし、損失が小さいとして近似すると、偶奇モードの伝搬定数差 $\Delta\beta = \beta_e - \beta_o$ で特性が記述できる。PLZT 系薄膜は E_x モードの方が H_x モードよりも大きな電気光学効果を感じるので、 E_x モードについて考える。図2の様に実効屈折率を決めると、x方向伝搬定数 k_x は

$$k_x \cdot a - \tan^{-1} \left(\frac{n_1^2 \cdot \gamma_2}{n_2^2 \cdot k_x} \right) - \tan^{-1} \left(\frac{n_1^2 \cdot k_{xg} \cdot \delta}{n_g^2 \cdot k_x} \right) = p\pi, \quad (p=0, 1, 2, \dots) \quad (1)$$

$$k_x = [n_1^2 \cdot k^2 - \beta^2]^{\frac{1}{2}}, \quad (n_2 \cdot k \leq \beta \leq n_1 \cdot k) \quad (2)$$

ここで $\gamma_2 = [(n_1^2 - n_2^2)k^2 - k_x^2]^{\frac{1}{2}}, \quad (3)$

$$k_{xg} = [k_x^2 - (n_1^2 - n_g^2)k^2]^{\frac{1}{2}}, \quad (4)$$

$$\delta = \tan \left(\phi - k_{xg} \cdot \frac{g}{2} \right), \quad (5)$$

$$\phi = \begin{cases} 0, & \text{偶モード} \\ \frac{\pi}{2}, & \text{奇モード} \end{cases} \quad (6)$$

$$W = 2a + g, \quad (7)$$

$$k = 2\pi/\lambda, \quad \lambda: \text{波長} \quad (8)$$

(1)式で与えられる。ギャップ部分の実効屈折率 n_g が周囲の部分の実効屈折率 n_1 に等しい場合の値を添字“0”を用いて記述すると、z=z_0の点の伝搬定数差 $\Delta\beta(z)$ は、実効屈折率差 $\Delta n_g = n_g - n_1$ の関数となるが、次式で良い近似を得ることがわかった。

$$\Delta\beta(z) = (\beta_{e0}(z) - \beta_{o0}(z)) \cdot \exp(A \cdot \Delta n_g), \quad (9)$$

ここで

$$A = \frac{k^2 \cdot n_1 \cdot g \left(\frac{1 + \sin(k_{x0} \cdot g) / (k_{x0} \cdot g)}{(W + 2/\gamma_{20}) \cdot \beta_{e0}} - \frac{1 - \sin(k_{x0} \cdot g) / (k_{x0} \cdot g)}{(W + 2/\gamma_{20}) \cdot \beta_{o0}} \right)}{\beta_{e0} - \beta_{o0}} \quad (10)$$

図3に計算例を示す。実線は、(1)~(8)式を用いて数値計算したものである。図から良い近似を与えることが分かる。

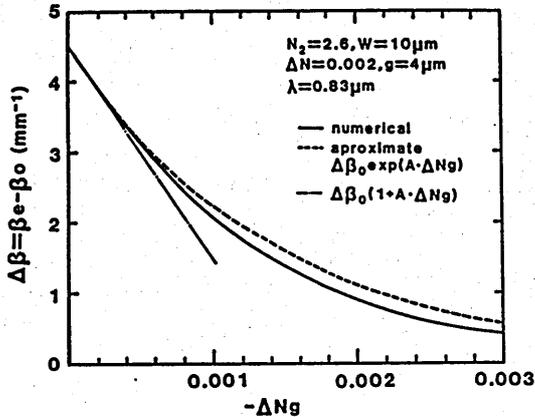


図3. $\Delta\beta$ 対 Δn_g 依存性

光が $z = -L/2$ で交差部分に入射し、 $z = L/2$ に到達するまでの偶奇モードの位相定数差 $\Omega(\Delta n_g)$ は、線形近似を用い、

$$\Omega(\Delta n_g) = \int_{-L/2}^{L/2} \Delta\beta(z) dz = 2 \int_0^{L/2} \Delta\beta_0(z) \cdot \exp(A \cdot \Delta n_g) dz = L \cdot \Delta\beta|_{W=1.5W_1} \quad (11)$$

と表わされる。入力光 $P_{in} = 1$ とした時の出力光 P_Θ と P_Φ は、次の様に表わされる。

$$P_\Theta = \sin^2(\Omega(\Delta n_g)/2) \quad (12)$$

$$P_\Phi = \cos^2(\Omega(\Delta n_g)/2) \quad (13)$$

従って(9)~(13)式を用いれば光スイッチ特性の予測が出来る。図4には、光出力特性の計算例を示す。実線は、 $\Omega(\Delta n_g)$ を

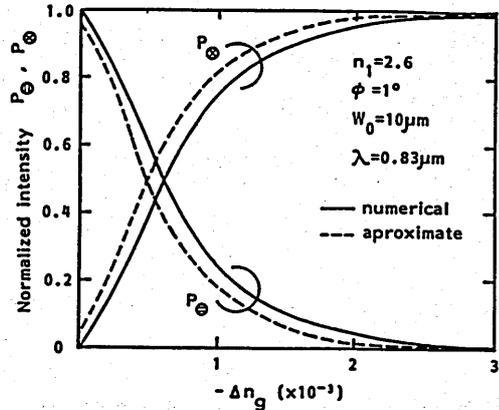


図4. 光出力 (P_Θ, P_Φ) 特性計算例

(1)~(8)と(12)(13)式から求めた数値解であり、破綻線は(9)~(13)を用いた近似解を示す。若干のずれが見られるが、かなり良く特性を表わしているのを見てとれる。

次に、スラブ導波路モデルで仮定した膜厚方向の設計を行った。図5には、交差導波路光スイッチの断面構造を示す。

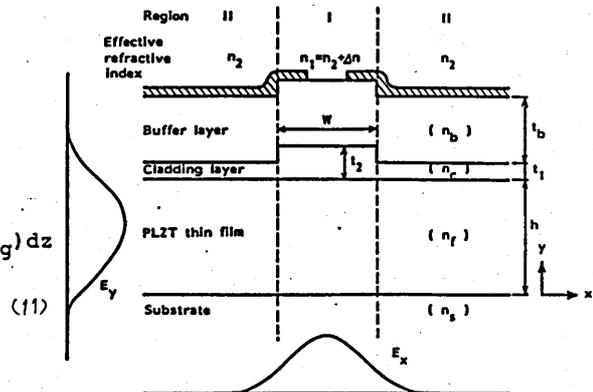


図5. 交差導波路光スイッチの断面

バッファ層厚さ t_b は十分厚いものとする。と四層スラブ導波路の実効屈折率を求めれば良い。決定方程式は、 E_x (TE)モードの場合次式で与えられる。これから実効屈折率 n_{eff} が求まる。

$$\kappa_f \cdot h \cdot \tan^{-1}\left(\frac{Y_s}{\kappa_f}\right) - \tan^{-1}\left[\frac{Y_c}{\kappa_f} \cdot \tanh(\gamma_c \cdot t + \tanh^{-1}\left(\frac{Y_b}{Y_c}\right))\right] = q\pi, \quad (q=0,1,2,\dots) \quad (14)$$

$$\text{where } \kappa_f = k[n_f^2 - n_{\text{eff}}^2]^{1/2}, \quad (15)$$

$$Y_i = k[n_{\text{eff}}^2 - n_i^2]^{1/2}, \quad (i=b,c,s) \quad (16)$$

これから所望の構造定数を設計する事になる。表1に設計した交差導波路光スイッチの諸定数を示す。交差部長Lは

表1. 交差導波路光スイッチの諸定数

導波路幅 W _g	10 μm		交差角 1°		電極ギャップ間隔	4 μm	電極長	2.1 mm
屈折率	n _b	n _c	n _f	n _s	導波路幅 W (μm)	15		10
	1.87	2.09	2.6	1.77		実効屈折率	n _e (TE ₀₀ モード)	2.465968
膜厚 (μm)	t _b	t ₁	t ₂	h	n _e (TE ₀₁)		2.465636	2.465237
	0.18	0.01	0.03	0.35	n _e - n _o		0.000331	0.000625
実効屈折率	n _l	2.466080	Δn = 0.002013		Δβ = k (n _e - n _o) (mm ⁻¹)	2.5074		4.7345
	n _l	2.464067				n _l - n _l		

1.15 mmとなるが、電極長は余裕を見て 2.1 mmとした。

3. 素子の作製

PLZT薄膜はサファイアC面にアレナ・マグネロン・スパッタ法により厚み350 nmだけ形成した¹³⁾。表2に形成条件を示す。形成した膜は厚み方2モード導波路であるが、基本モードを用い、波長0.83 μm

表2 PLZT系薄膜形成条件

ターゲット	PLZT (28/0/100) 粉末 100 mg
基板	サファイアC面
スパッタガス	Ar (60%) + O ₂ (40%)
ガス圧	0.5 Pa
入力パワー	200 W
基板温度	580 °C
育成速度	70 ~ 80 Å/分

で伝搬損失 4~11 dB/cm のものが得られた。カー定数は 0.2~0.8 × 10⁻¹⁶ (m/V)² であった。クラッド層およびストリップ層の Ta₂O₅ 膜は金属ターゲットのプレーナ・マグネロン・スパッタ法で作製し、屈折率は 2.09 であった。バッファ層は屈折率調節に Al₂O₃ と Ta₂O₅ の同時スパッタ¹²⁾ により作製した。SiO₂ 上の膜の屈折率は 1.87~1.88 であった。電極は Al

を真空蒸着とリフトオフにより 0.2 μm 厚に形成した。図6に試作したスイッチ素子の拡大写真を示す。図7には交差導波路部

の光導波時のストリーク写真を示す。損失は 2.3 mm 当り約 1 dB、クロストークは約 20 dB が得られた。

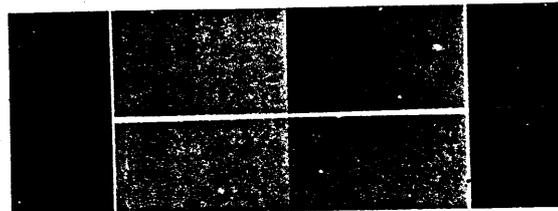


図6. 光スイッチ素子 (1マウスキー顕微鏡写真)

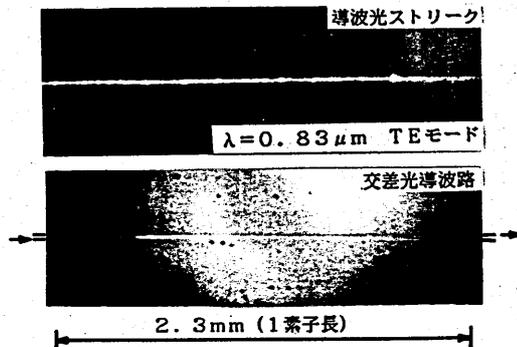


図7. 光スイッチ素子のストリーク写真

4. 光スイッチモジュールの作製

PLZT 薄膜光スイッチを変調器として用いるために、光ファイバ入出力構造の光スイッチモジュールを作製した。光結合は、プリズム結合法を用いた。図8に概念図を示す。プリズムはGaPを用い、

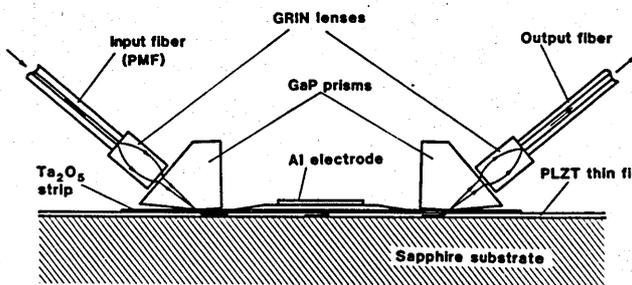


図8. 光結合概念図

導波路との接触部が鈍角となる様に研磨してある。プリズムを導波路に押しあててギャップ調整後に樹脂固定した。入力側にはコア径5 μm の偏波面保存光ファイバ(PMF)を用い、出力側には10 μm コアのものを用いた。ロッドレンズを用いて光ファイバと光導波路との結合を行った。ファイバとレンズとは基板に治具を介して固定した。

電気接続はマイクロストリップ線路とワイヤボンディングとを用いて行った。完成した光スイッチモジュールを図9に示す。

5. 特性測定方法と結果

図10に、試作した光スイッチの特性を

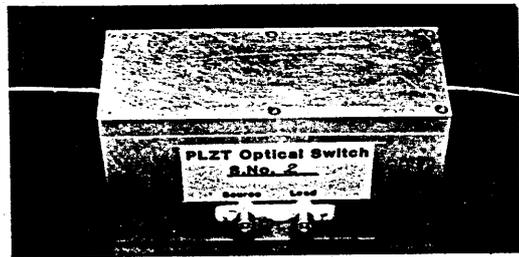


図9. 光スイッチモジュール

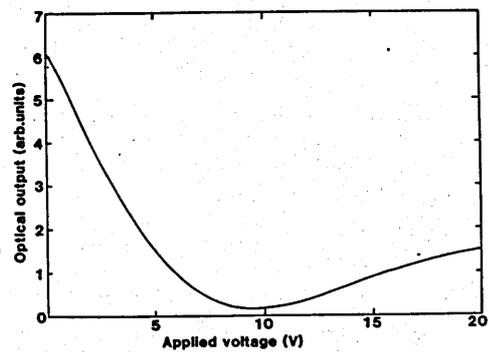


図10. 光スイッチ素子特性 (波長0.83 μm)

図10に示す。波長0.83 μm の半導体レーザー光を用い、PMFで励振し、10 μm コアファイバで光出力層を取出し測定した。9Vで消光状態となり、消光比約16dBであった。出力光ファイバには散乱スラブモード光が同時に入射するため、消光比劣化の原因となっている。

試作した光スイッチモジュールは高速光変調器として光伝送評価を行うために、高周波特性を評価した。図11には光スイッチモジュールの入力インピーダンスのスミスチャートを示す。リターンロス3dBカットオフ周波数は3.4dBであった。図12には、同モジュールの電圧変調特性を示す。測定波長は0.83 μm で、図

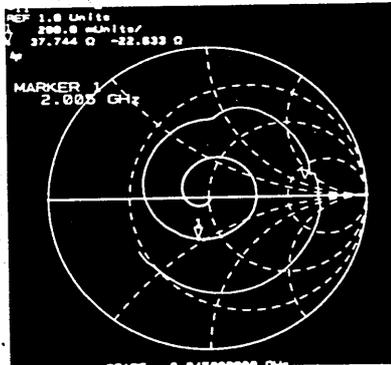


図11. 光スイッチモジュールの入力インピーダンス (S_{11} , $f = 45\text{MHz} \sim 4.0\text{GHz}$)

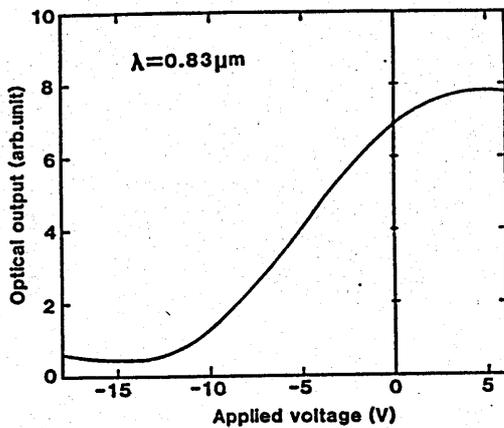


図12. 光スイッチモジュールの電圧・変調特性

12.5dBであった。周波数特性を測定するため図13に示す測定系で測定を行った。測定結果を図14に示す。(a)は信号強度で(b)は群遅延特性を示す。図15には、駆動アンプと受光用アンプとを減衰器で接続して周波数特性を測定した結果を示す。図14、15から比較的良好な周波数特性が得られていることが分かる。図14から、200MHzまでは、1.2dB以下の信号光変化で、1GHzまでは1ns程度の遅延特性が得られている(APDの帯域は700MHzである)。

また、特性測定中のレベル変動等の不安定現象はみられなかった。

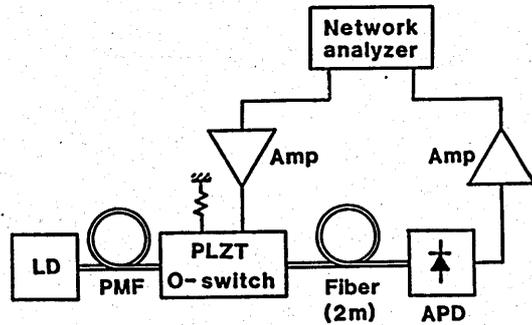


図13. 周波数特性測定系

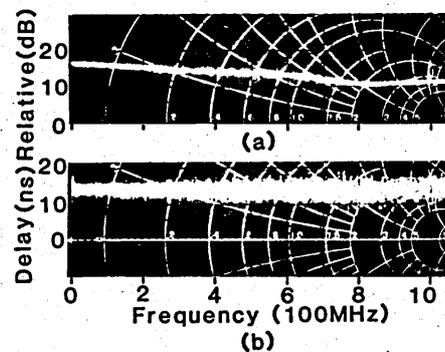


図14. 光スイッチモジュールのf特 (a)信号強度, (b)群遅延特性

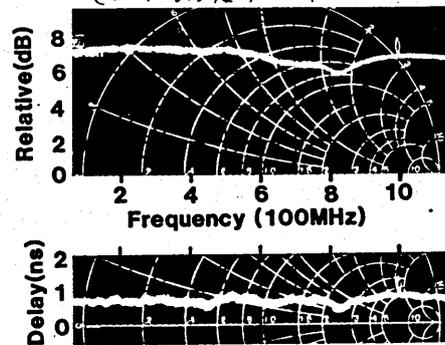


図15 アンプ系のf特 (上段:信号強度,下段:群遅延)

6. PCM光伝送実験系と結果

PLZT薄膜導波路光スイッチの評価用にPCM光伝送実験を行った。試作した光スイッチモジュールを外部変調器として用いたシステムの設計諸元を表3に示す。信号源は2台のTVカメラを用い、

表3. 評価用 PCM 光伝送システムの設計諸元

伝送速度	193.3 Mbps
伝送画像数	2
伝送路符号	ユニポーラ RZ 符号
伝送距離	1 km
光源	短波長帯半導体レーザ
光変調方式	外部光変調
符号誤り率	1×10^{-9} 以下
最小受光パワー	-40 dBm 以下

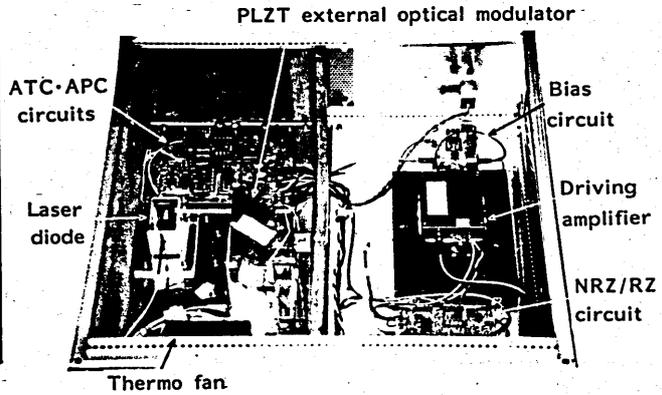


図17. 光送信ユニットの外観

映像信号の8ビットPCM符号化を行い、2チャンネル多重化して、200MbpsのPCM符号を作り、PLZT薄膜導波路光スイッチ(外部変調器)に加えPCM光信号を生成・伝送するシステムとした。図16にはシステムのブロックダイアグラムを示す。光源は波長0.83μmの半導体レーザを用い、一定出力駆動とし、PMFでPLZT光スイッチモジュールに供給する。半導体レーザと光スイッチモジュールは同一ケースに納め、中の温度を $25 \pm 1^\circ\text{C}$ に保った。図17にその光送信ユニットの写真を示す。

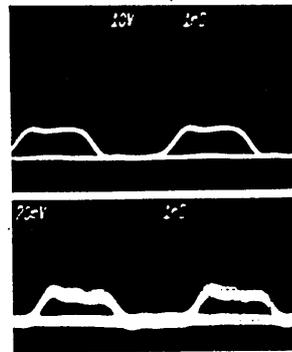


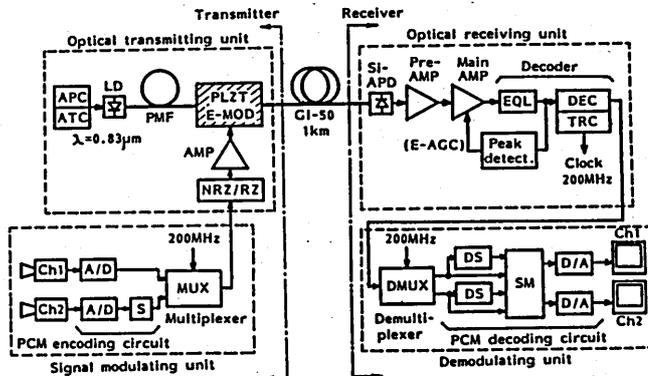
図18 光スイッチ応答波形

出力波形を示す。伝送光出力波形のサグは、受光アンプのカップリングコンデンサによるものである。波形劣化もみられず、波形ゆらぎもなく良好な結果が得られた。

図18には光スイッチ駆動波形と伝送光

図19には、等化器通過後の受信等化波形

を示す。良好なアイがあいており安定した伝送特性であること



PLZT E-MOD: PLZT external modulator, DEC: Decoding circuit, EQL: Equalizer, TRC: Timing recovery circuit, S: Scrambler, DS: Descrambler, SM: Switch matrix

図16. PCM光伝送システムブロックダイアグラム

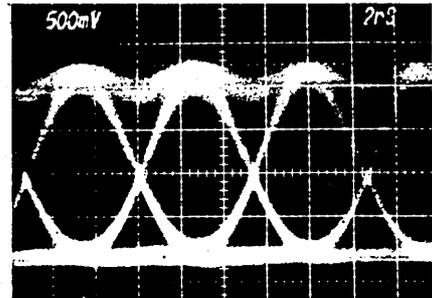


図19. 受信等化波形

がわかる。駆動電圧は $10V_{pp}$ で変調度は 82%であった。図20にはシステムの符号誤り率特性を示す。可変光減衰器を光ファイバ間に挿入して測定した。-42dBmの平均受光パワーレベルで 1×10^{-9} の符号誤り率が得られた。光伝送評価実験は、1000時間以上にわたり行った。図21には受光パワー変動量を示す。1000時間以上の実験期間中の受光パワー変動量は0.4dB以下と極めて安定していた。また、消光比の変動は測定精度以下であった。

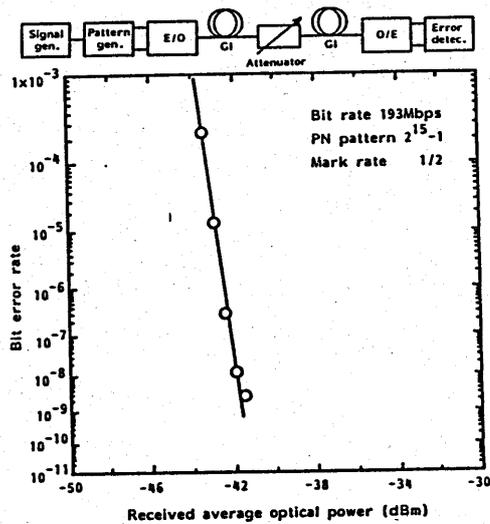


図20. 符号誤り率特性

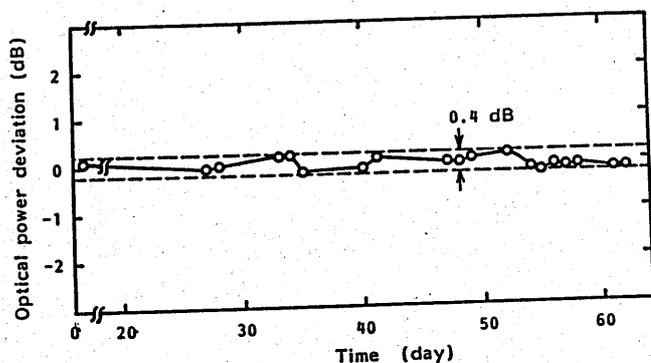


図21. 受光パワーの変動量

8. まとめ

PLZT薄膜を用いた交差導波路光スイッチの近似設計法と、設計・試作した光スイッチの諸特性について述べた。試作した光スイッチの特性は、大旨設計に近いものが得られた。またファイバ入出力構造の光スイッチモジュールを試作し、周波数特性を評価したところ良好な平坦性が得られた。

光スイッチモジュールを変調器としたPCM光伝送システムを設計・試作し、伝送評価を行った。変調器により生成された光信号は、波形歪や変動もなく、良好であった。また1000時間以上にわたる伝送実験を通じ、受光パワー変動量が0.4dB以下と極めて安定していた。PLZT薄膜導波路光スイッチの定温度での安定動作が確認された。

今後の課題としては、光結合部の低損失化が望まれる。

謝辞

本研究を進めるにあたり、ご協力とご討論を頂いた中央研究所の足立社員、映像情報システム開発推進センターの中田主任、内海主任、田辺社員、藤戸主任技師、市田主任技師、および、光導体研究所、石塚主任技師は

らびに関係者各位に深謝します。

参考文献

- 1) Y. Sasaki, in Technical Digest, OFC/IIOC'87, paper WP1.
- 2) R. Wyatt et al., Electron. Lett., 1983, 19, pp. 110-112.
- 3) M. S. Whalen, in Technical Digest, OFC/IIOC'87, paper PDP7.
- 4) S. Murata et al., in Technical Digest, OFC/IIOC'87, paper WC3.
- 5) M. Kawahara et al., in Technical Digest, OFC/IIOC'87, paper ME1.
- 6) R. S. Tucker et al., in Technical Digest, OFC/IIOC'87, paper WK4.
- 7) J. E. Bowers, in Technical Digest, OFC/IIOC'87, paper WK1.
- 8) A. H. Gnauck et al., in Technical Digest, OFC/IIOC'87, paper PDP10.
- 9) D. W. Dolfi et al., in Technical Digest, OFC/IIOC'87, paper PDP4.
- 10) K. Kovatsu et al., in Technical Digest, OFC/IIOC'87, paper WK5.
- 11) S. Y. Wang et al., in Technical Digest, OFC/IIOC'87, paper WK3.
- 12) H. Adachi et al., Appl. Phys. Lett., 1983, 42, pp. 867-868.
- 13) 東野 他, 信学技報, 1984, OQE84-16, pp. 57-64.
- 14) H. Higashino et al., Japan J. Appl. Phys., 1985, 24-2, pp. 284-286.
- 15) 東野 他, 昭和60年信学会 半導体材料部門 全国大会, 337.
- 16) 東野 他, 信学技報, 1986, OQE86-42, pp. 99-106.
- 17) H. Higashino et al., in Technical Digest, OFC/IIOC'87, paper TuQ19.
- 18) 東野 他, 昭和59年秋季応物講演会, 14P48.

輻射科学研究会資料

RS86-21

L i N b O₃ 光導波路による S H G

谷内 哲夫、 山本 和久

(松下電器産業株式会社 半導体研究センター)

昭和62年 3月 13日

LiNbO₃光導波路によるSHG

谷内 哲夫、山本 和久

(松下電器産業株式会社 半導体研究センター)

1. はじめに

最近、非線形光集積回路として光導波路を用いたSHG素子(Second Harmonic Generator)、パラメトリック変換素子あるいは論理素子の実現をめざし活発に研究開発が進められている。¹⁾

光導波路を用いたSHGは、基本波を高パワー密度に保ったまま非線形相互作用長を大きくとることができるため高い変換効率を得ることができ、半導体レーザの数10mWオーダの低レベルの光パワーで動作するSHG素子の実現が可能になる。中でもLiNbO₃を基板に用いた光導波路形成技術は多くの研究が進み、その低ロス性と屈折率制御技術を生かした種々のLiNbO₃光導波路を用いたSHG素子の開発が進んでいる。²⁾³⁾

光ダメージに強いプロトン交換LiNbO₃光導波路を利用することにより、我々はチェレンコフ放射SHGによりYAGレーザの高調波が安定に発生できることを確認した。⁴⁾ 今回新しく燐酸を用いたプロトン交換法により低伝搬損失な光導波路を作製し⁵⁾、0.8 μ m帯半導体レーザのSHGを実現したので報告する。

2. プロトン交換導波路の検討

(1) 光導波路の作製

プロトン交換導波路を作製する方法としてはJackelら⁶⁾により提案された安息香酸(C₆H₅COOH)の溶液中で熱処理することにより安息香酸中のH⁺とLiNbO₃中のLi⁺が交換されLiNbO₃表面に高屈折率層(H⁺-LiNbO₃)を形成する方法が主に研究されている。この安息香酸処理により基板との屈折率差が大きく、しかも光損傷に強い導波路が得られる反面、プロトン交換源である安息香酸の蒸発量が多く、光導波路作製時における制御性、作業性が悪いこと、また作製された三次元導波路の伝搬損失が2~3dB/cmと大きいという難点がある。

我々は上記の問題を解決するために、安息香酸以外の酸についてのプロトン交換

処理に関する検討を行った。プリズムカップラ法による光学測定の結果、燐酸処理により屈折率差 $\Delta Ne=0.145$ （モード数19）であり安息香酸処理（ $\Delta Ne=0.128$ ）に対して大きな値を示した。各酸処理による最大屈折率差 $\Delta Ne \cdot \max$ の実験結果を表1に示す。また、燐酸（ピロ燐酸（ $H_4P_2O_7$ ））は粘度が高く、室温で液体であるため直接 $LiNbO_3$ 表面への塗布が可能である。そのため光導波路作製プロセスの制御性、作業性をさらに向上させることができる。図1に燐酸表面塗布法による光導波路作製工程図を示す。以下に手順を示す。

- (1) 光学研磨された $LiNbO_3$ のZ面上に燐酸をスピコートする。（300rpm, 40秒）
- (2) 塗布された基板を加熱された石英管中で数分～数時間熱処理を行う。
- (3) 基板を取り出した後、水洗を行う。

以上の工程により $LiNbO_3$ にプロトン交換導波路が作製される。この方法により厚み $0.5 \mu m$ の光導波路を作製した結果、製作精度が $\pm 50 \text{ \AA}$ 以内であり制御性が優れていることが明らかとなった。蒸発量の多い安息香酸溶液中の処理では蒸気ムラや温度ムラのためこのような精密制御は困難である。

表1. 各種酸処理による最大屈折率変化

酸の種類	$\Delta Ne \cdot \max$
燐酸	0.145
ピロ燐酸	0.145
コハク酸	0.133
ノナン酸	0.127
安息香酸	0.128

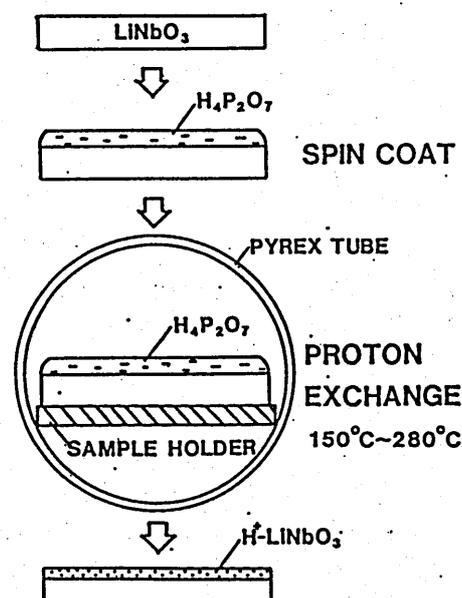


図1. プロトン交換導波路作製工程

(2) H濃度プロファイルの測定

安息香酸により作製された光導波路の深さ方向プロファイルはステップ状となることが知られている。燐酸処理により作製された光導波路のプロファイルを検討するために厚み $0.5\mu\text{m}$ の光導波路を作製した。作製条件は処理温度 230°C 、処理時間12分である。上記サンプルをSIMS(Secondary Ion Mass Spectrometry)により、深さ方向のH濃度プロファイルを測定した。

図2にSIMSによるH濃度深さ方向分布の測定結果を示す。同一条件にて作製した安息香酸処理によるサンプルのSIMS分析も同図に示す。図2より燐酸処理により作製されたサンプルは深さ $0.5\mu\text{m}$ 以上でH濃度分布が急速に減少しており安息香酸処理のものと同様にプロファイルがステップ状となっていることがわかる。またSIMSによるプロトン交換深さ($0.5\mu\text{m}$)とプリズムカップラ法により求めた値($0.5\mu\text{m}$)が良く一致している。また、 230°C での拡散定数 $D(T)$ は $0.33\mu\text{m}^2/\text{h}$ と安息香酸処理の値 $0.33\mu\text{m}^2/\text{h}$ とほぼ等しい。

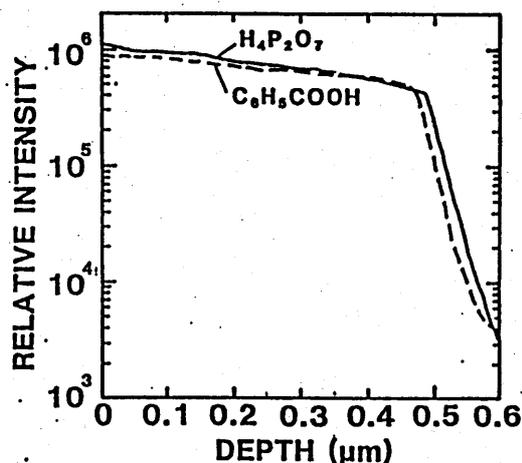


図2. H濃度深さ方向プロファイル分析

(3) 三次元導波路の作製

Ta膜をマスクとし燐酸処理により三次元導波路の作製を試みた。Taは燐酸中で溶解せず、しかも LiNbO_3 との密着性も良い。また、パターン化には CF_4 ガスによるドライエッチングを用いた。作製した光導波路はプロトン交換温度 230°C 、プロトン交換時間12min、光導波路厚み $0.5\mu\text{m}$ である。次に端面研磨によるcut-back法

を用いて光導波路の伝搬損失を測定した。

図3に測定結果を示す。安息香酸処理により作製した光導波路も比較のため同図に示す。光導波路幅 $2\mu\text{m}$ では燐酸処理によるプロトン交換光導波路の伝搬損失は 0.7dB/cm であり、安息香酸処理 2.5dB/cm に比べて低損失な光導波路が得られた。これは均質な光導波路が燐酸処理により形成されたものと考えられる。表2は安息香酸処理との比較である。

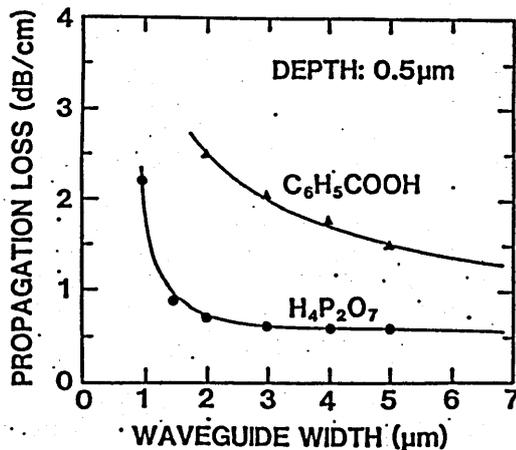


図3. 三次元導波路の伝搬損失

表2. 燐酸処理と安息香酸処理との比較

	$\text{H}_4\text{P}_2\text{O}_7$	$\text{C}_6\text{H}_5\text{COOH}$
T(°C)	$T < 300$	$120 < T < 249$
K_a	2.0×10^{-2}	6.2×10^{-5}
Δn_e	0.145	0.128
D($\mu\text{m}^2/\text{h}$) at 230°C	0.33	0.33
Profile	Step	Step
α (dB/cm)	0.7	2.5

3. プロトン交換光導波路によるSHG素子

LiNbO_3 の d_{31} を使う複屈折位相整合法では、基本波長が $0.8\mu\text{m}$ の場合屈折率差 $\Delta n = (n_o^{2\omega} - n_e^\omega)$ がほぼ0.04と大きいため位相整合をとることができず $0.8\mu\text{m}$ 帯半導体レーザーのSHGは困難であった。

プロトン交換光導波路は(1)異常光屈折率 $\Delta N_e = 0.145$ と大きい(2)光ダメージに強いというTi拡散光導波路と異なる特徴を有しており、閉じ込めの強い光導波路の形成に有利な方法である。我々はプロトン交換導波路を用いチェレンコフ放射SHGによりYAGレーザーの高調波が安定に発生できることを確認した⁽⁴⁾。同様なアプローチにより $0.8\mu\text{m}$ 帯半導体レーザーのSHGも光導波路の厚み制御により可能である。⁷⁾ 図4は光導波路形SHG素子の構成でありその特徴を次に示す。

(1)光導波路の形成にプロトン交換法を用いた。

- (2) チェレンコフ放射により高調波を取り出した。
- (3) LiNbO_3 の有する最大の非線形光学定数 d_{33} を利用した。
- (4) 温度制御が不要で安定した SHG が得られる。

燐酸($\text{H}_4\text{P}_2\text{O}_7$)を用いるプロトン交換法により形成した横幅 $2\mu\text{m}$ 、厚み $0.4\mu\text{m}$ 、長さ 6mm の三次元光導波路に、発振波長 $0.84\mu\text{m}$ の半導体レーザを入射し SHG の実験を行った。上述したように燐酸処理法は屈折率増加量($\Delta N_o=0.145$)と低ロス化(0.7dB/cm)の点で従来の安息香酸処理法より有利である。図5は光導波路に結合した基本波光出力 P_1 と発生した第2高調波の光出力 P_2 の実測値であり、基本波光パワー P_1 と SHG 出力 P_2 は2乗特性を示している。また、基本波パワー $P_1=40\text{mW}$ において $P_2=0.4\text{mW}$ の安定した SHG が得られた。この場合の変換効率 $\eta(P_2/P_1)$ はほぼ1%であり、また半導体レーザ光と光導波路の結合効率はほぼ48%であった。高調波は放射モードにより基板内にほぼ 16° の角度で発生(チェレンコフ放射)した。現在、 $0.84\mu\text{m}$ 以外にも、 $0.78\mu\text{m}$ 、 $1.06\mu\text{m}$ 、 $1.15\mu\text{m}$ 、 $1.3\mu\text{m}$ の各基本波長において SHG を確認している。

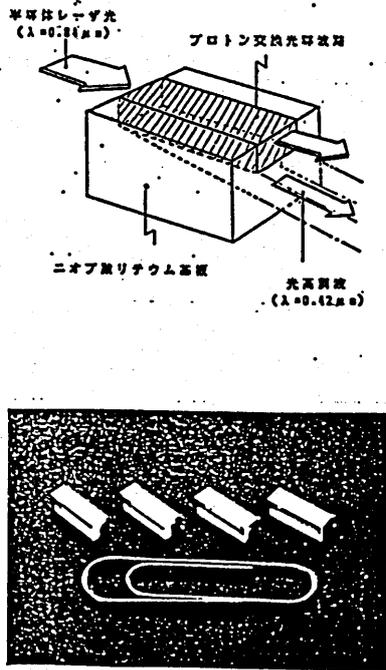


図4. 光導波路型 SHG 素子

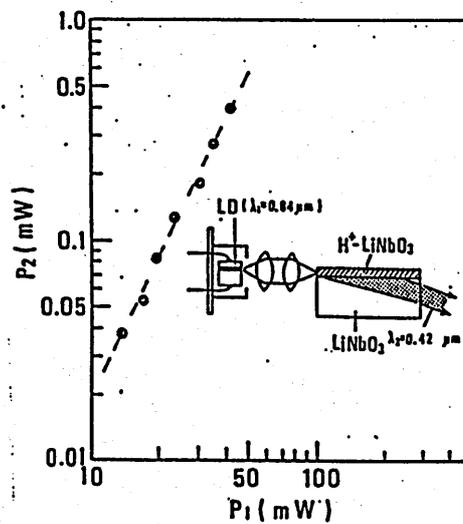


図5. SHG 特性

4. むすび

以上、磷酸により高屈折率差($\Delta n \cdot \max: 0.145$)を有する光導波路が形成できることを示した。また三次元化を検討しTaマスクを用いて伝搬損失($\alpha: 0.7\text{dB/cm}$)な光導波路が作製できることを明らかにした。

また、上記プロトン交換LiNbO₃光導波路を用いて0.8 μm 帯半導体レーザのSHGが実現できることを確認した。本方法は温度制御が不要であり、安定したSHGが得られるため、今後高効率化を図ることにより種々の光機器に応用できるものと考えられる。

謝辞

本研究を進めるに際して有益な御助言、御指導を頂いた当社光半導体研究所梶原所長に感謝致します。

なお、本研究は通産省重要技術研究開発補助金を得て行ったものである。

参考文献

- 1) G.I.Stegeman et al, J. Appl. Phys., 58, 57(1985)
- 2) N.Uesugi et al, Appl. Phys. Lett., 29,572(1976)
- 3) N.Uesugi, Appl. Lett.,36,178(1980)
- 4) T.Taniuchi and K.Yamamoto, in Technical Digest; Conference on Lasers and Electro-Optics (1986), paper WR3.
- 5) K.Yamamoto and T.Taniuchi, Proc. IOOC87, TuH2(1987)
- 6) J.L.Jackel, C.E.Rice, J.J.Veselka, Appl. Phys. Lett.,41, 607(1982)
- 7) T.Taniuchi and K.Yamamoto, Proc. ECOC86, TuC5(1986)

RS 86 - 22

光集積回路流体センサ

榎原 晃, 井筒雅之, 末田 正

(大阪大学 基礎工学部)

昭和62年3月13日

輻射科学研究会資料

光集積回路流体センサ

榎原 晃, 井筒雅之, 末田 正

(大阪大学 基礎工学部)

1. はじめに

光集積回路(光IC)では, 固体基板上に作製された微細な光導波路を用いて光学系を構成することから, 小型, 高効率で, 振動などの外乱に対して安定な光機能素子を実現できるなどの利点を有している. 特に, 光波のコヒーレンス性を積極的に利用するシステム, つまり, 光波の位相を変化させたり干渉を行うようなシステムにおいては, 光集積回路はその真価を発揮するものと考えられる. 一方, 光応用センサは, 無誘導性, 高絶縁性, 防爆性等の利点をもつことから, 光ファイバセンサを始めとして, 活発な研究が行われている. したがって, 光集積回路構成をセンサに適用することによって, これらの優れた特徴を合わせ持った, 高性能なセンサを実現できるものと期待される.

光集積回路構成を利用したセンサは, センサ用光回路の一部を集積化したものと, センサ自体が光集積回路によって構成されたものに大別できる. ここで述べるセンサは後者に分類される. この様なタイプのセンサの例としては, 変位[1,2], 圧力[3,4], 温度[5-7], 電圧[8] や, さらに, 気体成分のセンシング[9,10]に適用できるものなどが今までに報告されている. 本報告では, 光集積回路センサの適用範囲をさらに拡大することを目的として, 熱伝達現象をセンシングに利用することを検討する. それを基礎に, 希薄気体の圧力(真空度), 流速, 湿度などの流体の状態や特性に関する物理量計測が可能な光集積回路流体センサを提案する. これらの物理量を測定対象とする光集積回路センサは, 今までに報告されていなかった.

熱伝達現象を利用した流体センサでは、熱伝達で固体表面から失われる熱量によって、周囲の流体の物理的な状態を計測する。従来は、電氣的に加熱されたフィラメントやサーミスタを用い、その表面温度変化を電気抵抗の変化として検出するものが利用されてきた。現在、実用化されているものとしては、サーミスタ湿度センサ[11]、ピラニ真空計[12]などがある。このタイプの流体センサでは、構造が比較的簡単、メンテナンスが容易、連続的な測定ができる等の特徴がある。本報告で述べるセンサは、誘電体光導波路中を伝搬する光波の位相が、温度に非常に敏感である[5] ことを利用し、表面温度の変化を2本の導波路の温度差として干渉計により検出するものである。

以下では、まず、熱伝達現象を利用した流体計測の基本的な原理を述べる。これを基にして、光集積回路流体センサの構成を示し、その動作を明らかにする。そして、実際の物理量計測への応用として、希薄気体の圧力（真空度）、流体の速度、および、湿度を例に取り、そのセンシングの可能性を示す。さらに、本センサの基本的な動作を確認するために、Ti 拡散 LiNbO_3 導波路を用いて湿度計測のための素子を試作し、実験を行った結果についても述べる。

2. 熱伝達現象を利用した流体計測の基本原則

高温の物体がそれよりも温度の低い流体中に置かれている場合、その物体の表面から流体へ熱の移動が起こる。この現象は一般に熱伝達と呼ばれ、単位時間当りの熱伝達量は熱伝達率と呼ばれる。

熱伝達には、伝導、対流、放射の3つの形態があり、通常、これらは複合されて同時に起こっている。このうち伝導は、熱が媒体を伝わって移動していく際に、媒体自身は移動しない場合の現象である。それに対して、対流では、物体表面に近い流体部分が物体から受け取った熱が、その流体部分自身が移動することによって周囲の流体に運ばれる。この様な流体の移動は、重力場内では、物体周辺の流体の温度分布によって密度の不均一が生じれば自然に起こる（自然対流）。また、強制的に流体が動かされているときにはさらに複雑な流体の移動が生じ（強制対流）、熱伝達率も大きく増加する。対流熱伝達が生じた場合には、純粋に伝導熱伝達だけのときよりも遙かに多くの熱が運ばれることから、伝導のみによる熱の移動は通常無視される。

はじめに対流による熱伝達について考えてみる。一般に、対流で伝達される熱

量は物体表面と流体との温度差およびその表面積に比例する。したがって、熱伝達率 q は次のような簡単な式で表すことができる[13]。

$$q = h S (T_s - T_f) \quad (1)$$

ただし、

h : 熱伝達係数

S : 熱伝達に関与する面積

T_s : 物体の表面温度

T_f : 物体から十分離れたところでの流体の温度

ここで、物体と流体間の伝熱量や温度は一般に物体表面上の場所によって異なることから、上の式での h も本来場所の関数である。この様な局所的な熱伝達係数は局所熱伝達係数と呼ばれる。しかし、 T_s が物体表面上のどこでも一定とみなせる場合には、 q として表面全体からの全熱伝達率を、また、 S として平板の表面積を考えても差し支えない。この場合の h は平均熱伝達係数と呼ばれている。以下の議論においては、特に断わりのない限り h は平均熱伝達係数を表すものとする。

この熱伝達係数 h は定数ではなく、流体の物理的特性、流体の流れの形やその速度などによってその値が変化する量である。したがって、 h の値を知ることによって、流体の特性や状態に関する物理量の計測が可能である。しかし、直接物体表面から失われる熱量 q を測ることは非常に難しい。そこで、ここでは次に述べるように、一定の割合で加熱されている物体の表面温度から間接的に係数 h を測定する。

流体中の物体を一定の割合 q_0 で加熱しているとすると、定常状態における表面温度 T_s は式(1)に $q = q_0$ を代入することによって、

$$T_s = \frac{q_0}{h S} + T_f \quad (2)$$

と表される。この式から、 T_s は $1/h$ に対して直線的に変化することがわかる。また、 $1/h$ の係数に $1/S$ が掛かっていることから、同じ熱量を発

する物体があるとき、その表面積 S が大きいほど熱伝達係数 h の変化に対する表面温度 T_s の変化の割合は小さくなる。

そこで、測定の対象とする流体中において、表面積の異なる2つの物体を同じ割合で加熱した場合、 h に対するそれらの表面温度の変化率は互いに異なる。したがって、これらの物体の表面温度の差を観測することによって、物体表面から流体への熱伝達係数 h を知ることができる。

つぎに、伝導による熱伝達率は物体周辺の流体の温度勾配、流体の熱伝導率、そして、熱伝達の関与する表面積の積で表される。ここで、温度勾配は、流体が均一な場合には物体に表面温度 T_s と遠方での流体の温度 T_f の差 ($T_s - T_f$) に比例する。したがって、伝導による熱伝達の際も式(1)、(2)を用いることができる。

もう一つの熱伝達の形態である放射では、電磁波を介しての物体表面と周囲にある物質との間の熱の移動を意味する。一般の流体では電磁波に対してほぼ透明と見なせる場合が多い。したがって、物体と流体との間で交換される熱量は極めて小さく、通常、放射熱伝達率は流体には無関係に、物体の表面温度や表面状態などによって決まる。また、物体からの放射エネルギーはステファン・ボルツマンの法則によるとその表面の絶対温度の4乗に比例するため、高温の物体では問題となるが、比較的低い温度に限定すればこの放射熱伝達率は対流や伝導によるものに比べて無視できるほど小さい場合が多い。このようなことから、以下の議論では放射による熱の移動は考えないものとする。

3. 光集積回路構成の利用

3-1. 流体計測のための素子構成および動作原理

図1に流体センシングのための光集積回路センサの構成を示す。ここでは、2つの単一モード導波路Y分岐によって構成されたマッハツェンダ干渉計を利用している。入力用の導波路は一つめのY分岐(分波器)で、長さが等しい2本の導波路AとBに分けられる。そして、それぞれはもう一つのY分岐(合波器)で1本の導波路にまとめられ、出力用導波路に接続される。干渉計を構成する2本の導波路A、Bは別々に一定の割合で加熱される。その熱が周囲の流体に伝達され

る際に関与する表面積に差を設けることによって、熱伝達係数 h の変化が導波路 A, B 間の温度差 ΔT に変換される。

次節で詳しく述べるように導波路を伝搬した光波の出力位相は導波路の温度に依存する。そのため、干渉計を構成する 2 本の導波路中を伝搬する光波間には導波路温度差 ΔT に応じた位相差、リターデーション、 $\Delta\phi$ が生じる。したがって、干渉により ΔT を出力光強度 I_o の変化から検出することができる。

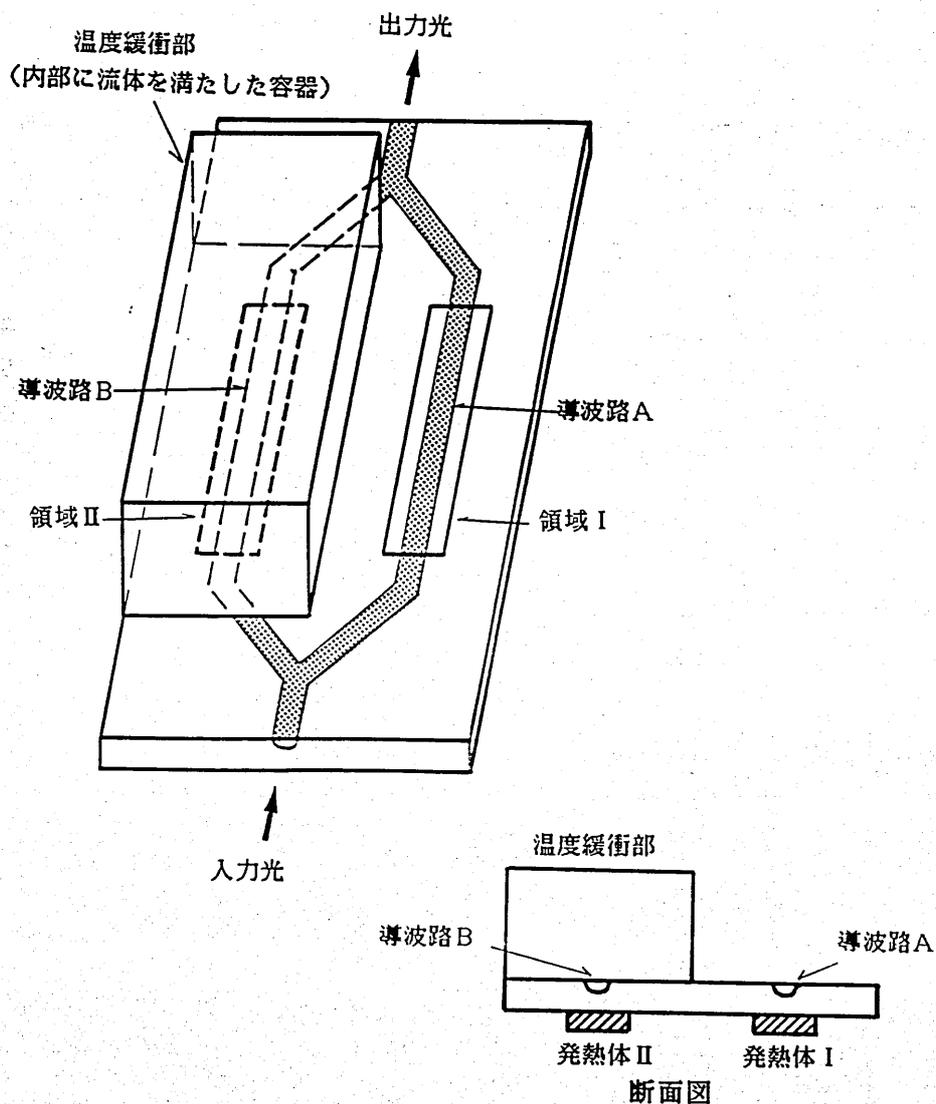


図 1 光集積回路流体センサの構成

干渉計を構成する2本の導波路のうち、一方の導波路Aは、熱伝達係数 h に伴ってその温度 T_A が変化するように、周囲の流体に直接露出させる。他方の導波路Bでは、熱伝達による表面温度変化の影響を抑え、導波路温度 T_B を一定に保つために、温度緩衝部をその上に設けることによって流体と接する面積を増大させている。この温度緩衝部は内部に周囲にあるものと同じ流体で満たした容器で、導波路はこの容器内の流体と接触しているものとする。また、図のように、導波路AおよびBは、それぞれ、領域IとIIを通過する。これらは、基板表面の一部分で、共に等しい面積 S_0 を有しているものとする。さらに、図1に示すように、基板の裏側で領域I、IIに対応する部分には、それぞれ共に単位時間当たり一定の熱量 q_0 を放出する発熱部I、IIを設ける。十分遠方での流体の温度を T_f 、導波路A、Bの温度を T_A 、 T_B とし、温度緩衝部が外部の流体に接している全表面積を χS_0 と表す (χ は定数)。ここで、簡単のため、基板内での横方向の熱の移動は無視し、また、基板の裏側からの熱伝達は考えないこととする。

図の右側の発熱部Iから出た熱は、基板表面では導波路Aのある領域Iを通して流体に伝達される。これに対して、発熱部IIから発した熱は、一旦、温度緩衝部内の流体に伝わり、最終的に容器の表面(面積 χS_0)を通して周囲の流体に伝達される。この定常的な熱の移動の様子は、図2のような電気回路を用いて表すことができる。この時、電流は単位時間に移動する熱量に、電圧は温度に、抵抗は熱抵抗に対応する。熱伝達の場合の熱抵抗は〔(熱伝達率×流体との接触面積) $^{-1}$ 〕で、基板中の熱伝導の場合は〔基板の厚さ/(熱伝導率×熱の流れの断面積)〕で与えられる。ただし、

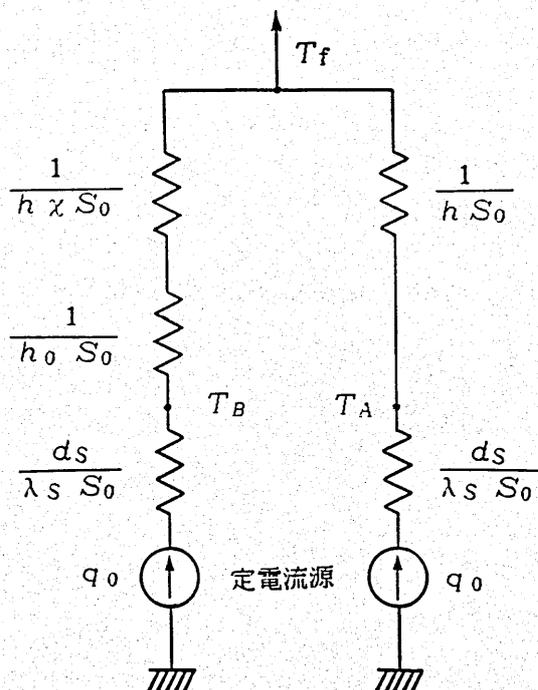


図2 定常的な熱の移動を表すための等価的電気回路

図中の λ_s , d_s , h_0 は, それぞれ, 基板の熱伝導率, 基板の厚さ, 領域 II から温度緩衝部内の流体への熱伝達係数である.

容器から外部の流体への熱伝達では, 右側の基板表面からの熱伝達に比べて, 流体との接触面積が χ 倍になるため, 熱抵抗の値は $1/\chi$ になる. この回路から, 導波路 A, B の温度 T_A , T_B は, それぞれ, 次のように求めることができる.

$$T_A = \frac{q_0}{h S_0} + T_f \quad (3a)$$

$$T_B = q_0 \left(\frac{1}{h \chi S_0} + \frac{1}{h_0 S_0} \right) + T_f \quad (3b)$$

ここで, h_0 の値は変化しない. したがって, 周囲の流体への熱伝達係数 h が変化した場合, T_A は, 式(1)に示した表面温度 T_s と同様な変化をするのに対して, T_B の変化量はその $1/\chi$ に抑えられる. 式(3)から, 導波路 A, B 間の温度差 ΔT は,

$$\Delta T = T_A - T_B = \frac{q_0}{S_0} \cdot \left\{ \left(1 - \frac{1}{\chi} \right) \cdot \frac{1}{h} - \frac{1}{h_0} \right\} \quad (4)$$

で与えられる.

ΔT は熱伝達係数 h , つまり, 周囲の流体の状態に依存していることがわかる. また, χ が十分大きい場合, 具体的には, 表面積が領域 II の面積 S_0 に比べて十分に大きな温度緩衝部を用いた場合, $1/h$ の項の係数

$1 - 1/\chi$ が 1 で近似できることから, ΔT は周囲の流体への熱抵抗 $1/(S_0 h)$ と温度緩衝部内の流体への熱抵抗 $1/(S_0 h_0)$ との差に比例する. つまり, 容器内の流体を基準としたときの周囲の流体の状態を示すことがわかる.

3-2. 導波路間温度差と光出力の関係

つぎに、熱伝達係数 h に応じて変化する導波路間温度差 ΔT と光出力 I_0 の関係について述べる。

図1において、入力光は一つめのY分岐(分波器)によって同位相、同振幅の2つの光波成分に分けられ、それぞれ、導波路A、Bに導かれる。導波路A、または、Bを伝搬することによって、光波に与えられる位相変化 ϕ は、

$$\phi = 2\pi n_{\text{eff}} L / \lambda \quad (5)$$

と表される。ただし、 n_{eff} 、および、 L は、それぞれ、導波路AまたはBの実効屈折率、および、長さである。また、 λ は光波の自由空間波長を表す。

ここで、一般に物質に温度変化が与えられると、その屈折率および長さが変わるため、導波路を伝搬した光波の出力位相は導波路を作っている物質の温度に依存する。したがって、この式の中で、 n_{eff} と L は導波路の温度 T に依存した量である。これらが T の変化に対して直線的に変化するとみなせる範囲において、 ϕ は、 T の関数として次のように表すことができる。

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} b L T + \phi_0 \quad (6)$$

ただし、

$$b = \frac{dn_{\text{eff}}}{dT} + \frac{n_{\text{eff}}}{L} \cdot \frac{dL}{dT}$$

ϕ_0 は定数である。

導波路A、B間の温度差 ΔT に対して、合波用Y分岐の直前でのリターデーション $\Delta\phi$ は式(6)を基に次のように与えられる。

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} b L \Delta T \quad (7)$$

単一モード導波路 Y 分岐の分岐側から光波が入力した場合には，それらの同位相成分だけが出力として得られる[14]．したがって，合波用 Y 分岐の部分で両導波路を伝搬した光波は干渉し，その結果，リターデーション $\Delta\phi$ に対して強度 I_0 が次式のように変化する出力が得られる．

$$I_0 = \frac{I_i}{2} \alpha (1 + m \cos \Delta\phi) \quad (8)$$

ただし， I_i は入力光強度， α および m は，それぞれ，光波の挿入損失および導波路 A, B 間の損失の差に関する係数である．

ΔT に対する出力光強度 I_0 は式(7)を(8)に代入することによって，

$$I_0 = \frac{I_i}{2} \alpha \left\{ 1 + m \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} b L \Delta T \right) \right\} \quad (9)$$

と求められる．

ここで，干渉計の温度差検出感度の目安として，光波に半波長 π のリターデーションを与えるために必要な導波路間温度差の変化量として，半波長温度差 ΔT_π を定義する． ΔT_π は，式(7)に $\Delta\phi = \pi$ を代入することによって，

$$\Delta T_\pi = \lambda / (2 b L) \quad (10)$$

となる．

具体例として，基板に LiNbO_3 結晶 z 板を用い，633 nm 光を利用した場合，半波長温度差 ΔT_π は，

$$\Delta T_\pi \text{ [}^\circ\text{C]} = \begin{cases} 0.83 \times 10^{-2} / L \text{ [m]} & : \text{TEモード} \\ 0.41 \times 10^{-2} / L \text{ [m]} & : \text{TMモード} \end{cases} \quad (11)$$

と表される[15,16]. この式より, TMモードの場合, L を 1 cm とすれば ΔT の 0.41 °C の変化に対して, π の位相変化(半周期の出力変化に対応)が得られることがわかる. したがって, 導波路干渉計を用いることによって高感度に導波路間温度差 ΔT が測定できるものと予想される.

4. 流体に関する各種物理量計測への適用

4-1. 希薄気体の圧力

気体中に置かれた高温物体からの熱伝達では, 気体の圧力が低くなるに従って, 対流の影響は小さくなり, 放射および伝導による熱伝達量が相対的に増えてくる. この内, 放射による熱伝達率は気体の圧力には無関係であるが, 伝導によるものはある圧力以下では圧力に比例する. したがって, 熱伝達率 h は圧力の関数となり, 本センサを希薄気体の圧力計測に適用することができる.

高温の平板(平板1: 表面温度 T_s) とそれよりも温度の低い平板(平板2: 表面温度 T_w) とが希薄気体中で距離 d の間隔をもって対向している場合の, 平板1からの熱伝達を考える.

平板1に入射した気体分子は, 僅かの間その表面に留まり, そこからいくらかのエネルギーを受け取ったのち飛び去る. いま気体分子の平均自由行程が d に比べて十分大きいときには, 平板1を飛び立った気体分子の大部分は他の分子と衝突することなく平板2に入射し, 平板1から受け取ったエネルギーの一部を平板2に与える. つまり, 気体分子を介して平板1から2に熱の移動が起こる.

この様な低い圧力下での平板1からの熱伝達率 q は, 単位時間当りに平板に入射する気体分子の数と1個の気体分子が表面から奪う平均熱量との積によって決まる. 物体に単位時間に入射する分子の数は, 気体の圧力 P と絶対温度 T に依存し, もし T が一定なら圧力に比例する. したがって, q は P の関数で与えられる. また, 1個当りの気体分子が奪う平均の熱量は, 気体の種類, 温度 T , および, 物体の表面状態で決まる. 実際に熱伝達率 q と圧力 P との関係は次式で与えられる[12].

$$q = \frac{1}{2} \cdot \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \cdot \kappa S P \left(\frac{R}{2\pi M T} \right)^{1/2} \cdot (T_s - T_w) \quad (12)$$

ただし、

γ : 気体の比熱比 (定圧比熱/定積比熱)

S : 平板の表面積

R : 気体定数

M : 気体分子の分子量

また、 κ は熱的適応係数と呼ばれ、平板表面と気体分子との間のエネルギー交換の程度を表す量で表面の状態によって決まる。いま、温度 T_0 の固体表面に温度 T_i の気体分子が入射し、温度 T_r になって表面から飛び去ったとすると、その固体表面の κ は次式のように表わされる。

$$\kappa = (T_r - T_i) / (T_0 - T_i) \quad (13)$$

κ は 0 と 1 との間の値を取り、表面が清浄なほど小さい。

いま、式(12)を、

$$q = h_r P S (T_s - T_w) \quad (14)$$

と置く。この式と式(1)とを比較すればわかるように、 T_w を流体温度 T_f に置き換えて考えることによって、 $h_r P$ を仮想的な熱伝達係数として扱うことができる。

図1のセンサを平板1と考え、平板2としてそれに対向する適当な温度(ただし、センサの表面温度よりも低温)の平板を置く。温度緩衝部の中に圧力 P_0 で周囲の気体と同じ種類の気体を封入した場合、導波路A, B間に生じる温度差 ΔT は式(4)に $h = h_r P$, $h_0 = h_r P_0$ を代入することによって、

$$\Delta T = \frac{q_0}{S_0 h_r} \cdot \left(\frac{1}{P} - \frac{1}{P_0} \right) \quad (15)$$

と表すことができる。ただし、式(4)の χ は 1 より十分大きいとした。この式から、 ΔT は $1/P$ に対して直線的に変化することがわかる。したがって、式(9)に上の式を代入することによって、圧力 P に応じて変化する出力光強度

I_0 を求めることができる。

これに対して、気体分子の平均自由行程が d よりも短い場合には、通常の熱伝導によって物体から熱が奪われる。この場合の熱伝達率は物体周辺の気体の温度勾配、気体の熱伝導率、および、物体の表面積で決定されるが、これらの量は圧力 P には依存しない。したがって、この圧力範囲では圧力計測は不可能である。

4-2. 流速

物体表面から流体への熱伝達は流体の物理的状态に大きく影響されることから、熱伝達係数 h は流体の流れる速度、流速にも依存する。したがって、本センサを流体の流れの中に置いて動作させることによって、その流体の流速が計測できる。ここでは、対流熱伝達が支配的な場合を仮定し、その中での流体の流れる速度に対する熱伝達係数 h の変化を求めることによって、本センサが流体の流速計測に適用できることを示す。

対流による熱伝達には多くの物理定数や物理量が関係している。したがって、このような熱伝達現象を考える場合には、実際の物理量あるいは物理定数を直接用いるよりも、無次元数を用いて計算を行い、最後の段階でこの無次元数から目的とする量を算出する方が計算が容易になることから、熱伝達に関する計算ではこの方法が一般に広く用いられている[13,17]。この無次元数とは、注目している物理現象に関係ある物理量の組合せから成っており、演算の結果、次元が相殺された無次元の数である。

流体が強制的に動かされている場合の熱伝達、つまり、強制対流熱伝達の計算には、ヌセルト数 Nu 、レイノルズ数 Re 、プラントル数 Pr の3つの無次元数が必要である。

Nu は熱伝達係数の母体となる数で、流体の熱伝導率がすでにわかっている際に使われる。次式からわかるように、 Nu が与えられれば一意的に熱伝達係数 h が求まる。

$$Nu = h l_r / \lambda_f \quad (16)$$

ただし、

l_r : 代表長さ

λ_f : 流体の熱伝導率

ここで、代表長さ l_T とは無次元数の中で物体の大きさを代表して表す量のこと
で、流体中の物体の形やその置き方などで決まっている値を使わねばならない。

ところで、熱伝達係数に局所熱伝達係数と平均熱伝達係数があることに対応し
て、 Nu においても、平板上の局所的なヌセルト数と平板全体の平均的なヌセル
ト数の2通りの表し方がある。ここでは h として平均熱伝達係数を考えてい
ることから、 Nu は、以後、平均ヌセルト数を示すものとする。

Re は流体の状態を、 Pr は物性定数だけで与えられる数で流体の性質を、
それぞれ、表しており、次のように定義される。

$$Re = u l_T \rho / \mu \quad (17)$$

$$Pr = \mu C_p / \lambda_f \quad (18)$$

ただし、

λ_f : 流体の熱伝導率

u : 流体の速度

ρ : 流体の密度

μ : 流体の粘度

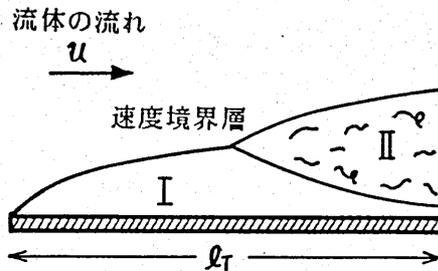
C_p : 流体の比熱

次元解析および π 定理[18]によると、 Nu は、

$$Nu = f(Re, Pr) \quad (19)$$

のように、 Re と Pr の関数で表されることが知られている。したがって、
熱伝達係数 h は、式(16)~(19)から求めることができるが、そのために、まず
式(19)の関数 f を知る必要がある。

一般に流体の流れの中にそれに平行に平板を置いた場合、図3に示すように、
周りよりも速度の小さな領域、速度境界層が生じる。また、速度境界層内部にお
いても、層流境界層と乱流境界層の2つの流れの層があり、 Nu もそれぞれの



I：層流境界層，II：乱流境界層

図3 流体の流れの中に平板を置いたときに生じる境界層

状態で異なった関数で表される。ただし、このときの代表長さ l_T は、図のように流れに沿った方向の平板の長さを取る。

一般に、 $Re < 3.2 \times 10^5$ の範囲では平板上の速度境界層内部は、全て層流境界層になるとされている[17]。これは、流れている流体として温度 20°C の空気を仮定し、その中に $l_T = 1\text{ cm}$ の平板を置いた場合には、 $u < 500\text{ m/s}$ に相当する。また、同様に流体に 20°C の水を仮定すると $u < 32\text{ m/s}$ になる。乱流境界層はかなり流速の大きな場合に現れることがわかる。したがって、ここでは層流境界層のみが存在する場合に限って議論を進めて行くことにする。

平板先端から層流境界層のみの場合には、ミハイエフ (Михеев) の方法 [19]によると式(19)は次式で与えられる。

$$Nu = 0.76 Re^{0.5} \cdot Pr^{0.43} (Pr / Pr_s)^{0.25} \quad (20)$$

ここで、 Pr_s は平板と等しい温度の流体の有するプラントル数である。

式(17)より Re には流体の速度 u が含まれていることから、この Nu は u の関数である。したがって、熱伝達係数 h も u に依存する。図1に示したセンサでは、先に述べたように熱伝達係数 h の変化を検出できることから、流速 u の計測が可能であることがわかる。

上の式の右辺では Pr_s だけが平板の温度 T_s に依存する。しかし、流体と

して気体を仮定した時には、式(20)の括弧の中は 1 とみなすことができる。なぜなら、気体の Pr は通常 0°C から数百 $^{\circ}\text{C}$ 程度の温度範囲ではほとんど変化しない[17]からである。この場合、 h は流速 u に対して次のように簡単な関数で表せる。

$$h = h_f \cdot u^{0.5} \quad (21)$$

ただし、

$$h_f = \lambda_f^{0.57} l_f^{-0.5} \rho^{0.5} \mu^{-0.87} C_p^{0.43}$$

式(4)に(21)を代入することによって、導波路A、B間の温度差 ΔT は、

$$\Delta T = \frac{q_0}{S_0 h_f} \cdot u^{-0.5} + \Delta T_0 \quad (22)$$

ただし、 ΔT_0 は定数で、領域IIから温度緩衝部の中の流体(気体)への熱伝達係数 h_0 によって決まる。この式を式(9)に代入することによって、出力光強度 I_0 が求められる。

液体を対象流体と考えた場合、 Pr は一般に温度に対して比較的強い依存性を示す。したがって、平板の表面温度が変化すれば、式(20)の Pr が変化するため、正確には、熱伝達係数 h は式(21)のような簡単な形では表されない。図1のセンサでは式(11)からもわかるように約 0.5°C の ΔT の変化が生じればそれを十分検出できる。表面温度の変化がこの程度の範囲内において近似的に

$Pr = \text{一定}$ とみなすことができれば、気体の場合と同様に考えることができる。たとえば水の場合、 25°C 付近では 0.5°C の温度変化で Pr は僅か 0.3% 程しか変化しない[17]。したがって、この様な表面温度の微小な変化を考える限り、実際的には式(22)を用いても差し支えないものと考えられる。

4-3. 湿度

湿度が変化すれば、空気の熱伝導率、粘度、比熱等の熱伝達に関する物理量が変化することから、物体から空気中への熱伝達係数 h は湿度に依存する。し

たがって、図1に示したセンサの構成を用いることによって、湿度変化を出力光強度変化として検出することが可能である。

以下ではまず、熱伝達係数と湿度の関係について考察し、それを基に、湿度に対する空気中で加熱された平板の表面温度を計算により求める。実際に湿度計測のための基礎実験を行った結果についても述べる。

4-3-1. 湿度変化と発熱体の表面温度の関係

高温の物体が強制的な流れのない大気中に置かれている場合、その表面から失われる熱の大部分は自然対流熱伝達によるものである。このときの熱伝達係数 h を求める際にも、前節で述べた無次元数を用いる方法が有効である。

自然対流による熱伝達係数を求めるためには、ヌセルト数 Nu 、プラントル数 Pr 、グラスホフ数 Gr の3つの無次元数が必要である[13]。 Nu と Pr は、それぞれ式(16)、(18)に示した通りである。 Gr は次のように定義される。

$$Gr = g l_r^3 \beta (T_s - T_f) / \nu^2 \quad (23)$$

ただし、

- g : 重力加速度
- β : 流体の体膨張係数
- ν : 動粘度 ($= \mu / \rho$)

自然対流熱伝達の場合には、 Nu は次式のように Pr と Gr の関数として表されることが知られている。

$$Nu = \xi \cdot (Gr \cdot Pr)^n \quad (24)$$

この式の中の定数 ξ と n が与えられれば、 Nu が求められ、それを基に式(16)より熱伝達係数 h が算出される。

空気中に水平に置かれた長方形の平板を仮定した場合、McAdamsによると[20]、 $\xi = 0.54$ 、 $n = 1/4$ となることが示されている。したがって、式(16)、(18)、(23)、(24)を用いることによって、熱伝達係数 h は次のように求められる。

$$h = 0.54 \left(\frac{g}{l_T} \cdot \frac{T_S - T_f}{T_f + 273} \cdot \frac{\lambda_f^3 C_p \rho^2}{\mu} \right)^{1/4} \quad (25)$$

ただし、代表長さ l_T としては平板の長辺の長さを取り、平板の表面温度 T_S は空気の温度 T_f よりも高いものとする。また、体膨張係数 β は $1/(T_f + 273)$ で近似した。

式(25)を式(2)に代入することによって、一定の割合 (q_0) で加熱された平板の、定常状態における表面温度 T_S が次のように求められる。

$$T_S = \left\{ \left(\frac{q_0}{0.54 S} \right)^4 \cdot \frac{l_T \mu (T_f + 273)}{g \lambda_f^3 \rho^2 C_p} \right\}^{1/2} + T_f \quad (26)$$

この中で、 C_p 、 ρ 、 λ_f 、および、 μ は、以下に示すように、空気の絶対湿度 x に依存した値を有している。

空気の熱伝導率 λ_f は次式で与えられることが知られている[13].

$$\lambda_f = \frac{9\gamma - 5}{4} C_v \mu \quad (27)$$

ただし、 C_v は空気の定積比熱、 γ は比熱比で $\gamma = C_p/C_v$ と表される。ここで、 C_p 、 C_v は、それぞれ、

$$C_p = \frac{0.24 + 0.45x}{1 + x} \quad (28)$$

$$C_v = \frac{0.171 + 0.34x}{1 + x} \quad (29)$$

さらに、 ρ も

$$\rho = \frac{1.293}{1 + 0.00367(T_s - T_f)/2} \cdot \left(1 - 0.387 \cdot \frac{x}{0.622 + x}\right)$$

----- (30)

のように x の関数で表すことができる[21,22]。 μ については、乾燥空気と水蒸気との混合気体として考えれば、次のように求められる[23]。

$$\mu = \frac{\mu_a}{1 + \phi_1 x / (0.622 + x)} + \frac{\mu_v}{1 + \phi_2 (0.622 + x) / x}$$

----- (31)

ただし、

$$\phi_1 = \frac{\{1 + (\mu_a / \mu_v)^{1/2} \cdot (M_v / M_a)^{1/4}\}^2}{(4/\sqrt{2}) \cdot \{1 + (M_a / M_v)\}^{1/2}}$$

$$\phi_2 = \frac{\{1 + (\mu_v / \mu_a)^{1/2} \cdot (M_a / M_v)^{1/4}\}^2}{(4/\sqrt{2}) \cdot \{1 + (M_v / M_a)\}^{1/2}}$$

また、

- μ_a : 乾燥空気の粘度
- μ_v : 水蒸気の粘度
- M_a : 乾燥空気の分子量
- M_v : 水蒸気の分子量

ここでいう絶対湿度 x とは、対象とする空気の単位質量中に含まれる水蒸気の質量で定義される。相対湿度と異なり、空気の温度や圧力などに依存しないことが特徴である。一般には、空気 1 kg 中に含まれる水蒸気の質量をグラムで示したもの（単位は g/kg）がよく用いられる。この場合、気温 25℃、1 気圧の空気では、相対湿度 100% が絶対湿度約 20 g/kg に相等する。

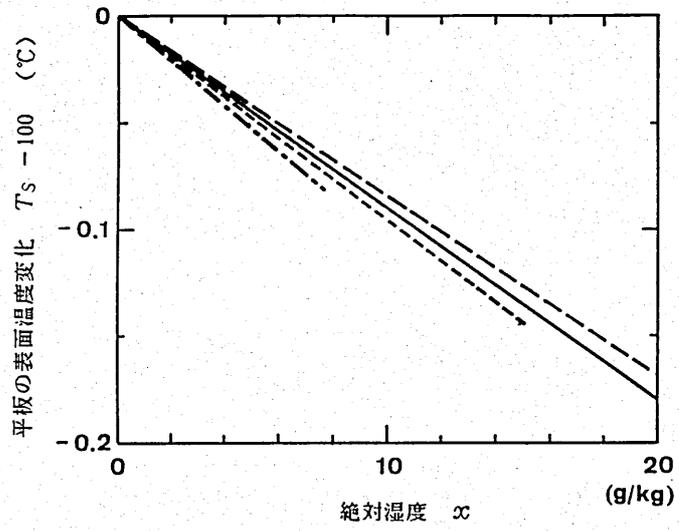
実際に、これらの式を用いて、絶対湿度 x [g/kg] の変化に対する平板の表

面温度 T_s [°C] の変化を計算したものを図4に示す。同図(a)では、湿度 0 のときに平板の表面温度 T_s が 100 °C で定常状態になるような一定の割合 q_0 で加熱したときに、さまざまな気温において湿度の増加に対する T_s の低下量 ($T_s - 100$ [°C]) をグラフにしたものである。同様に(b)および(c)は、それぞれ、定常状態において湿度 0 で T_s が 200 °C, 300 °C になるように加熱したときの計算結果である。

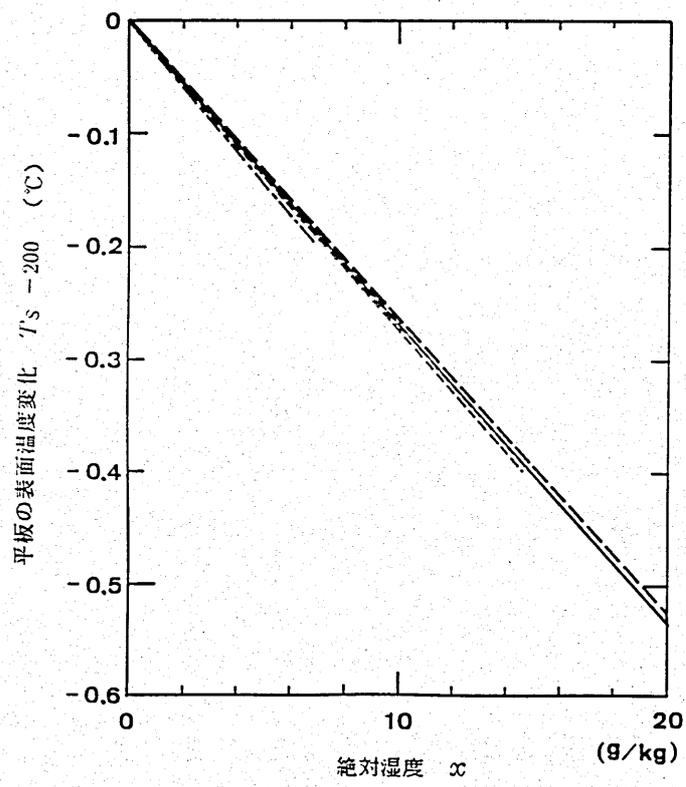
3-1節の考察から、図1のセンサの構成を用いた場合、これらのグラフに描かれた T_s の変化は干渉計の2本の導波路A, B間の温度差 ΔT の変化に対応する。ただし、式(4)の α は1より十分大きいものとし、温度緩衝部の中には乾燥空気を封入した場合を仮定する。したがって、この計算結果からわかることとしては、たとえば、 $\alpha = 0$ で $T_s = 200$ °C と設定した場合(図4(b)参照)には、湿度が0から20 g/kg、つまり、室温付近で相対湿度が0%から100%まで変化したときに、 T_s 、つまり、 ΔT が約0.5 °C 変化する。式(11)から、導波路基板として LiNbO_3 結晶を利用し、633 nm 光、TMモードを用いた場合には、干渉計を構成する導波路の長さ L が1 cm の時、導波路間温度差 ΔT が約0.41 °C 変化すれば出力光強度が最小から最大まで変化することがわかっている。したがって、本センサでは、常温での湿度変化を十分な感度で検出できるものと考えられる。また、図4から、湿度変化に対する T_s の変化率、つまり、湿度計測の際の感度が、気温の変動の影響を余り受けないことがわかる。

4-3-2. 湿度計測のための基礎実験

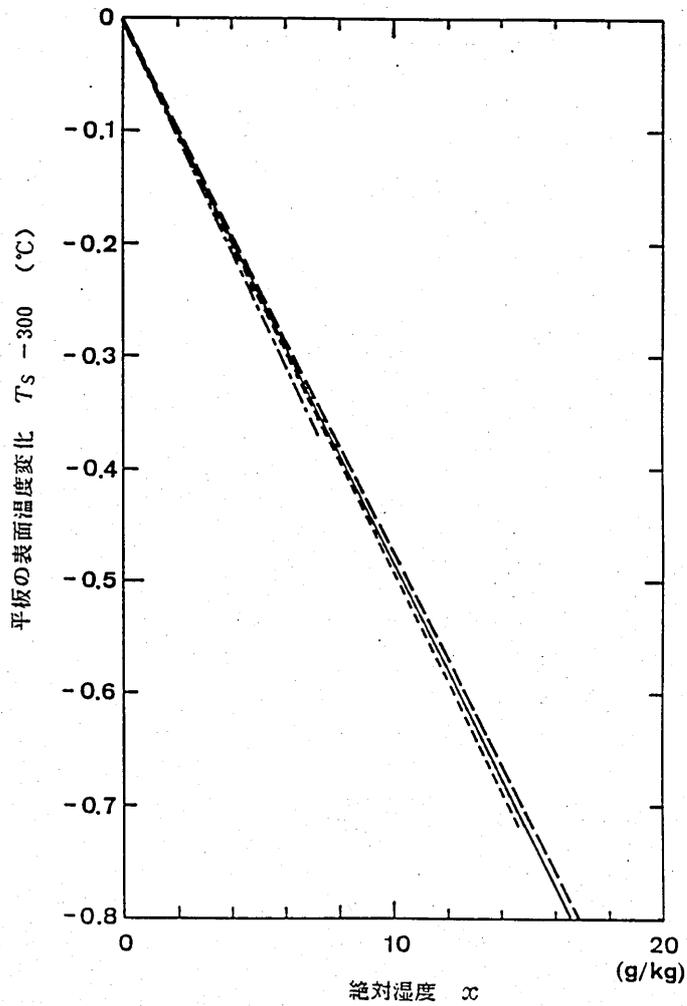
光集積回路流体センサの基本的な動作を確認するために、湿度計測の実験を行った。図5に実際に試作した湿度計測のための素子構成を示す。入力光はまずY分岐によって2つに分けられ、一方は参照光としてそのまま取り出し、他方は干渉計で構成されたセンサ部分に導かれる。参照光は、入力光強度変化をモニタするためのものである。これは、導波路基板を高温に加熱する際に、基板自身や治具の熱膨張によって光軸がずれた場合に生じる出力光強度の変化分を相殺するために利用する。センサ部分では、Y分岐(分波器)によって2つに分かれた導波路の内、片方(導波路A)は表面に露出させ、表面温度の変化が直接導波路に与えられるようにする。もう一方の導波路(導波路B)では、表面温度変化の影響を受けないよう、図1の温度緩衝部の代わりに断熱層を上 に設ける。



(a)



(b)

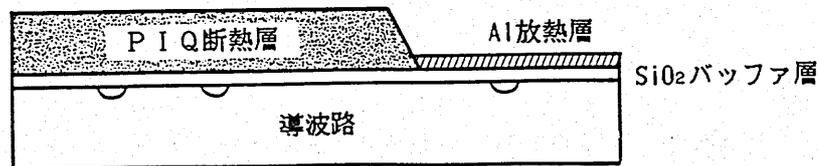
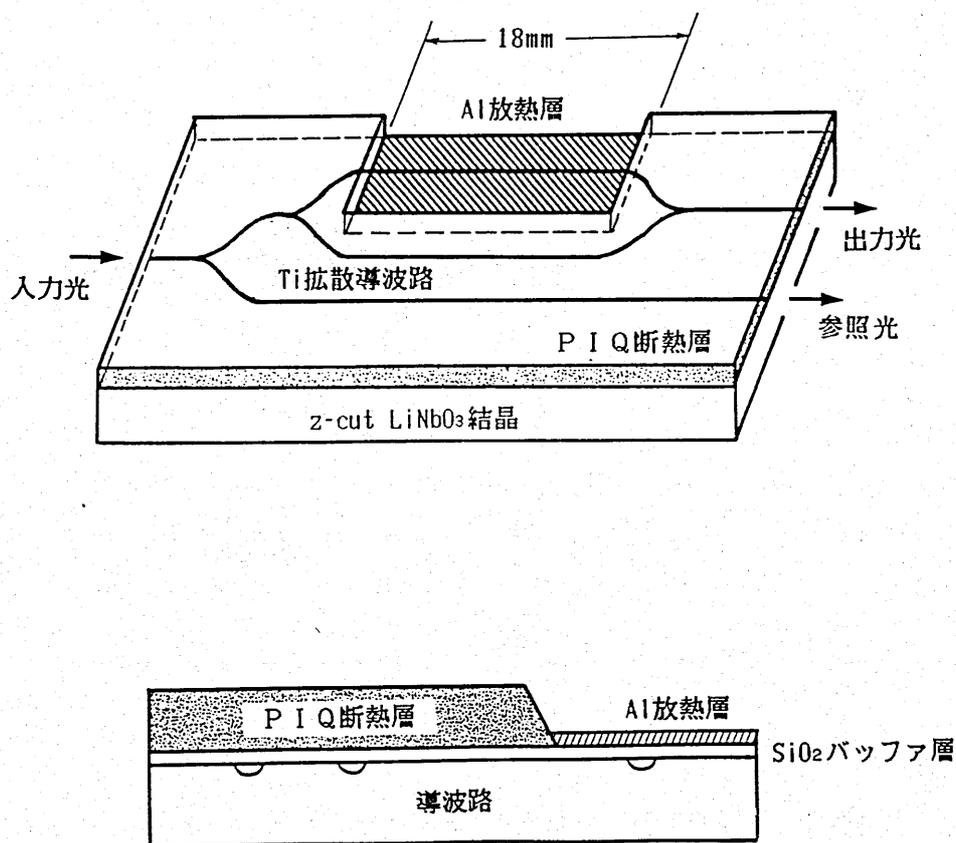


(c)

気温 ······ : 10 °C - - - - - : 20 °C ——— : 25 °C - · - · - : 30 °C

図4 空気中に水平に置かれた平板の、絶対湿度 x の増加に対する表面温度 T_s の変化. ただし, (a), (b), (c)は, 湿度 0 のとき表面温度 T_s が, それぞれ, 100 °C, 200 °C, 300 °C になるような一定の割合で平板が加熱された場合を示す.

導波路基板には LiNbO_3 結晶 z 板を用いた。図 6 に分岐部分の導波路パターンの概形を示す。導波路幅は $3.8 \mu\text{m}$ ，導波路 A, B の間に熱の移動が行われないためにはそれらの間の距離は十分広い方が有利と考え，図のように 3.4 mm の間隙を持つ 2 本の平行な導波路による干渉計を構成した。この様な広い間隙を有する 2 本の導波路を光波の損失をあまり増やすことなく接続するために， 1° の角度を持つ曲がりを経り返すことによって分岐部を形成した。素子の作製条件を表



断面図

図 5 湿度計測実験のための試作素子の構成

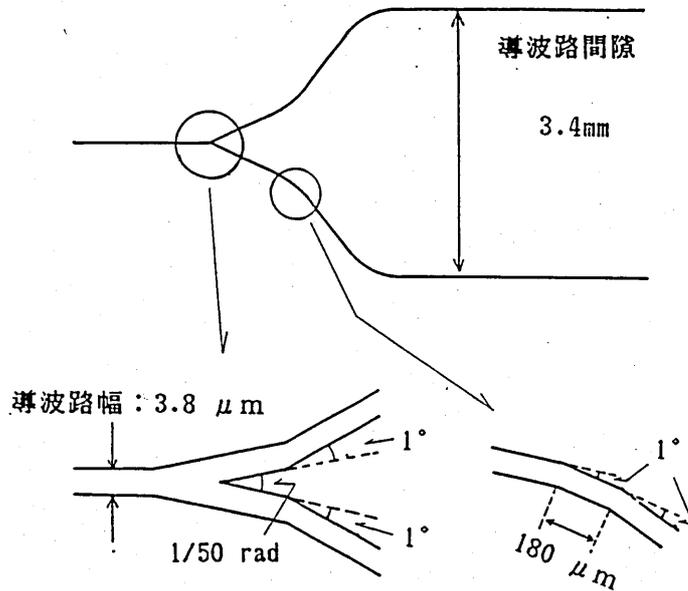


図6 試作素子の分岐部分の導波路パターン

表1 素子の作製条件

導波路基板	z-cut LiNbO_3 結晶
光導波路	Ti 拡散
Ti 膜厚	45 nm (真空蒸着)
拡散	980 °C, 6.5 時間 (酸素雰囲気中)
バッファ層 (SiO_2)	200 nm (スパッタリング)
断熱層 (PIQ)	6 μm (回転塗布)
放熱層 (Al)	2 μm (真空蒸着)

1に示す。導波路の作製は以下の手順で行った。まず、電子ビーム露光装置を用いて、図6のパターンの紫外線露光用 Cr マスクを作製する。光学研磨された LiNbO_3 結晶、 c 面上にフォトレジスト Az-1350B を塗布し、さきのマスクパターンの露光、現像を行う。その上から金属 Ti を真空蒸着し、リフトオフ法により、Ti 薄膜による導波路パターンを形成する。これを、熱拡散することによって光導波路とする。

導波路を形成した試料は、まず、表面全体を SiO_2 バッファ層で覆い、その上に超耐熱特殊ポリイミド系樹脂 PIQ (日立化成) による断熱層を形成した。そして、図5のように、導波路Aの長さ 18 mm の部分を含んだ領域では、ウエットエッチングによって PIQ 断熱層を取り除き、そのあとに放熱層として金属 Al による蒸着膜を形成した。試料の両端面は光波の入出力のために光学研磨を施した。

完成した素子は、ヒータと熱電対を取り付けた銅製の治具に、裏面を放熱用ペーストで密着させ、治具全体が約 200 °C になるような一定の割合で加熱した。測定では、少量の温水を用いて湿度を変化させ、サーミスタ湿度センサでモニタした。光源には He-Ne レーザ (633 nm) を用い、端面照射によって、導波路中への光波の入力を行なった。

TMモードを利用して測定を行なった結果を図7に示す。気温は 25 °C であった。ここで、縦軸は参照光と出力光の比から求めた規格化出力である。図からわかるように、絶対湿度変化に対して、強度が正弦波状に変化する光出力が得られた。半波長分のリターデーションを生じさせるために必要な湿度変化量 α_π は 6.8 g/kg であった。

ここで、試作した素子の α_π をいままでの議論を基に計算によって求めてみる。まず、導波路干渉計の半波長温度差 ΔT_π は、式(11)に $L = 18$ mm を代入することによって、波長 633 nm、TMモードにおいては、0.23 °C であることがわかる。実験では素子を 200 °C に加熱したので、図4(b)を用いると、気温 25 °C では 0.23 °C の表面温度変化は約 8.7 g/kg の絶対湿度変化に相当する。したがって、 $\alpha_\pi = 8.7$ g/kg と見積られる。

この計算値と実験から得られた値 (6.8 g/kg) とを比較すると、実験では予想よりも少し感度が高かったことがわかる。この原因としては、計算では自然対流による熱伝達だけを仮定しているが、実験では僅かな空気の流れによって強制対流が生じ、その影響で見かけの感度が向上したものと予想される。この誤差は、

素子を通気性のある容器内で動作させれば、取り除くことができると考えられる。これらの結果より、湿度変化によって導波路間の温度差が変化し、それを導波路中の光波の位相変化から干渉により検出できることが実験的に示された。

試作した素子では、図1の基板上の温度緩衝部の内部を熱伝導率の低い物質PIQで満たしたものとみなすことができる。しかし、断熱層の厚さ(6 μm)は、横方向の寸法(数mm)に比べて小さいので、式(4)に含まれる係数 χ は1に非常に近い値を取ると考えられる。したがって、定常状態では、熱伝達係数に対する導波路A、B間の温度差 ΔT の変化の割合は非常に小さいものと予想される。

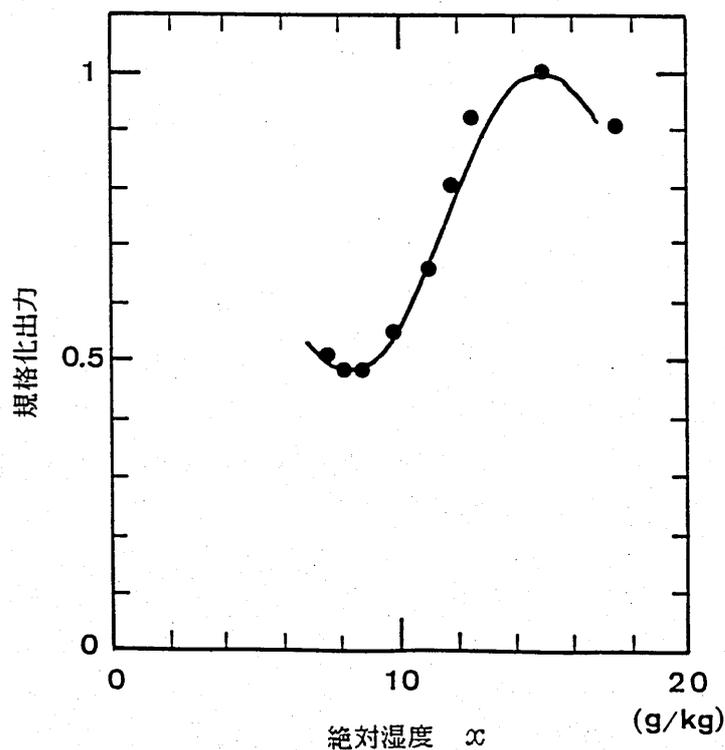


図7 測定結果

実験では、 $\chi \gg 1$ の場合に相当する程度の出力光強度の変化が観測された。この理由としては、湿度変化によって素子の表面温度が変化し、その影響で基板全体の温度分布が変わって新たな定常状態に落ち着くまでの過渡的な状態での導波路温度を測定したものと考えられる。なぜなら、導波路上に断熱層を乗せた場合、断熱層の持つ熱容量のため、湿度変化に伴う熱伝達量の変化が、導波路Bの温度 T_B に影響を与えるまでに時間的な遅れが生じるからである。計算によると、断熱層の持つ熱的な時定数は約3分と見積られる。湿度の測定は約30秒間で行ったが、この程度の時間では断熱層の下の導波路はほぼ一定の温度に保たれていたと考えられる。素子の構造を改良し、定常的な湿度計測が可能な素子を実現することが残された課題である。

また、実験結果において消光比が低い原因としては、導波路が単一モード動作をしていなかったためと考えられる。導波路Y分岐では分岐側から入力する2つの光波の逆位相成分は本来導波路外に放射され、出力されない。これに対し、複数の導波モードが存在している場合には、この放射されるべき成分が高次モードとして導波路中に残ってしまうため、出力が0になるべき状態においても幾分か出力が観測される。素子の作製条件の改善による導波路の単一モード化が重要である。

5. むすび

本報告では、加熱した導波路基板から周囲の流体への熱伝達現象を利用して流体の特性や状態に関する物理量を計測する光集積回路流体センサについて述べた。

定常状態では、流体中にある、一定の割合で加熱された発熱体の表面温度は、流体の物理的特性や状態に応じて変化する。そこで、ここで考案したセンサでは、一定の割合で加熱した基板の表面温度を導波路中を伝搬する光波の位相量に変換し、干渉計でそれを検出することによって、周囲の流体の物理的特性や状態を測定することが可能である。

本センサの応用として、希薄気体の圧力（真空度）、流速、および、湿度の計測に適用できることを理論的に示し、さらに、実際に、Ti 拡散 LiNbO_3 導波路を用いて行った湿度計測の実験により、その基本動作を確認した。それによると、光波に半波長の位相変化を与えるために必要な絶対湿度の変化量は 6.8 g/kg という結果を得た。

今後の課題として、さらに他の物理量または化学量計測の可能性について検討する必要があると考えられる。また、実際的な応用を考えた場合、素子への光波の入出力に光ファイバを利用することが重要である。これによって、光波の損失の低減化や、動作の安定化等が図られるものと期待できる。

謝辞

実験に協力して頂いた川上泰範氏（現在、松下電器産業勤務）に深謝いたします。

参考文献

- [1] M.Izutsu, A.Enokihara and T.Sueta, "Optical-Waveguide Micro-displacement Sensor," *Electron.Lett.*, 18, pp.867 (1982).
- [2] 高木潤一, 山下 牧, 加藤充孝: "非対称X分岐を用いた導波型光変位センサ", *信学技報*, OQE85-162 (1986).
- [3] M.Izutsu, A.Enokihara, N.Mekada and T.Sueta: "Optical-Waveguide Pressure Sensor", *Second European Conference on Integrated Optics*, pp.144-147 (1983).
- [4] 前田朋之, 春名正光, 西原 浩: "金属クラッド光導波形圧力センサ", *昭和59年度電子通信学会光・電波部門全国大会*, 345.
- [5] 榎原 晃, 井筒雅之, 末田 正: "非対称X分岐を用いた光導波形温度センサ" *昭和59年度電子通信学会光・電波部門全国大会*, 343.
- [6] L.M.Johnson, F.J.Leonberger, and G.W.Pratt: "Integrated Optical Temperature Sensor," *Appl.Phys.Lett.*, 41, pp.134 (1982).
- [7] 仲島 一, 春名正光, 西原 浩: "プロトン交換 LiNbO₃ 導波形光機能デバイス", *昭和59年度電子通信学会光・電波部門全国大会*, 369.
- [8] 高木潤一, 俣野正治, 山下 牧, 加藤充孝: "光導波型EO電圧センサの構成法", *昭和59年度電子通信学会光・電波部門全国大会*, 344.
- [9] K.Tiefenthaler and W.Lukosz: "Integrated Optical Switches and Gas Sensors," *Opt.Lett.*, 10, pp.137-139 (1984).

- [10] K.Nishizawa, E.Sudo, M.Yoshida, and T.Yamasaki: "High Sensitivity Waveguide-Type Hydrogen Sensor," in Technical Digest, 4th International Conference on Optical Fiber Sensors, pp.131-134 (1986).
- [11] 北村健三, 三浦哲夫, 加野洋吉: "サーミスタを使った絶対湿度測定", 信学技報, CPM80-1, pp.1-8 (1980).
- [12] 熊谷寛夫, 富永五郎, 辻泰, 堀越源一: "真空の物理と応用", 裳華房 (1970).
- [13] 甲藤好郎: "伝熱概論", 養賢堂 (1964).
- [14] M.Izutsu, Y.Nakai, and T.Sueta: "Operation Mechanism of the Single-Mode Optical-Waveguide Y Junction," Opt.Lett., 7, pp.136-138 (1982).
- [15] Y.S.Kim and R.T.Smith: "Thermal Expansion of Lithium Tantalate and Lithium Niobate Single Crystal," J.Appl.Phys., 40, pp.4637 (1969).
- [16] H.Iwasaki, H.Toyoda and N.Niizeki: "Dispersion of the Refractive Indices of LiNbO_3 ," Jap.J.Appl.Phys., 6, pp.1101 (1967).
- [17] 千輝淳二: "伝熱計算法", 工学図書 (1984).
- [18] 内田秀雄: "伝熱工学", 裳華房 (1969).
- [19] ミハイエフ著 (内田秀雄, 鎌田重夫共訳): "基礎伝熱工学", 東京図書 (1966).
- [20] W.H.McAdams: "Heat-Transmission," McGraw Hill (1954).
- [21] 谷下市松: "工業熱力学 応用編", 裳華房 (1964).
- [22] 東京天文台編纂: "理科年表", 丸善 (1985).
- [23] 佐藤一雄: "物性定数推算表", 丸善 (1963).