不規則な2次元金属表面によ3光散乱 一表面プラズモンの励振 —

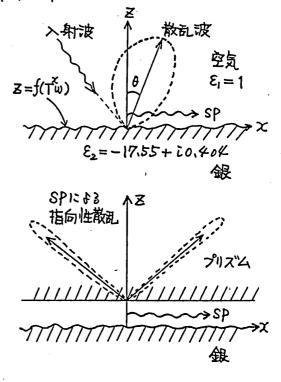
小倉久直 水谷 潔

(京都工芸微維大学 工芸学部 電子工学教室)

1、 まえがき

金属は光周波数領域では負の誘電率をもっために平坦な金属表面に沿って伝搬する下州偏波の表面波導設モードが存在する。負の誘電率は金属内の電母のプラズマ振動に基づくためにこの表面波モードは物理学では表面プラスでセン(SP)とよばれる。表面波すなわち SPの波数は空気中の入射波の波数より大きいために SPを直接平面入射波によって励振できないが、全及射によるプリズム表面上の evanescent波によって、あるいは金属表面の不規則性に基づく Braqg 波数ベクトルの中介によって励振することができる。この様々方法にもとづく SPの励起の実験・観測は表面物性の研究上の必要からカオリ 多く報告せれている・前の報告3、4)では銀フィルム上のプラスでモンをプリズムから全反射角度で入射する平面波によって励振する場合の散乱特性を詳細に解析し、プリズム内には SPに基づく指向性の鋭い散乱が生じること、以前観測されていた空気中への散乱特性は SPによるものではないことを明

ろかにした。更に次の報告^りでは空 気とプリズム にはてまれた銀フィ*ル* ムの代りに、空気と不規則境界面で 接す3銀を取扱い、主として不規則 表面によって摂動をうけた表面プラ ズモンの性質を明らかにした。餓の 損失, eva nescentiaの減衰によっ て多重散乱を無視すれば、この解析 結果から容易に 銀表面上部 あるりは 下剤にプリズムをおいた場合の SP にもる 散乱舒性がえられることを示 した。これらの解析は1次元不規則 面に対する解析結果であるが、本報 告ではこの方はさ一般の2次元不規 則表面の場合に拡張して,3次元空 向内での散乱特性を解析する。表面 プラズモンは TM 波ざあるり で、こ こではTM平面波による励振の問題 とスクラー近似で行うことにする.



四1、不規則銀表面による 散乱

2 不規則金属表面への平面波入射

図の様に上半空間の真空、下半空間の金属媒質に関する物理量にそれぞれ添字 1,2 を付し、記号の定義などは前論文に準ずるものとする。比誘電率 を $E_1=1.0$ 、 $E_2=-17.55+i0.404$ (銀、 $He^-Ne^-U^-$ 間 間 し する。

2次モランダ"ム表面

$$Z = f(T^{lr}w) = \int_{R_2} e^{i\lambda \cdot lr} F(\lambda) dB(\lambda), \qquad (1)$$

r=(x, y), A=(λx,λy), A·Irは内積, R2:2次元空向 一様等方ランダム表面の相関関数とスペクトル

$$R(r) = 2\pi \int_{0}^{\infty} J_{s}(\lambda r) |F(\lambda)|^{2} \lambda d\lambda , R(0) = \sigma^{2}(分散)$$
 (2)

 $r = |r| = \sqrt{x^2 + y^2}$, $\lambda = |\lambda| = \sqrt{\lambda x^2 + \lambda y^2}$, Jo: Bessel 肉数

場の方程式 表面プラズモンはTM波であるので、平面TM波による局 振を取扱う場合にはTM波を近似的にスカラー場で取扱いうる:

$$(\nabla^2 + k_1^2) + (2, 11; \omega) = 0$$
 $z > f(T^{r}\omega)$, 媒質1 (3) $(\nabla^2 + k_2^2) + (2, 11; \omega) = 0$ $z < f(T^{r}\omega)$ 媒質2

$$k_1^2 = k^2$$
, $k_2^2 = \varepsilon_2 k^2$ (4)

V21+3次元Laplacian, k21t自由空间内の设数.

境界条件

$$\Psi(z, r; \omega) = \Psi_2(z, r; \omega) \qquad : \quad z = f(T^r \omega)$$

$$\frac{\partial \mathcal{L}(z, r; \omega)}{\partial n} = \frac{1}{\varepsilon_2} \frac{\partial \mathcal{L}(z, r; \omega)}{\partial n} \qquad (6)$$

 ∂/a n は $Z=f(T^{r}\omega)$ 上の法線徴分を示す。(6)は次の形に書ける:

$$-\nabla f \cdot \nabla \psi + \frac{\partial \psi}{\partial z} = \frac{1}{\varepsilon_2} \left(-\nabla f \cdot \nabla \psi + \frac{\partial \psi}{\partial z} \right), \left(\nabla : 2 \chi \bar{z} \triangle \bar{z} \right)$$
 (4)

波動場の形式

$$\frac{\mathcal{L}(z, r; \omega)}{\mathcal{L}(z, r; \omega)} = e^{i k_{\bullet} \cdot r} \left[e^{-i \mu_{i} z} + u_{i}(z, T^{r} \omega) \right]$$
 (8)

$$\Psi_2(z,r;\omega) = e^{ik\cdot r} \mathcal{U}_2(z,T^r\omega)$$
 (9)

ここで K。は入射波数ベクトルの平面内成分で、入射角(実)をものとすれば

$$K_0 = K_0 e_x = k \sin \theta_0 e_x$$
, $\mu_1 = k \cos \theta_0$ (0)

(8)のオ1頃は入射波を表す。 U., Letrに関する一様確率場でランダム表面(1)の汎関数である。

近似境界条件 表面の粗さが小さく $(k\sigma, k_2\sigma \ll 2\pi)$ かっ境界の局所 勾配も小さい $(<|\nabla f|^2) \ll 1$)とする。このとき (>)-(7) を 2=0 の 近傍 2π Taylor展開して 2π の 2π の 近似境界条件 を書けば、 2π の 2π

$$\Psi_{1} + \int \frac{\partial \Psi_{1}}{\partial Z} + \frac{\sigma^{2}}{2} \frac{\partial^{2} \Psi_{1}}{\partial Z^{2}} = \Psi_{2} + \int \frac{\partial \Psi_{2}}{\partial Z} + \frac{\sigma^{2}}{2} \frac{\partial^{2} \Psi_{2}}{\partial Z^{2}} , \quad (Z = 0) \quad (II)$$

$$-\nabla f \cdot \nabla f + \frac{\partial f}{\partial z} + \frac{\partial^2 f}{\partial z^2} + \frac{\sigma^2}{2} \frac{\partial^3 f}{\partial z^3} = \frac{1}{\varepsilon_2} \left[-\nabla f \cdot \nabla f + \frac{\partial^2 f}{\partial z} + \frac{\partial^2 f}{\partial z^2} + \frac{\sigma^2}{2} \frac{\partial^3 f}{\partial z^3} \right]$$

たゞしここで、 f^2 、 $f \nabla f$ をその平均値 $< f^2 > = \sigma^2$ 、 $< f \nabla f > = \sigma$ で置き 換える近似を行った。(11)、(12)を近似境界条件のモデルとして用いる。

一様確率場 UI Uzの Wiener-Hermite展開

$$u_{i}(z, T^{r}\omega) = A_{o} e^{i\mu_{i}z} + \int A_{i}(\lambda)e^{i\lambda\cdot r + i\mu_{i}(\lambda)z} dB(\lambda) + \cdots$$
 (13)

$$U_2(\mathbf{Z}, \mathbf{T}_w^r) = C_o e^{-i\mu_2\mathbf{Z}} + \int C_1(\mathbf{A}) e^{i\mathbf{A}\cdot\mathbf{r} - i\mu_2(\mathbf{A})\mathbf{Z}} d\mathbf{B}(\mathbf{A}) + \cdots \quad (H)$$

$$\mu_{1}(\lambda) = \sqrt{k^{2} - (K_{0} + \lambda)^{2}}, \quad \mu_{1} = \mu_{1}(0) = \sqrt{k^{2} - K_{0}^{2}}$$

$$\mu_{2}(\lambda) = \sqrt{E h^{2} (K + \lambda)^{2}}, \quad \mu_{3} = \mu_{3}(0) = \sqrt{E h^{2} - K_{0}^{2}}$$
(15)

 $\mu_1(A) \equiv \sqrt{k^2 - (K_0 + A)^2}$, $\mu_1 \equiv \mu_1(0) = \sqrt{k^2 - {K_0}^2}$ (15) $\mu_2(A) \equiv \sqrt{\mathcal{E}_2 k^2 - (K_0 + A)^2}$, $\mu_2 \equiv \mu_2(0) = \sqrt{\mathcal{E}_2 k^2 - {K_0}^2}$ (16) 特に $\mathcal{E}_2 \equiv n^2$ が実数で $n^2 < 0$ はらば , $\mu_2(A)$ は純虚数となり μ_2 すなわち 比はevanescent波のみからなる。

$$\frac{\exists E - L > Fix}{\langle \Psi_{i}(\mathcal{Z}, \Gamma; w) \rangle} = e^{i \kappa_{0} \cdot \Gamma} \left[e^{-i \mu_{i} \mathcal{Z}} + A_{0} e^{i \mu_{i} \mathcal{Z}} \right]$$

$$\langle \Psi_{i}(\mathcal{Z}, \Gamma; w) \rangle = C_{0} e^{i \kappa_{0} \cdot \Gamma} - i \mu_{i} \mathcal{Z}$$

$$\langle \Psi_{i}(\mathcal{Z}, \Gamma; w) \rangle = C_{0} e^{i \kappa_{0} \cdot \Gamma} - i \mu_{i} \mathcal{Z}$$

$$\langle \Psi_{i}(\mathcal{Z}, \Gamma; w) \rangle = C_{0} e^{i \kappa_{0} \cdot \Gamma} - i \mu_{i} \mathcal{Z}$$

$$\langle \Psi_{i}(\mathcal{Z}, \Gamma; w) \rangle = C_{0} e^{i \kappa_{0} \cdot \Gamma} - i \mu_{i} \mathcal{Z}$$

$$\langle \Psi_{i}(\mathcal{Z}, \Gamma; w) \rangle = C_{0} e^{i \kappa_{0} \cdot \Gamma} - i \mu_{i} \mathcal{Z}$$

$$\langle \Psi_{i}(\mathcal{Z}, \Gamma; w) \rangle = C_{0} e^{i \kappa_{0} \cdot \Gamma} - i \mu_{i} \mathcal{Z}$$

$$\langle \Psi_{i}(\mathcal{Z}, \Gamma; w) \rangle = C_{0} e^{i \kappa_{0} \cdot \Gamma} - i \mu_{i} \mathcal{Z}$$

$$\langle \Psi_{i}(\mathcal{Z}, \Gamma; w) \rangle = C_{0} e^{i \kappa_{0} \cdot \Gamma} - i \mu_{i} \mathcal{Z}$$

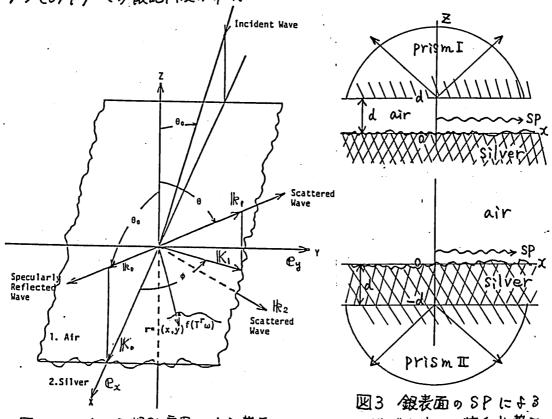
$$\langle \Psi_{i}(\mathcal{Z}, \Gamma; w) \rangle = C_{0} e^{i \kappa_{0} \cdot \Gamma} - i \mu_{i} \mathcal{Z}$$

$$\langle \psi(z, |r; w) \rangle = C_{\bullet} e^{i |k_{\bullet} \cdot |r| - i \mu_{z}^{z}}$$
(/8)

こ、でA.H及射係数、Caは透過係数である。

<u>インコヒーレント 散乱 角度 分布</u>(空気内 および金属媒質内)

上方空気内へ角度(B, P)への散乱波の波数ベクトルを貼とする。 kiの平 面内成分的 は K=k(sin 0 cosp ex + Sin 0 sin p ey)と書ける。入射角の から(0,4)への散乱角度分布は



2次元不規則境界による散乱

プリズム内~が指向性散乱

 $S_1(\theta, \phi \mid \theta_0, \sigma) = k^2 (\sigma s \theta \mid A_1(\lambda_1))^2$ (19) $\lambda_1 \equiv |K_1 - K_0| = k(\sin\theta\cos\phi - \sin\theta_0) e_x + k\sin\theta\sin\phi e_y$ (20) 全く同様に下方金属媒質内 CO,中)方向の散乱放数ベクトルをk2,その平 面内成分を比=肌以(101>型)と書けば、媒質内への散乱角度分布は $S_2(\theta, \phi \mid \theta_0, 0) = -k^2 \cos \theta \mid C_1(A_2) \mid^2$ (21) $\lambda_2 \equiv K_2 - K_0 = k(n\sin\theta\cos\phi - \sin\theta_0) e_x + kn\sin\theta\sin\phi e_y$ (22) インコヒーレント 散瓦角度分布(プリズム I, II内) 表面上部 呂=dの高さに唇析率肌のプリズムをおけばプリスツム内への散乱 (放射)を生ずる。この場合励起はプリズムを通して行うことになる。プリズ ム面の反射を無視すれば、プリスツI内の散乱角度分布は $S_{I}(\theta,\phi|\theta_{0},0) = k^{2}\cos\theta |A_{I}(A_{P})e^{i\mu_{I}(A_{P})d}|^{2}$ (23) $\lambda_P \equiv K_P - K_o = k(n_P \sin\theta \cos\phi - \sin\theta_o) e_x + k n_P \sin\theta \sin\phi e_y$ = $kn_p[(sin\theta cos \phi - sin\theta_{po})e_x + sin\theta sin\phi e_y]$ (24) $\mu_1(\lambda_p) \equiv \sqrt{k^2 - |k_p|^2} = k\sqrt{1 - n_p^2 \sin^2 \theta}$ 101 < 1/2 (25) で与えられる。 $heta_{Po}$ はプリス"ム内入射角である($Sin heta_{o}=\mathfrak{N}_{P}Sin heta_{Po}$)。コヒ ーレント反射振幅はA。eixid とみなしうる。 金属媒質内を=-dの深さにプリズムIIを接続した場合に↓プリズム内に 放射を生じる。プリズム下方への散瓦角度分布は $S_{\mathbb{I}}(\theta,\phi|\theta_0,0) = -k^2\cos\theta|C_1(\lambda_p)e^{i\mu_2(\lambda_p)d}|^2$ (26) $\mu_{z}(\lambda_{P}) \equiv \sqrt{n^{2}k^{2} - |K_{P}|^{2}} = k\sqrt{n^{2} - n_{P}^{2} \sin^{2}\theta} \quad , \quad |\theta| > \frac{\pi}{2}$ (2/) と書ける. Apは (24)で 与えられる。コヒーレント振幅はC。ei, 12d, 進向方向 は角度 Opoである。 光学定理 実入射角の場合: 川=√k²-K₀² = k cosθ。 (k² > K₀², |θ₀| < T√2) (28) $\cos \theta_0 = P_r + P_t$ $P_r = P_r^c + P_r^{inc} = \cos\theta_0 |A_0|^2 + \int R_0 \frac{\mu_1(a)}{b} |A_1(a)|^2 da + \cdots$ (29) $P_{t} = P_{t}^{c} + P_{t}^{inc} = Ra \frac{\mu_{2}}{b m^{2}} |C_{0}|^{2} + \int Re \frac{\mu_{2}(\lambda)}{b m^{2}} |C_{1}(\lambda)|^{2} d\lambda + \cdots$ (30)(28)の左辺は単位境界面当り入射層力、凡は反射層力、凡は透過電力を表す。 虚入射角の場合: -i川=/Ko²-k² >0,(Ko²>k²) $2(\sqrt{k_o^2-k^2}/k)\partial_m A_o = P_r^{inc} + P_t$ (31) 左辺は eVanescentiはによる励起電力、右辺は散乱がよび透過電力を表す。

3、W-H 展南係数の近似解

(1).(8).(9).(13).(14) を近似遅界条件(11).(12)に代入し、多変数 Hermite 多項式の漸化式と直交性を用いて W-H係数 Ao.Co.Ai.Ciの方程式系を導く。

$$\left[1-\frac{\sigma^2}{2}\mu_1\right](1+A_0)+i\int F^*(A)A_1(A)\mu_1(A)dA$$

$$= \left[1 - \frac{\sigma^2}{2} \mu_2\right] C_0 - i \left(F^*(a) C_1(a) \mu_2(a) da\right)$$
 (32)

 $n^2 \Big\{ i \mu_i [1 - \frac{\sigma^2}{2} \mu_i] [-1 + A_{\bullet}] - \int F^*(A) A_i(A) [k^2 - k_{\bullet} \cdot (K_{\bullet} + A)] dA \Big\}$

$$=-i\mu_{2}\left[1-\frac{\sigma^{2}}{2}\mu_{2}\right]C_{o}-\int F^{*}(\lambda)C_{1}(\lambda)\left[\mu_{2}^{2}-|K_{o}\cdot(K_{o}+\lambda)\right]d\lambda \tag{33}$$

 $[1-\frac{\sigma^2}{2}\mu_1(a)]A_1(a)-i\mu_1F(a)(1-A_0)$

$$= \left[1 - \frac{\sigma^2}{2} \mu_2(\lambda)\right] C_1(\lambda) - i \mu_2 F(\lambda) C_0 \tag{34}$$

 $m^{2}\{i\mu_{1}(a)[1-\frac{\sigma^{2}}{2}\mu_{1}(a)]A_{1}(a)-[k^{2}-k_{o}\cdot(k_{o}+a)]F(a)(1+A_{o})\}$

=
$$-i\mu_{2}(A)[1-\frac{\sigma^{2}}{2}\mu_{2}(A)]C_{1}(A)-[\mu_{2}^{2}-ik_{0}\cdot(jk_{0}+A)]F(A)C_{0}$$
 (35)

<u>0 次近似解</u> まずら=0 (平坦表面)の場合の解さ朮める。前論え⁵⁾と全く同様にして、(32).(33) より Ao, Co の O 次近似

$$A_{o}^{(o)} = \frac{n^{2} \mathcal{U}_{I} - \mathcal{U}_{2}}{\Delta_{o}(K_{o})}, \quad C_{o}^{(o)} = \frac{2n^{2} \mathcal{U}_{I}}{\Delta_{o}(K_{o})}$$
 (36)

 $\Delta_{o}(K_{o}) \equiv n^{2} \mu_{1} + \mu_{2} = n^{2} \sqrt{k^{2} - K_{o}^{2}} + \sqrt{n^{2} k^{2} - K_{o}^{2}}$ (39)

ガえるれる。好に △。(R·)=0の根

$$\widehat{K}_{0}(0) = \pm \sqrt{\frac{n^{2}}{1 + n^{2}}} k \qquad (n^{2} < -1)$$
(38)

ガ平坦は金属表面上の自由SPの波数を与える。

1次係数の近似解 (34)、(35) を解いて

$$A_{1}(\lambda) = \frac{\lambda F(\lambda)}{\Delta_{0}(K_{0} + \lambda)} \left\{ \left[\mu_{1} \mu_{2}(\lambda) - n^{2}(\mu_{1}^{2} - K_{0} \cdot (K_{0} + \lambda)) \right] \right\}$$
(39)

-A. [μ, μ, (λ) + n²(k²- K.·(K.+λ))] + C. [n²k²- K.·(K.+λ)-/4 μ, (λ)]

$$C_{1}(\lambda) = \frac{i F(\lambda)}{\Delta_{0}(|K_{0}+\lambda|)} \left\{ -n^{2} \left[\mu_{1} \mu_{1}(\lambda) + \mu_{1}^{2} - |K_{0} \cdot (|K_{0}+\lambda|) \right] \right\}$$
(40)

+A.n2[u,u,(a)-u,2+ K.(K.+a)]+C.[u2-K.(K.+a)+n2u2u,(a)]}

$$\Delta_{0}(\mathbb{K}_{0}+\lambda) \equiv \mathcal{N}^{2}\mu_{1}(\lambda) + \mu_{2}(\lambda) \tag{(4)}$$

がえきれる。右辺のA。, CoにO次近似(36)を代入すれば、1次近似解

$$A_1'(\lambda) = \frac{2i(1-n^2)\mu_1 F(\lambda)}{A_0(K_0 + \lambda)A_0(K_0)} \left[\mu_2\mu_2(\lambda) - n^2 \left(K_0 + \lambda\right)\right] \tag{42}$$

$$C'_{1}(\lambda) = \frac{2i(1-n^{2})\mu_{1}F(\lambda)}{\Delta_{0}(|\kappa_{0}+\lambda)\Delta_{0}(|\kappa_{0}|)} \left[-n^{2}\mu_{2}\mu_{1}(\lambda) - n^{2}|\kappa_{0}(|\kappa_{0}+\lambda)\right]$$
(43)

がえる れる。この結果は1次摂動論でも得るれる。 これは Rのが十分小さけ れば (40).(41)の 良い近似解になっている。この場合分母のAo(Ko+え)=0 の 根がSPによる共振を与える。銀の損失(n²の虚部)があれば (38) は実数と はならず A、C、はみ平面上で発散しないが、損失のない場合には(42).(43) の近似は使えないので、更に高次の効果(多重散乱の客与)を考慮せぬばな

(39),(40)を(32),(33)に代入して Ao, Coの連立方程 <u>0次係なの近似解</u> C 式をマくり、それを解いて

$$A_{o} = \frac{1}{\Delta(1K_{o})} [(1-\alpha_{12})(n^{2}\mu_{1}+\beta_{2}) - (\mu_{2}+\alpha_{22})(1-\beta_{1})]$$
 (44)

$$C_0 = \frac{1}{\Delta(1K_0)} \left[(1 - \alpha_{11}) (n^2 \mu_1 + \beta_2) + (n^2 \mu_1 + \alpha_{21}) (1 - \beta_1) \right] \tag{45}$$

$$\Delta(K_0) \equiv \begin{vmatrix} 1 + \alpha_{11} & -1 + \alpha_{12} \\ \eta^2 \mu_1 + \alpha_{21} & \mu_2 + \alpha_{22} \end{vmatrix} = \Delta_0(K_0) + \mu_2 \alpha_{11} - \eta^2 \mu_1 \alpha_{12} - \alpha_{21} + \alpha_{22} + [\alpha_{11}\alpha_{22} - \alpha_{12}\alpha_{21}]$$
 (46)
がえられる。特に $\Delta(\hat{K}_0) = 0$ の根の近似式として

$$\widehat{K}_0 \cong \pm k \sqrt{\frac{n^2}{n^2+1}} \left[1 + \frac{\delta}{2 k^2 (n^2+1)(n^2-1)} \right] \tag{47}$$

 $\delta \cong 2 n^{2} \mu_{1} \left[-n^{2} \mu_{1} (\alpha_{11} + \alpha_{12}) + \alpha_{21} + \alpha_{22} + (\alpha_{11} \alpha_{22} - \alpha_{12} \alpha_{21}) \right]$ (48) がえられる。これがランダム表面によって<u>摂動をうけたSPを</u>与える。

$$\Delta_{II} \equiv -6^2 \mu_I^2 / 2 + \eta_{II} + n^2 \eta_{I2} - \mu_I \xi$$

$$d_{12} \equiv \mu_{2}^{2} - \gamma_{21} - n^{2} \gamma_{22} - \mu_{2} \xi$$

$$\alpha_{21} \equiv n^2 \left[-6^2 \mu_1^3 / 2 + \zeta_{11} - \zeta_{12} + \mu_1 \gamma_{12} + \mu_1 \gamma_{21} \right]
\alpha_{22} \equiv 6^2 \mu_2^3 / 2 + n^2 \left[-\zeta_{12} + \zeta_{22} + \mu_2 \gamma_{12} + \mu_2 \gamma_{21} \right]$$
(49)

$$\beta_1 \equiv \sigma^2 \mu_1^2 / 2 - \gamma_{11} - n^2 \gamma_{21} - \mu_1 \xi$$

$$\xi = (n^2 - 1) \int \frac{|F(\lambda)|^2}{\Delta(|K_0 + \lambda)} \mu_1(\lambda) \mu_2(\lambda) d\lambda \tag{50}$$

$$\hat{\gamma}_{ij} = \frac{\mathcal{E}_{i} \mathcal{E}_{2}}{\mathcal{E}_{i} \mathcal{E}_{j}} \int \frac{|F(\lambda)|^{2}}{\Delta(K_{0} + \lambda)} [k_{i}^{2} - K_{0} \cdot (K_{0} + \lambda)] \mu_{j}(\lambda) d\lambda \qquad \hat{i}_{,j} = 1,2 \quad (57)$$

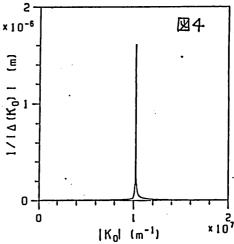
$$\zeta_{ij} = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 \varepsilon_j} \int \frac{|F(\lambda)|^2}{\Delta(K_0 + \lambda)} \left[k_i^2 - |K_0 \cdot (|K_0 + \lambda)] \left[k_j^2 - |K_0 \cdot (|K_0 + \lambda)] \right] d\lambda \quad (52)$$

(4K),(KS) の因子 1/A(Ko) は SPの共 振を表す項である。四4は共振四子 1/2 き ko=lkdに対してプロットしたもので 鋭いピークが(49)によるSP共振を示す。

庫際の数値計算には*一様等方ランダム* 表面の相関々数あよびスペクトル密度に 等方Gauss 関数形を仮定した:

$$R(r) = \sigma^{2} \exp\left(-\frac{r^{2}}{4\chi^{2}}\right), \quad r = ||r||$$

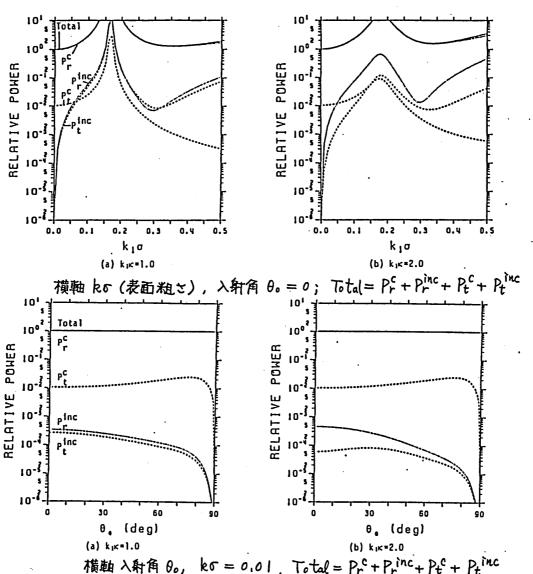
$$|F(\lambda)|^{2} = \frac{\sigma^{2} K^{2}}{\pi} \exp\left(-K^{2} \lambda^{2}\right), \quad \lambda = |\lambda|$$
(53)



等方な場合(50)-(52)の2重積分は分方向の積分を行えば変形 Bessel 関数を含む積分で表せるが詳細は省略する。

図らに光管定理(28)-(30)で与えた空気内への反射電力、銀内への浸透電力のコヒーレント あよび インコヒーレント分を、2つの表面相関距離 kK=の1,0、2 に対しプロットしたものである。下図は表面粗さ k5=0.01 の場合に入射角のに対してプロットしたもので、この場合には Total = 1 で光管定理が殆ど正確に成立っことがわかる。上図は 0。=0の場合に粗さ k5 を変えてプロットしたもので、これからわかるようにこの論文の近似解の光学定理の成立範囲は k5≤0.05 であることがわかる。それ以上の粗さに対してはW-H 展開の2次以上の項を評価しなければならない。

図6には(19)により計算した空気中へのインコヒーレント散乱角度分布

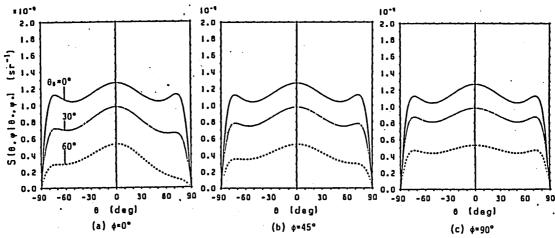


横軸 入射角 0。, ko = 0.01 , Total = Prc + Princ + Ptc + Ptinc 図5 空気, 銀内のコヒーレント,インコヒーレント電力流

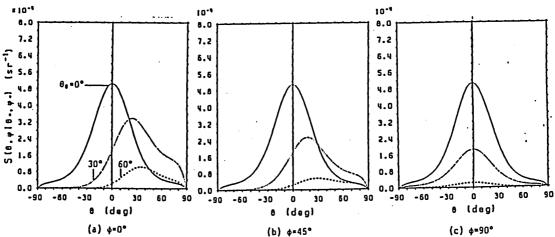
 $S_1(\theta,\phi \mid \theta_0,0)$ を示す。ここでは入射角 $\theta_0=0^\circ$, 30° , 60° の場合に、散乱方 仮角 $\phi=0^\circ$, 45° , 90° に対する 散乱角 θ 依存性を示す。前論文 $^{2)}$ に示した δ ラに 空気中への散乱角度分布には 図4に示した δ の 央振 ピークは現れない。上図 $(k \times 10)$ は下図 $(k \times 10)$ は下図 $(k \times 10)$ は 表面の相関距離が短い場合であり、 より乱叉射に近くなっていることが りかる。

(21) 式は媒質 2内の散乱角度分布を与えるが、(14)(16)からわかるように金属の様にかく0で殆どれが粧虚数の場合にはM(A)は純虚数に近く、したがって金属媒質内下かへの伝搬モードは存在しないので、金属媒質内では(21)は意味をもたない。

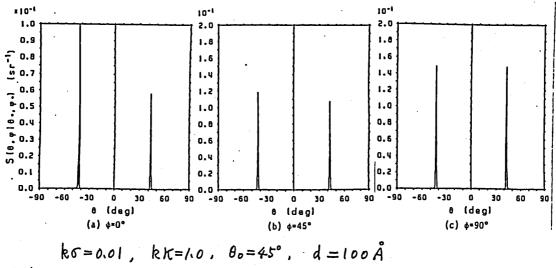
次に図3の様に空気中にプリズム I きたは銀に接してプリズム I を置いた場合のプリズム内への 散乱・放射角度分布を求める。図 7 は空気側に表面上方 d=100Å の位置にプリス"ム I (水晶、パ=2292) を置いた場合、(23)によるプリス"ム I内へのインコヒーレント 散 乱角度分布 Sr(θ,中10,0)を k6=0.01、0。=45°、kK=1.0、2.0 の場合に計算したものである。図か

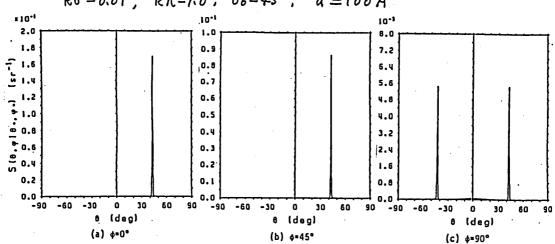


kσ=0.01 , kκ=1.0 , 横軸θ, \$=0°, 45°, 90°



ks=0.01, kK=2.0 磺軸散乱角θ, φ=0°,45°,90° 図6 空気中へのインコヒーレント散乱角度分布

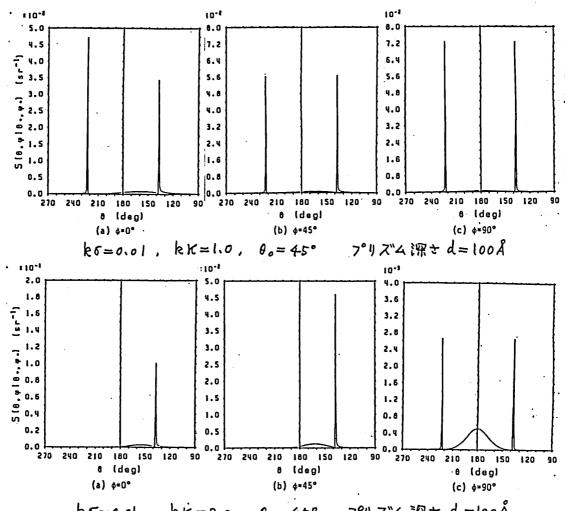




k6=0.01 , kK=2.0 , θ•=45° , プリズム 高さ d=100Å 図7 空気側プリズム I内のインコヒーレント散乱角度分布

らもわかるように、日に対してSPによる散乱または放射に対応する2つのピークが現れている。この方向は方位角をによらず一定の日方向に CONE状に放射されていることがわかる。このことは (25) 式からもわかるように加入り、1 のために入りの範囲が拡大され、その中に四4のSPピークが含まれていることを示す。シ 四7の下方は相関距離の長い場合であるが、この場合を の も の で の 散乱では 日は前方方向のSPのみが励振されること、また横方向の タ = 90° への散乱強度とはオーダーが異ることに注意されたい。また上回は 相関距離の短い場合であるが、この場合は散乱強度は タ = 0°、45°、90°の各日についていずれも同じオーダーであり、散乱が奪う(乱反射)に近くなっていることがわかる。

図8は図3下図の様に銀内深さd=100Åの位置にプリズム正を接した場合のプリズム内への散配角度分布を(26)に従って計算したものである。この場合も図7と同様にSPの共振ピークが観測され、銀内下方にCone状に



k5=0、01、 kk=2、0 , 0。=45° 7°リズム 深さ d=looÅ 図 8 銀側プリズムII内のインコヒーレント散乱角度分布

散乱または 放射されていることが わかる。全体の様子はほぶ図7と同様であるが、2つのピーク内 (cone 内) への相対散乱強度は図7の場合 より強い。 図7、8の散乱角度分布は入射角 B。によっても 多少変化する。 上記の様は2次元金属表面からの Cone 状の散乱・放射特性は、図3の様は球状のプリズムを用いて実際に測定されている 6-9)。 参考文献

- 1) A.D. Broadman, ed.: Electromagnetic Surface Modes. Wiley 1982
- 2) V.M. Agranovich & D.L. Mills, ed: Surface Polaritons, North Holland 1982
- 3) 中山,水合,林,小倉:電影。電磁界理論研資, EMT-82-58 1982年10A
- 4) Nakayama, Mizutani, Ogura, Hayashi; J. App. Phys. Vol. 56, Aug. 1984. to be published.
- 5) 小念,水谷,中山; 覆点答会 魔磁界理論研資, EMT-83-65 1983年10月
- 0) Pockland, H. Raethey: Optics Comm. Vol. 18. No. 3. p. 395 Aug. 1976
- 9) S. Hayashi: Private communication.

非対称X分岐を用いた 光ICセンサ

榎原 晃、 井筒 雅之、 女鹿田 直之、 末田 正 (大阪大学 基礎工学部)

昭和59年 5月 11日

輻射科学研究会

非対称×分岐を用いた

光ICセンサ

榎原 晃、 井筒 雅之、 女鹿田 直之、 末田 正

(大阪大学基礎工学部)

1 はじめに

新しい光集積回路技術応用として非対称X分岐を用いた、微小変位⁽¹⁾、圧力⁽²⁾、及び、温度センサを考案し、試作、実験を行なった。

光集積回路は新しい光エレクトロニクス技術として、精力的に研究が進められ、通信、情報処理への応用を中心に急速な展開を示している。光集積回路の利点としては、光回路を固体化、一体化することで小型で安定に動作させることができる事が挙げられる。特に光波のコヒーレンス性を積極的に利用する(例えば、光へテロダイン通信、ファイバジャイロ等)様な新世代の光システムにおいて、光集積回路技術はその真価を発揮するものと考えられる。

一方、光応用センサに関しても、光ファイバセンサ⁽³⁾ の一部実用化が考慮されはじめるようになり、活発な研究開発が進められている。光応用センサは従来の電気式のセンサに比べ、無誘導性、高絶縁性、防爆性等の優れた特長を有するものと期待されている。

今後ますます増大すると考えられる高精度なセンサの要求に答えるものとして、この2つを融合した新世代の光応用センサ(光IC応用センサ)が脚光を浴びつつある。

本報告では新しい光集積回路素子である非対称X分岐(4) を利用した3種類の光ICセンサについて述べる。

非対称 X 分岐は、導波路幅の等しい対称 Y 分岐と導波路幅の異なる非対称 Y 分岐とを接続した 4 ポートの光集積回路素子で、通常の光回路におけるビームスプリッタと同様の動作をする。このような機能は方向性結合器によっても実現できるが (5) 、非対称 X 分岐は方向性結合器に比べて、動作が安定、製作が容易、結合パラメータの微調整が不要、外乱の影響を受けにくい等の利点がある。ここではまず、非対称 X 分岐の動作を示し、次に、これを用いて試作した光 I C 微少変位、圧力、及び、温度センサについて報告する。

2 非対称 X 分岐

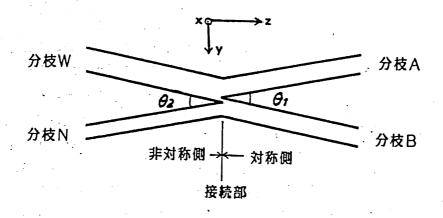


図1 非対称 X 分岐

非対称X分岐は、図1に示すように、導波路幅の等しい分枝による対称Y分岐と導波路幅の異なった非対称Y分岐とを接続したものである。ここでは、初めに、Y分岐の動作を示し、次にそれを基に非対称X分岐の動作を述べる。

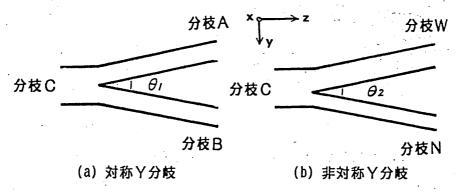


図2 Y分岐

図2に対称および非対称Y分岐を示す。ここで、対称Y分岐の分岐前の導波路を分枝C、分岐後の導波路を分枝AおよびBと呼び、非対称Y分岐では、分岐前の導波路を分枝C、分岐後は太い方の導波路を分枝W、細い方を分枝Nと呼ぶことにする。そして、分枝CはO次(基本)モードと1次モードが伝搬し、その他の分枝はすべてO次モードのみが伝搬するものとする。

また、ここでは簡単のため、x方向に変化のない 2次元構造を考えることにする。そして、2つの分岐角 θ_1 、 θ_2 は十分に小さく、光波はほぼ z 方向に進行し、z方向の微少変化に対して導波路間隙の変化が無視できるものとする。すなわち、微少区間を考えれば、y方向に 5 層構造を持つ一様な導波路と見なすことができる。このような場合には、いわゆるローカルノーマルモードによる解析法が利用できる。よく知られているように、2つの単一モード導波路からなる 5 層光導波路の固有モードには、偶モードと奇モードの 2 種がある。

図3は対称Y分岐の幾つかの位置における両モードの界分布を示したものである。これより、偶モードは、分岐前は分枝CのO次モードと等しく、分岐間隙が大きくなると、両分枝での同相、同振幅の光波に分離する。また、奇モードは、分岐前は分枝Cの1次モードに等しく、分岐間隙が大きくなると、逆相、同振幅の光波に分離する。

図4には非対称Y分岐の界分布の変化を示す。この場合、偶モードは、分岐

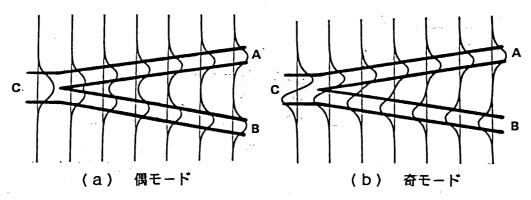


図3 対称Y分岐における、偶及び奇モードの界分布

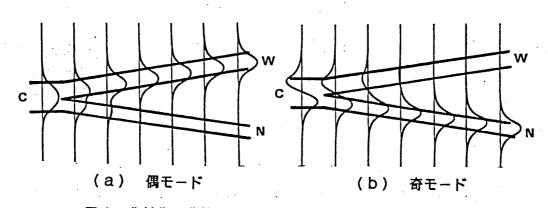


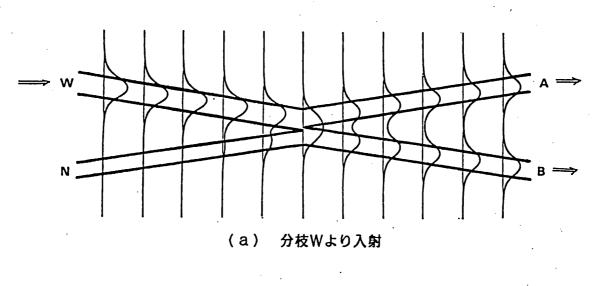
図4 非対称 Y 分岐における、偶及び奇モードの界分布

前にはさきと同様に分枝CのO次モードであるが、分岐間隙が増加するにつれて、しだいにそのパワは分枝Wに移行し、十分に分岐間隙が大きい所では分枝Wのみにパワが集中し、そのO次モードに等しくなる。奇モードでは、分岐前は分枝Cの1次モードで分岐間隙が十分大きい所では分枝NのO次モードに等しくなる。

このことをまとめると、対称 Y 分岐では、 O 次モードは同相、同振幅の、 1 次モードは逆相、同振幅の 2 つの光波に分離する。非対称 Y 分岐では、 O 次モードは分枝 W に、 1 次モードは分枝 N に、 それぞれ分ける。 つまり、対称 Y 分

岐は入射モードのパワーを等分する働きがあり、非対称Y分岐はモードを分離 する働きがある。

2-2 非対称X分岐



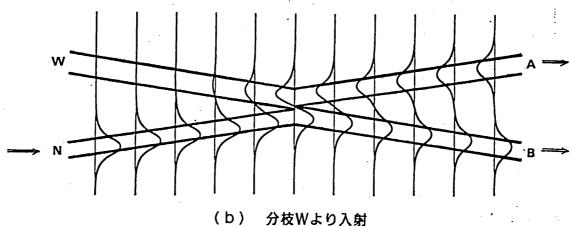


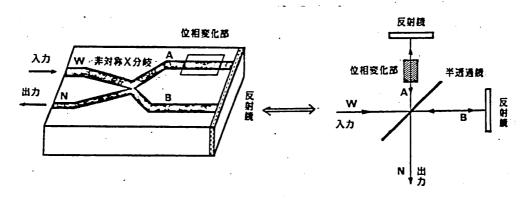
図5 非対称 X 分岐の分枝 W、及び、分枝に光波を入射 した時の界分布

次に、対称および非対称Y分岐を図1のように接続した場合を考える。各分枝はO次モードのみが伝搬するものとし、対称側の2つの分枝はAおよびB、非対称側は太い(伝搬定数の大きい)方は分枝W、細い(伝搬定数の小さい)方は分枝Nと呼ぶことにする。

図5は非対称X分岐の非対称Y分岐側から光波を入力した時の界分布の変化を示したものである。同図(a)に示すように分枝Wに光波を入力した時は、図4(a)とは逆の過程をたどり、分岐部分でローカルノーマルモードとして偶モードが励起され、伝搬し、接続部分では0次モードに、対称側では再び偶モードに変化する。図3より対称Y分岐における偶モードは、分枝AおよびBに、そのパワが同相、同振幅の光波として等分される。次に分枝Nに光波を入力した場合(図5(b))は図4と同様に分岐部分で奇モードが励起され、上と同じ考察から対称Y分岐側の分枝AおよびBにパワが分割されることになる。

このように、非対称X分岐の非対称側のどちらの分枝に光波を入力しても、そのパワは対称側の分枝AおよびBに等分されることがわかる。光波が対称側から入力した時も、基本的な動作は同じである。このことは、非対称X分岐がビームスプリッタとしての機能を持つことを示している。

2-3 非対称 X 分岐の光 I C センサへの応用



マイケルソン干渉計

図6 非対称 X 分岐の光 I Cセンサへの応用

非対称 X 分岐がビームスプリッタとしての機能をもつことを利用すると、図6に示すように導波路基板上にマイケルソン干渉計を構成できる。ここで、図のように、対称 Y 分岐側の一方の分枝に光波に位相変化を与える部分を設け、対称側の2つの導波路には反射鏡を形成する。今、分枝Wから入力した光波は非対称 X 分岐によって 2 分され、共に、端面の反射鏡で反射し、再び非対称 X 分岐にもどってくる。この間に一方は位相変化部を 2 度通過するため、この 2 つの光波に位相差が生じる。そして、この位相差に相当する出力が分枝 N から得られる。したがって、外部の物理量が光波に位相変化を与えるような位相変化部を設けることによって、様々なセンサを構成することができる。

3 微少変位センサ

3-1 原理

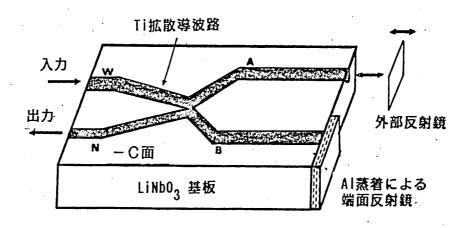
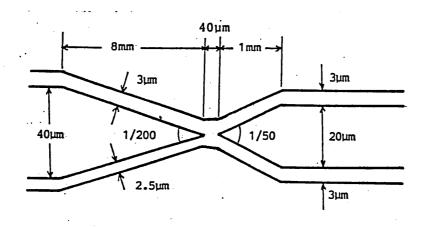


図7 微少変位センサの構成

微少変位センサの構成を図7に示す。マイケルソン干渉計の一方の反射鏡を動かした時の変位を干渉によって検出するものである。非対称Y分岐の分枝Wに光波を入射し、非対称X分岐によって分割された光波の一方は端面の反射鏡で反射され、他方は、外部の移動する反射鏡で反射され、再び非対称X分岐にもどってくる。その間の光路差に相当する出力が、分枝Nより、干渉によって得られる。これによって、外部の反射鏡の変位が検出できる。

3-2 実験および結果

実際の素子は、Ti拡散 $LiNbO_3$ 導波路を用いて作成した。導波路パターンを図8に示す。導波路幅は、対称側 3μ m、非対称側で 2.5μ mと 3μ m、分岐角は、対称側 1/50 rad 、非対称側 1/200 rad である。素子の作成には、まず、電子ビーム露光により、図8のパターンのCrマスクを作成する。光学研磨された $LiNbO_3$ — C面上に、レジスト AZ1350B を用いて、Tiによる、さきのマスクパターンをリフトオフ法により形成し、これを熱拡散することによって導波路を作成した。非対称X分岐のマスクパターンの写真を図9に示す。表1は作成条件である。



:角度の単位は rad

図8 導波路パターン (微少変位センサ)

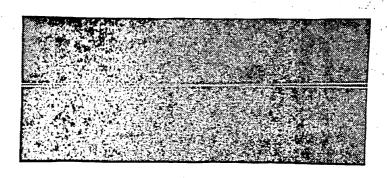


図9 非対称X分岐のマスクパターン

表1 素子の作成条件 (微少変位センサ)

Ti膜厚23nm真空蒸着拡散980°C4時間(酸素雰囲気中)

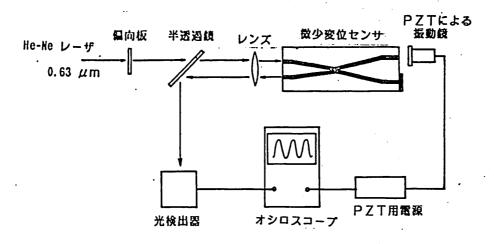


図10 実験の構成 (微少変位センサ)

図10に実験の構成を示す。測定にはHe-Ne レーザの 0.63 μm光を用い、素子の両端面は光学研磨し対物レンズによる端面入出力を行った。外部反射鏡はPZTで振動させた。図11は、出力光とPZTへの印加電圧をオシロスコープで観測した結果である。周期の短い波形は出力光強度を表している。消光比は約 15 dB であった。図において、光強度変化の1周期が、半波長(0.3 2 μm) 分の変位に対応している。

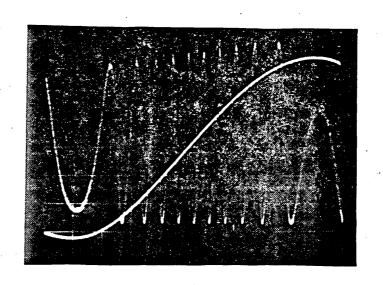


図11 出力波形の一例 (周期の長い正弦波は振動鏡の変位を表わす)

4. 圧力センサ

4-1 原理

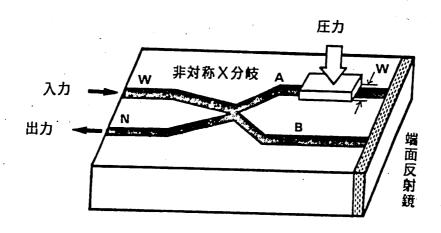


図12 圧力センサの原理

図12は圧力センサの原理図である。一般に、物質に圧力を加えると光弾性効果により屈折率が変化する。図のように導波路上に圧力を加えると、導波路の屈折率が変化する。それを実効的な光路長の変化として干渉計で検出するものである。計算によると、半波長分の位相差を与える力、つまり出力光強度を極小から極大まで変化させるのに必要な力 F_{π} は、次のように見積もられる。但し、Zカット LiNbO $_3$ を用い、光の波長は 0.63 μ mと仮定している。

$$F_{\pi} = \begin{cases} 8.44 \times 10^{4} \cdot w & [N] : TE \pm -F \\ 2.83 \times 10^{4} \cdot w & [N] : TM \pm -F \end{cases}$$
 (1)

W: 圧力印加部の幅 (図12)

4-2 実験及び結果

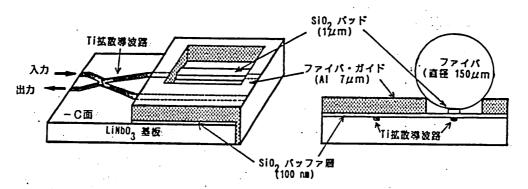
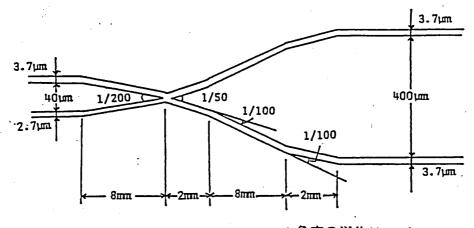


図13 圧力センサの構成



:角度の単位は rad 図14 導波路パターン (圧力センサ)

表2 素子の作成条件

Ti 膜厚 30nm 真空蒸着 拡散 980°C 4.5時間 (酸素雰囲気中) 図13に圧力センサの構成を示す。導波路部に効率よく圧力が加わるように、光ファイバ片を利用した。AIによるファイバガイドを設けて、対称Y分岐側の一方の導波路上にファイバを乗せた。図14は導波路パターンである。導波路幅は、対称側が 3.7μm、非対称側が 2.7μmと 3.7μmで、分岐角は、対称側が 1/50 rad 、非対称側が 1/200 rad である。導波路の作成方法は微少変位センサと同様である。作成条件を表2に示す。ファイバガイド及び SiO2 パッドのパターン化には、それぞれ、ドライエッチング法及びリフトオフ法を用いた。図15は、実験の構成図である。ステップモータによってバネを引っぱり、バネの縮む力がレバーを介して素子に加わるようにした。測定には 0.63 μmの He-Neレーザ光を用い、出力光は光電子増倍管で検出し、x-y レコーダに記録した。図16に、TMモードでの出力波形を示す。図より、半波長の位相差を与えるのに約 23gwt の力を必要とした。(1)式より、計算によると平均約8μmの幅で圧力が加わっていることになる。したがって、圧力印加部をさらに工夫することで感度は向上するものと期待できる。

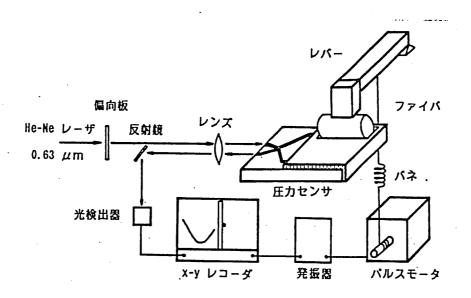


図15 実験の構成 (圧力センサ)

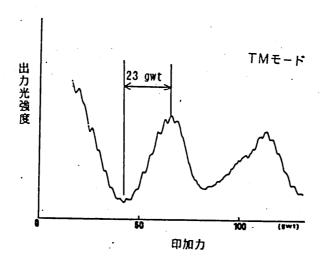


図16 測定結果 (圧力センサ)

5 温度センサ

5-1 原理

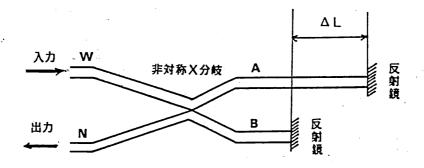


図17 温度センサの原理

一般に、物質に温度変化を与えると、屈折率の変化と、体積の膨脹又は収縮が起こる。したがって、図17に示すように、非対称X分岐の対称側の2本の導波路の反射鏡までの距離に差を持たせると、この部分の長さと伝搬定数と屈折率とが温度によって変化するので、それを干渉計で検出すれば、温度センシングが可能になる。この温度センサにおいて半波長の位相変化を与えるのに必要な温度変化量 Δ T $_{\pi}$ は、次のように見積もられる。但し、Zカット LiNbO $_3$ 結晶で、光の波長 0.63 μ mとする。

$$\Delta T_{\pi} = \begin{cases} 4.3 \times 10^{-3} / \Delta L & [\text{deg}] \\ 2.1 \times 10^{-3} / \Delta L & [\text{deg}] \end{cases} : TE \pm - F$$
 (2)

ΔL: 導波路長差 (図17)

5-2 実験及び結果

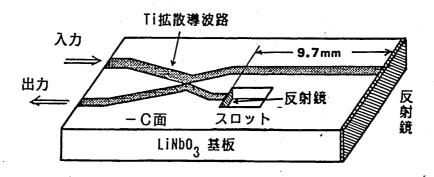
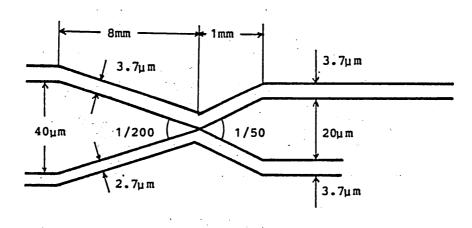


図18 温度センサの構成

温度センサの構成を図18に示す。対称Y分岐側の一方の導波路の途中にエッチングによるスロットを設け、その側面にAIを蒸着し、反射鏡とする。そして、他方の導波路はそのまま端面の反射鏡まで伸ばし、 9.7mmの導波路長差を得た。図19に導波路パターンを示す。導波路作成方法は圧力センサと同様である。素子の作成条件を表3に示す。スロットは Linbo3 基板をエッチングすることによって形成した。また、図20のように、銅製治具、断熱材、電熱線とで、素子に温度変化を与えるようにした。測定系を図21に示す。素子の温度はクロメル・アルメル熱電対で計測し、 0.63 μ m He-Ne レーザ光を用い、TEモードで測定した。図22にその結果を示す。半波長の位相差を与える温度変化量は、約 0.48 度であった。これは、(2)に Δ L= 0.97mm を代入した時の Δ T π の計算値、 0.44 度とは少し異なるが、その理由としては、治具内での温度不均一等が考えられる。

実験では、LiNbO₃ 結晶のLi₂ 0 外拡散のため、TMモードでの測定はできなかったが、(2)式よりTMモードではTEモードの約2倍の感度が得られるので、外拡散を押えることが今後の課題である。また、エッチング方法の改良により、スロットのエッチング精度が上がれば、光ビームの反射率が改善され、消光比の向上が期待できる。



:角度の単位は rad

図19 導波路パターン (温度センサ)

表3 素子の作成条件 (温度センサ)

Ti 膜厚 29 nm 真空蒸着 拡散 980°C 4.5時間 (酸素雰囲気中)

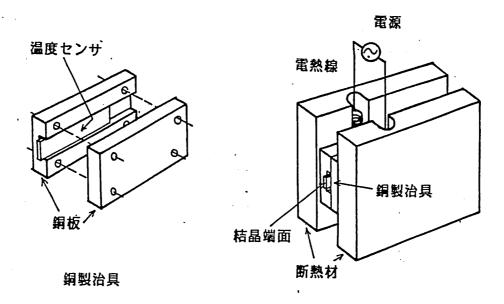


図20 素子に温度変化を与える装置

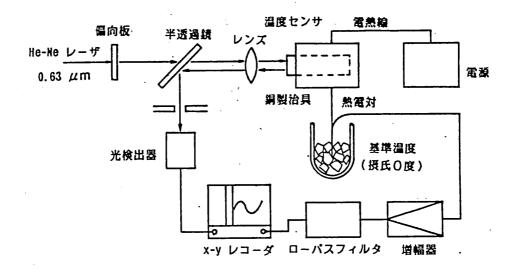


図21 実験の構成 (温度センサ)

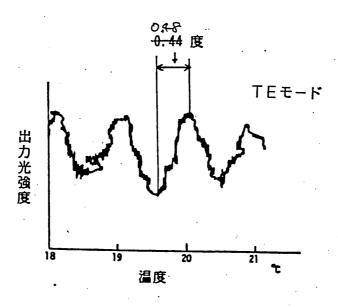


図22 測定結果 (温度センサ)

本報告では新しい光集積回路素子である非対称X分岐を用いて、微少変位、 圧力、及び、温度センサを試作し実験により、その動作を確認した。

非対称X分岐はビームスプリッタとしての機能を持つ光集積回路素子であるが、従来、利用されてきた方向性結合器に比べて、製作が容易で、作成後に電極等によりパラメータの微調整が不要であり、また、光波の波長の変化や外乱等に影響されにくいという特長がある。

次に、実際に LiNbO₃ 結晶を用いて、非対称 X 分岐を応用した 3種のセンサを試作した。はじめに、微少変位センサは、外部にある反射鏡の変位を干渉によって検出するもので、測定に使用した光波の半波長 (0.32 μ m)の変位に相当するピッチの干渉出力が得られた。 圧力センサでは、物質の光弾性効果を利用し、半波長位相をずらすのに必要な力(出力の極小から極大までの力)は23gwt という結果が得られた。

温度センサは、温度変化による導波光の伝搬定数の変化、及び、導波路の伸びを干渉計で検出するもので、半波長位相をすらすのに必要な温度変化は約 0.48 度であった。

今後の課題としては、まず素子の作成法の改善が挙げられる。温度センサにおいて、Li₂ 0 外拡散の影響をなくし、また LiNb03 基板のエッチング精度を上げることは、感度や消光比の向上につながる。次に素子の構成法の改善が考えられる。各センサにおいて、結晶にファイバを固定し、それによる光波の入出力を行う等により、外乱の影響を受けにくい、より実際的な利用が期待できる。圧力センサでは、圧力印加部を工夫することによって感度はさらに向上するものと思われる。最後に、このような光 I Cセンサの、他種の被測定物理量の計測への応用の可能性を考えることが重要である。

本研究は一部に文部省科学研究費(NO. 58209034)の援助を受けた。

参考文献

- (1) M. Izutsu, A. Enokihara and T. Sueta: "Optical-waveguide microdisplacement sensor", Electron. Lett., 18, pp. 867, (1982).
- (2) M. Izutsu, A. Enokihara and T. Sueta: "Optical-waveguide pressure sensor", Europian conference on Optical fiber sensor, pp. 144, (1983).
- (3) T.G.Giallorenzi, J.A.Bucaro, A. Dandridge, G.H.Single, Jr., J.H.Cole S.C.Rashleigh and R.G.Priest: "Optical fiber sensor technology", IEEE J.Quantum Electron., QE-18, pp. 626, (1982).
- (4) H. Izutsu, A. Enokihara and T. Sueta: "Optical-waveguide hybrid coupler", Opt. Lett., 7, pp. 549, (1982).
- (5) A. Ihaya et.al., Proc. IEEE, 60, pp. 470, (1972).
- (6) H. Izutsu, Y. Nakai and T. Sueta: "Operation mechanism of the single mode optical waveguide Y junction", Opt. Lett. 7, pp. 136, (1982).
- (6) W.K.Burns and A.F.Milton: "Mode conversion in planar-dielectric separating waveguides", IEEE J. Quantum electron. , QE-11, pp. 32, (1975).
- (7) H. Yajima: Dielectric thin-film optical branching waveguide", Appl. Phys. Lett. <u>12. pp. 647</u>, (1973).
- (8) W.K.Burns and A.F.Hilton: "Anactive analytic solution for mode coupling in optical waveguide branches", IEEE J. Quantum Electron., QE-16, pp. 446, (1980).
- (9) V. Ramaswamy, H. D. Divino and R. D. Standley : "Balanced bridge modu-

lator switch using Ti-diffused LiNbO $_3$ strip waveguide", Appl. Phys. Lett., 32, pp. 644, (1978).

(10) T.R. Ranganath and S. Wang: "Ti-diffused LiNbO3 branching waveguide modulators:performance and design", IEEE J. Quantum Electron. <u>QE-13</u>, pp. 290, (1978).

合成開口レーダのステレオ観測による 地表面標高分布の検出法

前田茂樹 山根国義 松尾 優

(京都工芸緻維大学 電気工学教室)

正誤表

p.8 式(3.4) 入レ換エ

 $\mathbf{C} = \sum \sum \mathbf{COR} \left[\ (\mathbf{T_1(i,j)} - \mathbf{T_2(i,j)}) / \mathbf{a} \ \right]$

ただし
$$\text{COR}(x) =
 \begin{cases}
 1 & (|x| \leq 1) \\
 0 & (|x| > 1)
 \end{cases}$$

p.8 下カラ6行目

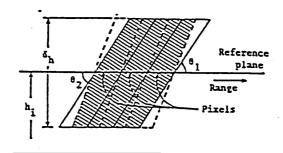
"ただし、~ 表わす。" 削除

p.9 上カラ3行目 , p.12 上カラ4行目

p.14 下カラ9行目 , p.15 上カラ11行目

誤:"反斜率" 正:"反射率"

p.10 図4.1 (a) 入レ換エ



1. まえがき

合成開口レーダ(SAR) は昼夜、天候を問わず運用可能なリモートセンサであり、地表面の反射率分布を光学センサに劣らぬ高い分解能で映像化できる。しかし、これはサイドルッキング方式のレーダであるため、起伏のある地形を観測した場合、その画像のレンジ方向に特有の幾何歪を生じることが知られている。この歪は観測によって得られたレーダ・物点間の距離(スラントレンジ)を適当に仮定した地表面上の座標(グランドレンジ)に投影するために生じるもので、観測点と地表標高の関数となっている。したがって、これを地形の標高情報と組み合わせて処理すれば歪を修正することが可能となるが、別途標高情報が入手できない場合には SAR画像のみから標高情報を得る必要がある。

そこで、この歪を利用して、異なる2軌道からの観測によって得られるステレオ画像間に生じる歪量の差から地表面の標高分布を検出する方法について検討した。ステレオ SAR観測に関する研究は従来から行なわれており、それらの多くはステレオ立体視のためのステレオ画像の作成に関するものであるが、山頂部などの特徴ある点に関する標高検出も行なわれてきた。しかし、ステレオ画像の全域にわたって対応点を見つけ出し、その標高を検出することは容易ではない。

本研究ではステレオ画像の全域にわたって地表面の標高を検出する方法を提案し、標高の検出結果に影響を及ぼす様々な要因について検討した。 さらに、それをシミュレーションによって作成したステレオ画像に用いて、その有効性を確認した。

2. SAR画像に生じる幾何歪

本方式では、SAR画像に生じる幾何歪を利用して標高検出を行なう。そ とで、まずとの幾何歪の性質を明らかにしておく。

図2.1 の系において、高度H の軌道を通過するブラットフォームに塔載したSAR により物点O $(\mathbf{x_0,y_0,h_0})$ を観測し、レンジカーバチャ補正を含む映像化処理を行なうと、その像分布 $\mathbf{u_s(x_1,r_1)}$ は次のように表わされる。

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_{\mathbf{S}}(\mathbf{x_{i}},\mathbf{r_{i}}) &= \mathbf{A} \cdot \operatorname{sinc}\left[\frac{\alpha \mathbf{r}}{\mathbf{c}\pi} \left(\sqrt{\mathbf{r_{i}}^{2} + \mathbf{x_{i}}^{2}} - \sqrt{\mathbf{r_{o}}^{2} + \mathbf{x_{o}}^{2}}\right)\right] \\ &\times \operatorname{sinc}\left[\frac{2\mathbf{L}}{\lambda_{\mathbf{O}}} \left(\frac{\mathbf{x_{i}}}{\mathbf{r_{i}}} - \frac{\mathbf{x_{o}}}{\mathbf{r_{o}}}\right)\right] \end{aligned} \tag{2.1}$$

ただし、A は定数、 λ_0 、 α 、 τ はそれぞれ送信波の中心周波数の波長、角周波数掃引率、パルス長であり、L は合成開口長、 \mathbf{r}_0 はレーダ・物点間の距離(スラントレンジ)を表わす。これより、アジマス、レンジ各方向の結像位置 \mathbf{r}_p 、 \mathbf{r}_p はそれぞれ

 $x_p = x_o$ $r_p = r_o$ $r_p = r_o$ となる。このようにスラントレンジ上に映像化された 画像を適当に仮定した標高 (処理標高) h_i の地表面上の座標、すなわちグランドレンジ上の画像 $u_g(x_i,y_i)$ に変換するには

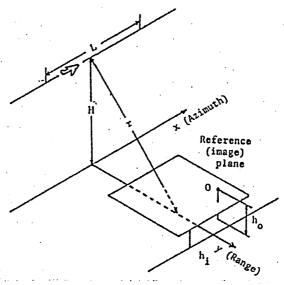


図2.1 SAR 額測系

なる関係を用いればよい。ただし、 $\overline{h_0}=H-h_0$ 、 $\overline{h_1}=H-h_1$ である。これより

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_{\mathbf{g}}(\mathbf{x}_{\mathbf{i}},\mathbf{r}_{\mathbf{i}}) &= \mathbf{A} \cdot \mathbf{sinc} \left[\frac{\alpha \tau}{\mathbf{c}_{\pi}} \left(\sqrt{\mathbf{x}_{\mathbf{i}}^{2} + \mathbf{y}_{\mathbf{i}}^{2} + \overline{\mathbf{h}_{\mathbf{i}}^{2}}} - \sqrt{\mathbf{x}_{\mathbf{o}}^{2} + \mathbf{y}_{\mathbf{o}}^{2} + \overline{\mathbf{h}_{\mathbf{o}}^{2}}} \right) \right] \\ &\times \mathbf{sinc} \left[\frac{2L}{\lambda_{\mathbf{o}}} \left(\frac{\mathbf{x}_{\mathbf{i}}}{\sqrt{\mathbf{y}_{\mathbf{i}}^{2} + \overline{\mathbf{h}_{\mathbf{i}}^{2}}}} - \frac{\mathbf{x}_{\mathbf{o}}}{\sqrt{\mathbf{y}_{\mathbf{o}}^{2} + \overline{\mathbf{h}_{\mathbf{o}}^{2}}}} \right) \right] \end{aligned} \tag{2.4}$$

と表わすことができ、この関係を利用すれば特定の処理標高を用いて処理 した SAR画像を任意の処理標高での SAR画像に変換することが可能である。 しかし、この場合の結像位置は、アジマス方向に対しては式(2.2) と同様 であるが、レンジ方向の結像位置とは

であるが、レンジ方向の結像位置
$$y_p$$
は
$$y_p = \sqrt{y_o^2 + \overline{h_o^2} - \overline{h_1^2}^2} \tag{2.5}$$

となり、処理標高niが実標高noと異なっていれば画像がレンジ方向に歪んだものとなることがわかる。

いま、図2.2 に示すように 物点が SAR軌道から十分に離 れており、波面の曲率が無視 できるものとすれば、処理標 高h_iでの歪量p は

$$p = y_p - y_o$$

$$= (h_i - h_o) \cot \theta$$
(2.6)

で表わされ、歪量がわかれば

$$h_0 = h_i - p \tan \theta$$

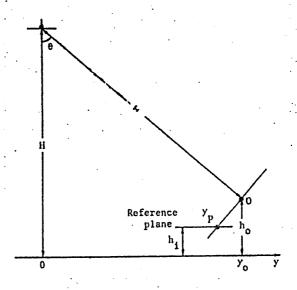


図2.2 SAR画像に生じる幾何歪

(2.7)

より、物点の標高を推定することが可能である。しかし、実際には/枚の SAR画像からその歪量を検出することは困難であるため、幾何歪を利用し た標高検出を行なうには工夫が必要である。

3. ステレオSAR観測による標高検出法

すでに述べたように、SAR画像に生じる幾何歪を検出できれば物点の標高を推定できるが、/枚のSAR画像からその歪量を得ることはできない。そこで、互いに異なる2軌道からの観測、いわゆるステレオ観測によって得られる2枚のSAR画像間に生じる歪量の差(バララックス)を利用して標高を検出する方法について検討した。

ステレオ SAR観測系には様々な構成法があるが、ことでは図3.1 に示すようなsame—side構成を考える。いま、 SAR軌道非1, #2 の高度は共にH、ステレオベースをB とする。この2 軌道から物点 $O(y_0,h_0)$ をステレオ観測し、処理標高を h_1 として映像化すれば、両画像上での結像位置 y_{p1} , y_{p2} は式(2.5) より、それぞれ次のようになる。

$$y_{p1} = \sqrt{y_o^2 + \overline{h_o}^2 - \overline{h_i}^2} y_{p2} = \sqrt{(B + y_o)^2 + \overline{h_o}^2 - \overline{h_i}^2} - B$$
(3.1)

図3.2 \cite{KH} =12000 \cite{M} , \cite{B} =20 \cite{K} , \cite{M} 0 \cite

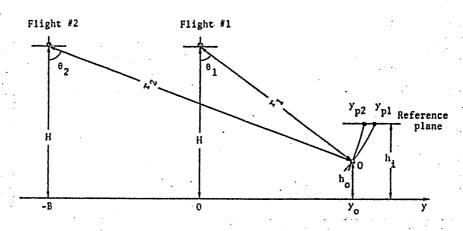
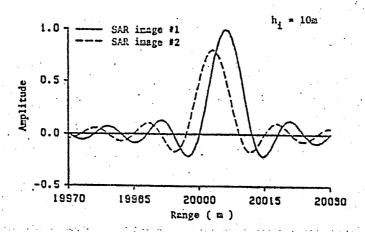
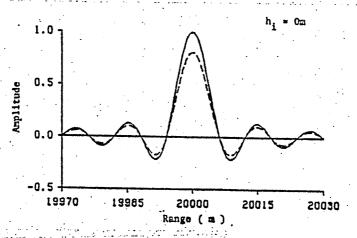


図3.1 ステレオSAR観測系





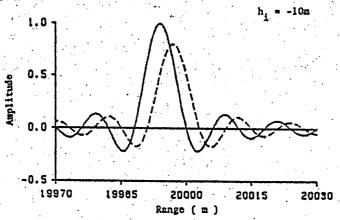


図3.2 ステレオ画像の点像分布

軌道 #1 からの、破線は #2 からの観測による像である。これらより、両 SAR画像はそれぞれ異なる歪をもち、処理標高が実標高と等しい場合のみ 両画像とも歪なく映像化され、結像点が一致することがわかる。

いま、レーダ・物点間の距離が十分に離れており、波面の曲率が無視できるものとすれば、ステレオ画像間に生ずるバララックスdpは

$$dp = (h_0 - h_1) (\cot \theta_1 - \cot \theta_2)$$
 (3.2)

で表わせるので、パララックスが検出できれば物点の標高を推定することが可能となる。このように、パララックスを利用して標高を検出する場合の標高分解能は検出可能なパララックスの最小値を用いて次のように定義できる。ステレオ画像のレンジ方向の画素寸法が共に δ_R であるとすれば、その最小値は δ_R に等しいと考えられ、標高分解能 δ_h は

$$\delta_{\rm h} = \frac{\delta_{\rm R}}{\cot \theta_{1} - \cot \theta_{2}} \tag{3.3}$$

とすることができる。図3.3 に各軌道から物点をのぞむルック角に対する

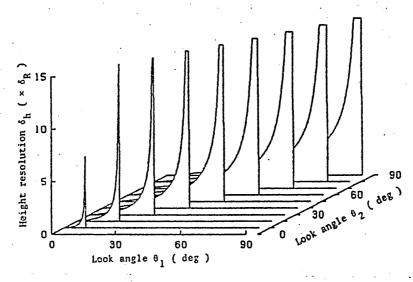


図3.3 ルック角と標高分解能の関係

標高分解能の関係を示す。これより、軌道#1 からのルック角が小さいほど、また両軌道からのルック角の差が大きいほど高い標高分解能が得られることがわかる。

以上のように、ステレオ観測によって地表面の標高を検出することができるが、 SAR画像は山頂部など一部の特徴点を除き、両画像の対応する各点を見つけて、その画像全域にわたってバララックスを検出するのは容易ではない。そこで、本方式では様々な処理標高を仮定して映像化したステレオ画像の中からパララックスの無い/組を選び出し、その映像化に用いた標高を実標高として検出するものとした。しかし、実際の観測では、その対象が広がりを持った地表面であり、また一般に画像の各部分でその実標高が異なっているため、得られたステレオ画像を幾つかの部分画像に分割し、パララックスの有無を判別するものとした。そのためには相関法を用いればよく、本方式では両部分画像内の対応する画素を順に比較し、その改度差が一定の基準値以内に納まる画素数を相関係数として検出する方法を用いた。すなわち、部分画像がM×N画素からなり、各画素の適度をT1(1,j)、T2(1,j)[dB](行ijは画素を表わす整変数)、相関基準値をa[dB]としたとき、その相関係数Cを

$$C = \sum_{i=1}^{n} \sum_{j=1}^{n} INT[(T_1(i,j)-T_2(i,j))/a]$$
 (3.4)

で与える。ただし、式中のINT は整数化の処理を表わす。また、相関基準値a は SAR画像の品質などを考慮して決定する必要があり、本方式の有効性を左右する重要な要素の/つである。以上のようにして得られた相関係数が最大値(M×N)に等しい時にパララックス無しと判定し、その時の処理標高を実標高として検出するが、 SAR画像の品質などを考慮すればパララックスが無くとも必ずしも最大値をとるとは限らない。そこで、相関係数

に一定のしきい値を設け、それを越えた時にパララックスが無いものと判 定する。

ところで、SARICよるステレオ観測を行なった場合、地表反斜率が観測 軌道の違いによるinclination factorの影響を受けるため両画像の相関は 弱くなる。そこで、この影響を軽減するために、あらかじめ標高検出の対 象となる部分画像に倍率をかけておき、両部分画像の平均濃度を一致させ ておく必要がある。

一般に、正確な画像相関のためには相関範囲に含まれる画素数が十分に 多い必要があるが、本方式では相関範囲内での地形標高の変化が激しいと、 標高検出が不可能になる恐れがある。そこで、相関範囲は標高検出に必要 な最小限の範囲とする必要がある。

4. 標高検出に影響を及ぼす諸要因

4.1 相関画像範囲と検出可能最大傾斜角

本標高検出法ではM×N個の画素を含む部分画像を一括して標高検出を行ならため、部分画像の全範囲すなわち相関範囲全体にわたって標高分解能以上の標高差があってはならない。図4.1 は画素数を3×3、処理標高をh」として、この条件を満たす地表面の空間範囲である。同図(a) はレンジ方向に見たその空間範囲であり、実線と破線で囲まれた枠内がそれぞれ軌道井1,井2からの観測によって得られる画像の各画素に映像化される物体の空間範囲である。地表面が斜線部内を左右に横

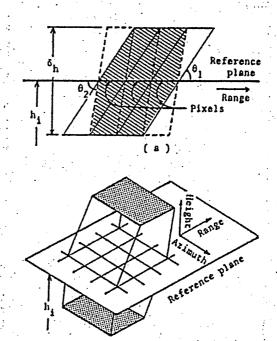


図4.1 検出可能範囲

- (a) レンジ方向
- (b) アジマス方向を含む

切るとき、その標高が $n_1 \pm \delta_n/2$ として検出される。同図(b) はアシマス 方向をも含めて描いた地表面の検出可能範囲であり、地表面が上下の面に 狭まれるとき、標高検出が可能となる。

この基準値から、一定とう配をもつ地表面に対し、標高検出可能なとう 配が決定される。それは図4.1 及び式(3.3) からアジマス、レンジ各方向 に対し、それぞれ

$$\frac{-1}{\text{M}(\cot\theta_{1}-\cot\theta_{2})} < \tan\theta_{AZ} < \frac{1}{\text{M}(\cot\theta_{1}-\cot\theta_{2})}
\tan(\overline{\theta_{2}}-90^{\circ}) < \tan\theta_{R} < \frac{1}{\text{N}\cot\theta_{1}-(\text{N}-1)\cot\theta_{2}}$$
(4.1)

を満たす θ_{AZ} , θ_R で与えられ、これを越える傾斜地形に対しては標高検出不能となる。ただし、 θ_R の下限は対象となる斜面が軌道 ± 2 に対面していなければならないという条件により定まる。

このこう配に対する条件を緩めるには、相関画像範囲を小さくすればよい。しかし、これにも検出精度確保のための下限が存在するので、検出可能最大傾斜角はその最小相関画像範囲の制約を受ける。

4.2 SAR画像の品質による影響

一般に SAR画像の品質は悪く、独立な観測によって得られた画像を比較した場合、対応する画像の濃度は必ずしも一致しないことが知られている。この主な要因として、スペックルによるレーダ受信々号のゆらぎ、周囲の画素からの濃度の漏れ込み、すなわちサイドローブ、及び受信機雑音があるとされている。これらの影響を受けた SAR画像は次のような性質をもつことが知られている。統計的に一様な性質をもつ地表面を観測した場合、その平均画像濃度 P_X は、受信々号、サイドローブ、受信機雑音の平均電力をそれぞ P_S , P_{SL} , P_N とすれば、

$$P_{X} = P_{S} + P_{SL} + P_{N} \tag{4.2}$$

で表わされ、各画素の濃度分布はPXを平均値とする指数分布に従う(5)指数分布の標準偏差はその平均値に等しいことから画像濃度のゆらぎが非常に大きいことがわかる。したがって、独立な2回の観測によって得られるステレオ画像間には著しい差異が生じるが、マルチルック処理によりそのゆらぎの幅を低く抑えることができる。そこで、本方式ではマルチルック処

理後のステレオ画像を用いて標高検出を行なりものとする。また、式(3.4) の相関基準値a は、この画像優度のゆらぎの幅を考慮して決める必要があ る。

サイトロープや受信機雑音は電波の陰影部や反斜率が極端に弱く、本来 画像濃度が零になるべき部分に何んらかの濃度分布を作り出す。このよう な部分に対して本方式を適用しても得られる結果は無意味なものとなる。 そこで、画像濃度のほとんどがサイトロープと受信機雑音の成分から成っ ていると考えられる部分については、標高検出の対象から除くことか必要 である

4.3 SAR軌道の誤差の影響

SARのプラットフォームとして航空機を考えた場合、その実際の軌道は 飛行計画時のそれとは異なったものとなる。その軌道誤差はスラントレン ジの測定誤差として SAR画像に影響を与える。すなわち、正しい処理標高 を用いて映像化処理してもステレオ画像間で対応する結像点が一致せず、 本方式を適用した場合、誤った標高を実標高として検出することになる。

いま、軌道高度H、ステレオベースB として物点 $O(y_0,h_0)$ をステレオ観測するものと考える。ただし、レーダ・物点間の距離は十分に離れており、波面の曲率は無視できるものとする。この時、軌道#1,#2 それぞれから物点までのスラントレンジは#1,#2 であるが、軌道のずれにより#1,#2 であるが、軌道のずれにより#1,#2 でえ#2,#2 と観測されたものとする。こうして得られたデータを軌道に誤差は無いものと解釈し、処理標高#1,#2 を用いて映像化処理すると、ステレオ画像上の結像位置#1,#2 はそれぞれ

$$y_{p1} = (r_1 + r_{\varepsilon 1}) \sin \theta_1 + (h_1 - h_0) \cot \theta_1$$

$$y_{p2} = (r_2 + r_{\varepsilon 2}) \sin \theta_2 - B + (h_1 - h_0) \cot \theta_2$$

$$(4.3)$$

となる。図4.2 にH=12000m,B=20km,y_o=20km,h_o=0m とした時のスラントレンジの測定誤差と検出標高の誤差の関係を示したが、各軌道からのレンジ誤差が同符号であれば標高誤差は小さく、異符号であればその誤差は大きいことがわかる。

しかし、この標高誤差は地形の絶体的な標高に対して表われ、地形の相対的な起伏を把握することは可能である。また、対象となる画像に海岸線などのあらかじめ標高のわかっている基準点が存在すれば、絶対適な標高を検出することも不可能ではない。

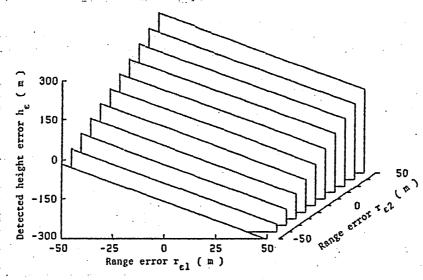
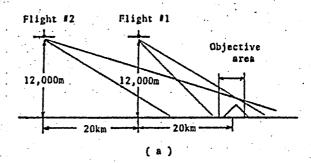


図4.2 スラントレンジの測定誤差と検出標高誤差の関係

5. シミュレーション画像を用いた標高検出法の検証

計算機シミユレーションによって作成したステレオ画像に本方式を適用 し、その有効性を確認したので結果の一部を示す。

ステレオ SAR観測系としては図5.1(a) に示すように、軌道高度12000m、ステレオペース20kmを仮定し、軌道#1 からレンジ方向に20km付近の地域を観測するものとし、得られるステレオ画像の画素が法は共に Δ×Δとする。観測対象地域には、図5.1(b) に示すような円すい形の山を含む地形を仮定し、その反斜率分布



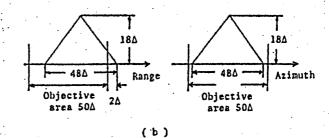


図5.1 ステレオSAR観測系(a)と 対象地域の拡大図(b)

は観測軌道に対する地表面のinclination factorを平均値とする指数乱数 で与えた $^{(6)}$ 図5.2 に対象地域の標高分布図を示した。ととで、印字の/文字は/画素の範囲に相当し、 $0\sim5$ の数字は標高 0m を基準に、標高分解能 $\delta_{\rm h}$ ごとの標高を表わしている。この場合の標高分解能は、式 $^{(3.3)}$ より $^{3.33}$ × $^{3.30}$ となる。

このようにして作成したステレオ画像に本方式を適用するにあたり、相関処理のための3つのパラメータを決定しておかなければならない。まず相関画像範囲は、相関精度を損なわない程度に小さく選ぶ必要があり、こ

とでは 3×3 画素とした。相関基準値と相関係数のしきい値は別途検討した結果、それぞれ2[dB],7 とした。

以上の条件の下で作成した雑音の影響を受けていない理想的なステレオ 画像に本方式を適用して得られた標髙分布図を図5.3 に示す。この場合の 印字などは図5.2 と同様であるが、図中の星印は検出不能域を表わす。こ れを図5.2 と比較すると、陰影部を除けばほぼ全域にわたって正しい標高 が検出されている。

しかし、すでに述べたように、実際の SAR画像はスペックルや受信機雑音などの影響を受け、その品質は劣化している。そこで、これらの影響を考慮したステレオ画像に対して本方式を適用した。各画素の受信々号のゆらぎの平均値はその反斜率に比例するとし、サイドローブの量はC.Wuの値を用いて、各画像の注目する画素以外の平均画像濃度の20%と見積った。受信機雑音は、両画像とも一定であり、その値は受信機出力のSN比を

SNR = (軌道井2での平均受信電力) / (雑音電力) (5.1) と定義し、SNR=10 [dB] で与えた。この条件のもとで、各画素ごとにとれらの和PXを求め、それを平均値とする指数乱数をその機度とし、1ルック画像を作成した。マルチルック処理は、ルックごとに指数乱数列を変えながら前述の操作を繰り返し L枚のルック画像を作成し、各画素ごとにそれらの平均機度を求め、Lルック画像とする。この場合、画素寸法は1ルック画像の√工倍になり、それに判なって対象地域の地形も変化することに注意しなければならない。

以上の手順で作成した 4ルックステレオ画像、16ルックステレオ画像から作成した標高分布図を図5.4(a),(b)に示す。なお、この場合の相関基準値はゆらぎの幅を考慮してそれぞれ7.5[dB],3.6[dB] とした。 4ルッ

クの場合にはそれから地形を判読することは不可能であるが、ルック数を 16とし、スペックルによる影響を十分に抑えておけば標高の検出が可能と なり、本方式が有効に機能していることが確認できる。

	*	¥	. #	*
00000000000000	00000000000000	000000000000000000000000000000000000000	0000000000	0000
<u> 000000000000000000000000000000000000</u>	000000000000000	0000000000	000000000	0000
άδοδοδοδοδοδοδοδο	00000000000000	0000000000	000000000	0000
000000000000000				
000000000000000	00000000000011	1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 (
0000000000000000	000000001111		1110000000	0000
00000000000000	000000111111	[1111100000	
000000000000000	0000011111111		1111110000	
000000000000000	000111111111	1111111111		юооо
000000000000000	001111111112	222222222		10000
000000000000000	011111111222	222222222		0000
000000000000000		2222222222	222211111	1000
0000000000000001	111111222222	222222222	222221111	1100
0000000000000001		2222222222	2222221111	1100
000000000000011	111122222222	333333333 2:	222222211	1110
00000000000111		3333333333		1111
0000000000000111	11222222333	3333333333	3322222221	1111
000000000001111		22222222	3332222222	
00000000001111				
00000000001111		2444444422	22222244444	
00000000011111		999999999		2111
000000000011111		444444444	グラグラブランドペポッ	2111
00000000011111	222223333344 222223333344	44444444444 4444444	400000XXXX	5111
00000000011111				55111
	222223333444	4455555444	4400000£££2	2111
00000000011111	222223333444	4455555444	AATTTT	22111
00000000001111	222223333344	4445554444	433333555	55111
00000000011111	222223333344	AAAAAAAAAA	433337777	22111
000000000011111		30000000000	333333555	22111
0000000001111	222222333334	44444444	333330000	22111
0000000000111	122222333333	3444444433	*******	77111
0000000000111	122222233333	7777444777	333322222	21111
0000000000111	112222223333	3334443333 33333333333	333222222	11111
00000000000111	11222222233	3333333333	332222222	11111
0000000000011		3333333333		11111
0000000000000		3333333333	222222211	11110
00000000000000				11100
000000000000000000000000000000000000000			222221111	11100
000000000000000000000000000000000000000	0111111122222			11000
0000000000000000	0011111111222	222222222		10000
000000000000000	0001111111112	2222222222		00000
000000000000000				00000
00000000000000	0000001111111		111111000	
00000000000000	0000000111111			
000000000000000	000000000111		111000000	
000000000000000000000000000000000000000	000000000000000000000000000000000000000	111111111	20000000000	00000
000000000000000	000000000000000000000000000000000000000	000000000000000000000000000000000000000	200000000000000000000000000000000000000	00000
000000000000000000000000000000000000000	000000000000000000000000000000000000000	000000000000000000000000000000000000000	000000000000000000000000000000000000000	ñññññ
000000000000000			,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,	0000

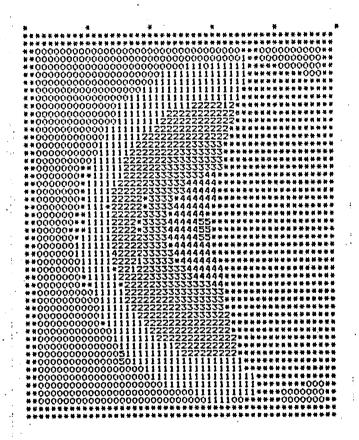
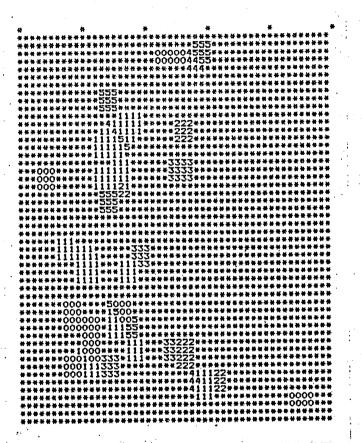
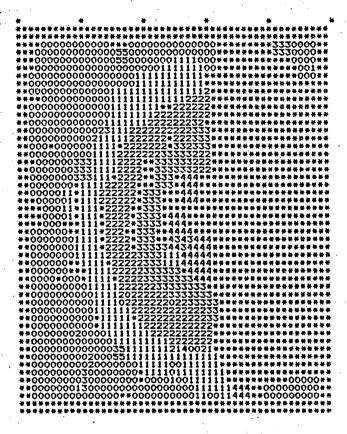


図5.2 対象地域の標高分布図

図5.3 理想的なステレオ画像から得た標高分布図





(a) 4ルックステレオ画像から得た標高分布図

(b) 16ルックステレオ画像から得た標高分布図

図5.4 ルック処理を行なったステレオ画像から得た標高分布図

6. むすび

ステレオ SAR観測によって得られた画像間に生じるバララックスを利用 した地表面標高分布の検出法を提案し、その有効性を検討、確認した。

本方式は数値的相関法により、ステレオ画像間のバララックスの有無を判別し、地表標高を検出するものであり、従来のものと違って、画像の全域にわたって標高検出が可能である。特に、その中で用いる相関法は SAR 画像の品質の悪さに対処すべく工夫したもので、本方式の有効性を左右する重要を役割を担う。そとで、この相関法が有効に機能するための地形に関する制約、及び SAR画像の品質に関して検討し、観測軌道のゆらぎが標高検出に与える影響についても言及した。さらに、本方式の有効性を確認するために計算機シミュレーションによって作成したステレオ画像に対して標高検出を試みた。その結果、スペックルなどの影響を受けていない理想的なステレオ画像の場合は言うに及ばず、画質の悪さを考慮した画像であってもマルチルック処理によってスペックルの影響を十分に抑えておけば本方式は有効に機能することが確かめられた。

しかし、本方式を実際の SAR画像に適用するには、その有効性を左右する相関法の3つのパラメータの適当な組合せを決めねばならない。今後、信号判定理論に基づいてその最適値を決定する方法について検討してゆく必要がある。

参考文献

- (1) 松尾, 山根: "レーダホログラフィ", 電子通信学会 (1980)
- (2) 畚野信義: "合成開口レータ", リモートセンシング学会誌, vol.1No.1, pp.49-93 (1981-11)
- (3) G.L.Bair and G.E.Carlson: "Performance Comparison of Techniques for Obtaining Stereo Radar Images", IEEE Trans. on Geoscience Electronics, GE-12, No.4, pp.114-122 (1974)
- (4) F.Leberl, J.Raggam and M.Kobrik: "Stereo Side-looking Radar Experiment", 1982 International Geoscience and Remotesensing Symposium, TA-5 (1982)
- (5) C.Wu: "Optimal Sampling and Quantization of SAR Signal"

 JPL Publication, 78-41 (1978)
- (6) M.I. Skolnik: "Introduction to Radar System", 2nd Edition,
 Mc Grow-Hill (1980)

輻射科学研究会資料 RS84-4

積分方程式解法による誘電体平板 導波路の任意形状接続部の解析

西村英一 森田長吉 熊谷信昭

(大阪大学 工学部)

1984年7月13日

1、まえかき

2つの異なった誘電体平板道波路の接続部 はしばしば ミリ波, サブミリ波及び光集積回 路に現われる。これらの接続部は導波モード さ乱し, 反射及び放射損失を引き起こす。 従 ってこれらの接続部が導波モードに与える影 響を詳しく調べることは応用上重要であり、 これまでに種々の方法を使って多くの検討か 行なわれている。典型的な方法としては、モ ード整合法(1)~(3)、積分方程式を用いる方法(4) ~(b), 仮想金属境界を用いる方法(9), 変分法(8), 最小二東法(9), 留数計算法(10), フーリエ変換 を使う方法(11), ウィーナー・ホッフ法(12),(13) その他(14)かあかられる。しかしなから、これ らの解析はどれも皆実際には両導波路のモー ド伝搬軸に対して垂直な平面形状接続部の場 合を扱っているにすぎず、これらの解析法を もっと複雑な形状の接続部に応用するのは無 理のようである。

誘電体空間の間の境界上の電磁界に対する積 分方程式が用いられる。この積分方程式解法 は境界の面側が共に異なった導波路であって も用いることかできる。Hockham等(4)も既に 同様の積分方程式を誘電体スラブ導波路の接 続部の解析に導入してはいるか、この方法は 被積分関数中のグリーン関数として無限領域 のスペクトル積分を必要とする通常のグリー ン関数を用いるため、計算時間がぼう大とな 応用範囲が極めてせまい方法となってい る。若者らは文献(15)~(17)にあいて、厳密なグ リーン関数のかわりに幾何光学及び鏡像法的 な考え方に基づく近似グリーン関数を用いる 方法を提案した。これらの近似グリーン関数 は極めて簡単な形をしているため計算時間か 著しく短縮される。またその精度は同じ導波 路領域にあける層と唇の屈折率差が小さけれ ば相当に高くなる。しかも理論上その精度は 2つの導波路の間の屈折率差には左右されな い。これらの近似グリーン関数の考え方は導 波路が三層以上の構造の場合にも簡単に拡張 できるものである。そこで本稿では、この積 分方程式解法を2つの多層誘電体平板導波路 の間の任意形状接続面上の電磁界を解析する 方法として一般化する。ここで用いるグリー ン関数は近似的であるか、積分方程式は厳密である。積分方程式を解くと接続面上の接線

2、 積分方程式

TEモード入射の場合

$$E_{y} = E_{y}^{inc} + \int_{C} \left\{ E_{y} \frac{\partial}{\partial n} (G_{E1}^{ij} - G_{E2}^{kl}) \right\}$$

図1、 誘電体夕層平板 導波路の 任意形状接続部

$$\int_{C} \left[\frac{\dot{\delta}}{\omega \varepsilon_{o}} H_{y} \left\{ f_{o}^{2} \cos(\beta - \beta') \left(\kappa_{1i}^{2} G_{H1}^{ij} - \kappa_{2k}^{2} G_{H2}^{kl} \right) - \frac{\partial^{2}}{\partial \nu \partial \nu'} \left(\frac{\kappa_{1i}^{2}}{\kappa_{1j}^{2}} G_{H1}^{ij} - \frac{\kappa_{2k}^{2}}{\kappa_{2l}^{2}} G_{H2}^{kl} \right) \right\} \\
- E_{\nu} \frac{\partial}{\partial n} \left(\kappa_{1i}^{2} G_{H1}^{ij} - \kappa_{2k}^{2} G_{H2}^{kl} \right) \right] d\nu \qquad (4)$$

但し、 Eo, Moは真空の誘電率, 透磁率, Loは 真空中の波数 (= $\omega\sqrt{\mathcal{E}_o\mu_o} = 2\pi/\lambda_o$) であり、 E_{ν} Hy及びEV, HVはそれぞれC上の電磁界のY及 びレ成分である。添字及び肩文字に及びよは 導波路Iにあいて観測点P及び積分点Qか存 在する領域を示し、同様にk及びしは導波路 IIにあいて尸及かQか存在する領域を示す。 N,V及びN,VはそれぞれC上の点P及びQ上 の法線座標、接線座標を示し、B及びBはN 及びかと又軸との間の角である。又,肩文字 "inc"は入射界を意味する。式(1), (2)はEy, Hv さ未知数とした, 又式(3), (4)はHy, Ev も未知 数とした連立積分方程式であり、これらを離 散化して数値的に解けばるの解から接続部に よる散乱に関する種々の物理量を求めること ができる。式(2)及び(4)はMüllerの考えに従い, グリーン関数の2階微分の積分が観測点と積 分点か一致する点で発散しなりょうに工夫さ れている。E1, HIを導波路Iの点にあける電 磁界表現とし、E2、H2を導波路耳の点におけ る電磁界表現とすると, 線型結合

$$\mathring{l}_{n} \times (K_{1i}^{2} \mathbb{E}_{1} + K_{2k}^{2} \mathbb{E}_{2})$$
 (5a)
 $\mathring{l}_{n} \times (H_{1} + H_{2})$ (5b)

によりMüller型の積分方程式が得られるか。 これに忠実に従えば、TEの場合の第一方程 式として

$$E_{y} = \frac{2 \kappa_{1i}^{2}}{\kappa_{1i}^{2} + \kappa_{2k}^{2}} E_{y}^{inc} + \frac{2}{\kappa_{1i}^{2} + \kappa_{2k}^{2}}$$

$$\cdot \int_{C} \left\{ E_{y} \frac{\partial}{\partial N} \left(\kappa_{1i}^{2} G_{E1}^{ij} - \kappa_{2k}^{2} G_{E2}^{kl} \right) - j \omega \mu_{0} H_{v} \left(\kappa_{1i}^{2} G_{E1}^{ij} - \kappa_{2k}^{2} G_{E2}^{kl} \right) \right\} dv' \qquad (6)$$

を得る。しかし、TEの場合、グリーン関数の2階微分を含む EVは存在しないので、必ずしも (5a) の形の結合法に従う必要はないと考え、3(1)では最も簡単な線型結合

$$E_{1y} + E_{2y} \tag{7}$$

から導いた式を用いている。

折率差が小さいときに十分な計算精度を保証する。

(i) 観測点P及び積分点Qが共にも層に存在する場合(j=i), QからPへの直接の影響のみが考慮される。すなわち,

$$G_{E,H_1}^{ii} = -\frac{j}{4}H_0^{(2)}(\kappa_1 k_0 R)$$
, $(R = \overline{PQ})$ (8)

ここで,他はン次の第2種ハンケル関数である。 導波路エについても同様である。

- (ii) PQ か1境界と交わるとき(ここでは図2(a)のようにQか1番目の層にPか2番目の層にPか2番目の層にあると仮定して説明する), 境界b1からの点Qの距離が或る長さんよりまたもいか小さいかによって次の2つの表現(a), (b)のうちどちらかを使う。
 - (a) 距離かねよりも大きいとき, 幾何光学に基かいて得られる

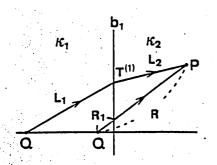
$$G_{E,H}^{21} = -\frac{j}{4} H_o^{(2)}(\kappa_1 k_o L_1) T_{E,H}^{(1)} A^{(2)} e^{-j\kappa_2 k_o L_2}$$
(9)

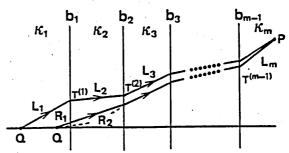
を用いる。Tendは透過係数で、APは広層に あける光線の広かりから計算された振幅係 数である。

(b) 距離からよりも小さいとき, 鏡像法と類似の考え方で得られる

$$G_{E,H}^{21} = -\frac{j}{4} S_{E,H} H_o^{(2)}(K_2 k_0 R)$$
 (10)

を用いる。SE,Hは鏡像係数であり、具体的





(a) 1境界の場合 図2、近似グリーン関数の考え方

(b) 多境界の場合

表現については後述する。

- (iii) PQ か2つ以上の境界と交りる場合(こ こでは、図2(b)のようにQか1番目の層に Pかm番目の層にあると仮定して説明する) (11)と同様Qの位置に応じて次の2つの表現 (a), (b)のうちどすらかを選ぶ。
 - (a) 距離かねよりも大きいとき,幾何光学に 基づく次の式を用いる。

$$G_{E,H}^{m1} = -\frac{j}{4} H_o^{(2)}(\kappa_1 k_o L_1) T_{E,H}^{(1)} T_{E,H}^{(2)} - T_{E,H}^{(m-1)}$$

$$\cdot A^{(2)} A^{(3)} - A^{(m)} e^{-jk_o(\kappa_2 L_2 + \cdots + \kappa_m L_m)}$$
(11)

(b) 距離かんよりも小さいとき、鏡像法及び 幾何光学に基づく次の近似式を用いる。

$$G_{E,H}^{m1} = -\frac{j}{4} S_{E,H} H_o^{(2)} (K_2 k_0 R_2) T_{E,H}^{(2)} - T_{E,H}^{(m-1)}$$

$$A^{(3)} - A^{(m)} e^{-jk_0 (K_3 L_3 + \cdots + K_m L_m)}$$
(12)

これまでの数値計算の経験によると、長さん。 を約0.3 波長にしたときに最も精度が良いなる。上記の式にあいて、透過係数 TE 及び TH 平面波の透過係数を用いる。 幾何光学に基づいて得られる第にあける 振幅係数Ail は次のように与えられる。

$$A^{(i)} = \left[\left(\frac{L_1}{k_1 \cos^2 \theta_1} + \dots + \frac{L_{i-1}}{K_{i-1} \cos^2 \theta_{i-1}} \right) \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$\left[\left(\frac{L_1}{K_1 \cos^2 \theta_1} + \dots + \frac{L_i}{K_i \cos^2 \theta_i} \right) \right]^{\frac{1}{2}}$$
(13)

Liは第i層にあける光線の経路長,Oiは境界biにあける光線の入射角であるが境界biにあける屈折角でもある。又,鏡像係数 S_E 及び S_H はそれぞれ次のように与えられる。

$$S_{E} = 2 \cdot \left[\frac{H_{o}^{(2)}(\kappa_{2} k_{o} R_{1})}{H_{o}^{(2)}(\kappa_{1} k_{o} R_{1})} + \frac{\kappa_{2}}{\kappa_{1}} \frac{H_{1}^{(2)}(\kappa_{2} k_{o} R_{1})}{H_{1}^{(2)}(\kappa_{1} k_{o} R_{1})} \right]^{-1} (14)$$

$$S_{H} = 2 \cdot \left[\frac{H_{o}^{(2)}(k_{2} k_{o} R_{1})}{H_{o}^{(2)}(k_{1} k_{o} R_{1})} + \frac{k_{1}}{k_{2}} \frac{H_{1}^{(2)}(k_{2} k_{o} R_{1})}{H_{1}^{(2)}(k_{1} k_{o} R_{1})} \right]^{-1} (15)$$

なとぬの差か非常に小さいとして近似すると,

$$S_{E} = 1 - \frac{1}{2} \frac{\kappa_{1} - \kappa_{2}}{\kappa_{1}} \left\{ \kappa_{1} k_{o} R_{1} \frac{H_{1}^{(2)}(\kappa_{1} k_{o} R_{1})}{H_{0}^{(2)}(\kappa_{1} k_{o} R_{1})} - \kappa_{2} k_{o} R_{1} \frac{H_{0}^{(2)}(\kappa_{1} k_{o} R_{1})}{H_{1}^{(2)}(\kappa_{1} k_{o} R_{1})} \right\}$$
(16)

$$S_{H} \doteq \frac{\kappa_{2}}{\kappa_{1}} \left[1 + \frac{1}{2} \frac{\kappa_{1} - \kappa_{2}}{\kappa_{1}} \left\{ \kappa_{1} k_{o} R_{1} \frac{H_{o}^{(2)}(\kappa_{1} k_{o} R_{1})}{H_{1}^{(2)}(\kappa_{1} k_{o} R_{1})} \right. \right]$$

$$-\kappa_{2} k_{o} R_{1} \frac{H_{1}^{(2)}(\kappa_{1} k_{o} R_{1})}{H_{0}^{(2)}(\kappa_{1} k_{o} R_{1})}$$
(17)

のようになる。

積分方程式は、積分領域Cを入射波が十分小さくなるところまでとり、この有限区間を細かく分割してマトリクス方程式に変換し、計算機によって数値的に解く。

3、反射, 透過及以放射界

伝搬を対象をはます。 を射りない。 を射りない。 を射りない。 を射りない。 を射りない。 を対ける。 を対ける。 を対ける。 を対ける。 を対ける。 を対ける。 を対ける。 を対しる。 を対しる。 を対しる。 をがいる。 を対しる。 をできる。 をできる。 をできる。 をできる。 をできる。 をできる。 をできる。 をできる。 をできる。 でのできる。 でのででででででででででででででででいる。 でのででででででいる。 でのでででででででででででででいる。 でのででででででいる。 でのででででででいる。 でのででででででででいる。 でのでででででいる。 でのでででででいる。 でいる。 でい。 でいる。 でいる。 でい。 でいる。 でいる。 でいる。 でい。 でいる。 でいる。 でいる。 でい。

TEモード入射の場合

$$C_{E_{2}3}^{(7)} = 7 \frac{1}{4} \int_{C} \left(E_{y} H_{v_{2}3}^{(7)*} + H_{v} E_{y_{2}3}^{(7)*} \right) dv' (18)$$
TM モード入射の場合

$$C_{H_{2}^{2}3}^{(7)} = \pm \frac{1}{4} \int_{C} \left(H_{y} E_{v_{2}^{2}3}^{(7)*} + E_{v} H_{y_{2}^{2}3}^{(7)*} \right) dv' (19)$$

ここで、3は導波又は放射モードを示す。添字1及か2はそれぞれ導波路I及びⅡ側を意味する。肩の符号(一)は導波路Iの場合一又方

向, 導波路Iの場合は一型方向への伝搬を意味し, (H)は導波路Iの場合+ Z方向, 導波路Iの場合は十型方向の伝搬を意味する(複号同順)。 又, 放射電力は遠方放射界のポインティング電力の対応する角度内の積分からまる。

4、数值例

本節では、2つの数は、2つの数は、2つの数は、10の数は、10の数は、10の数は近点では、11の数は11のでは、11の数は11のでは、11の数は11のでは、11の数は11のでは、11のでは

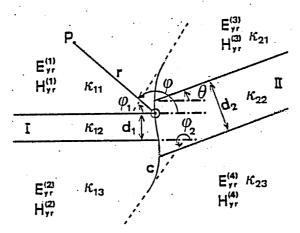


図3、 導波路及び放射界の定義

$$P_{s} = \sum_{\mu=1}^{M_{1}} P_{\mu}^{(+)} + \sum_{\mu=1}^{M_{2}} P_{\mu}^{(+)} + \sum_{i=1}^{4} P_{r}^{(i)}$$
 (20)

となるか、これを使うと電力保存則の満足度が確かめられ、数値計算の精度の目字が得られる。

C上の積分の範囲は、入射導波モードの電 カの99.99%以上か含まれるところまでとし ている。積分方程式の離散化に際しての分割 数は、各分割区間長が屈折率の高い側の媒質 内で約0.1波長になるように選んだ。積分方程 式の数値解法としては計算時間の点から逐次 近似法加適用できれば都合か良いか, 式(1), (2)及び(3), (4)はそのままで逐次近似計算にか なう形をしている。従、て逐次計算の適用か 可能かどうかはその収束性が良好かどうかに かかっている。幸い通常の誘電体導波路,特 に光導波路の場合には良好な収束性か得られ ることか十分確かめられている⁽¹⁵⁾。そこで本 稿でも積分方程式の数値解析は逐次近似法を 用いている。逐次計算は、全ての分割区間で $|(F_{\ell}^{m+i}-F_{\ell}^{m})/F_{\ell}^{m}|<\delta$

なる条件を満足したときに終了するものとしるとしては 10^{-2} 程度以下の小さな数を選ぶ。但し, F_{0}^{m} は加回反復後の ℓ 番目の区間の積分方程式の未知数である。逐次近似計算における未知数の初期値としては,入射波を選ぶのか妥当と思われる。

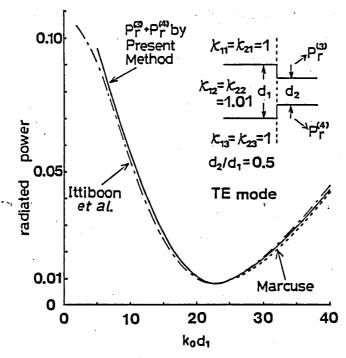


図4、スラブ導波路のステップによる放射電力

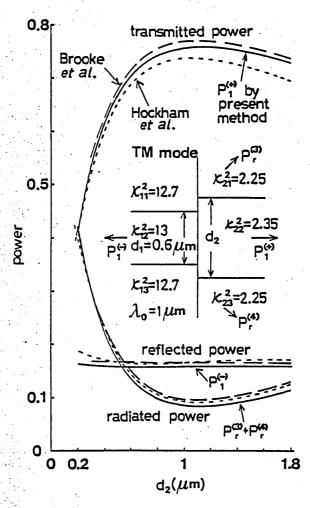


図5、反射,透過及び放射電力と丸の関係 (真空中波長 λo=1μm)

3回の反復計算で収束した。又後者の例では Sは10つであり、約60回の反復計算で収束した。 Marcuse は2つの異なった結果を に3かりなるが、本年法及び「Htipiboon 等のに示して り似かよった方の値を図4に示した。 おいてPfのか放射電力として おが、Pfの及びPfでは極めて小さいのでこれら を加えても全放射電力はほとんど変化しない。 両図ともに本手法の結果か他の手法の結果と よく一致することを示しているといえる。

次に、2つの異なった三層スラブ導波路の 傾斜平面接続部について検討した結果を示す。 文献(16)でスラブ導波路の傾斜平面切断部にTM モードが入射した場合さ数値的に詳細に検討 し、Brewster 角に相当する傾斜角の近くで予 想通り反射放射電力 か極めて小さくなり入射 波の大部分が切断部以降の一様媒質空間中へ 透過することを示した。接続面として傾斜平 面接続面を使えばスラブ導波路の接続の場合 にもこれと同様の現象が起こり高い結合と小 さな反射が期待できると考えられる。この問 題意識の下に、本稿では特に高い電力結合と 少い反射を実現するパラメータ値を追求する という観点から検討した数値例を示す。導波 路Ⅰ及び導波路Ⅱの例として次のようなもの き用いる。

導波路 I: $K_{11} = K_{13} = 2.0$, $K_{12} = 2.02$, $V_1 = \sqrt{k_{12}^2 - k_{11}^2} h_o d_1 = 3$ (導波路Aとする)

導波路 II: $k_{21} = k_{23} = 1.45$, $k_{22} = 1.46$, $d_2 = 1.25 d_1$ ($V_2 = 2.256$) (導波路 $B \ge 73$)

面導波路とも単一モード伝送になっている。 積分方程式の逐次近似計算における収束判定

基準Sは 10^{-3} としている。まず、導波路I及 びⅡの軸か一直線になる場合について接続面 の導波路軸に対する傾斜角と放射電力,反射 電力、透過電力の関係を調べてみたところ、 TMモード入射の場合, 傾斜角αが33°のと き、主反射波を含む放射電力Ppが極小にな ることかわかった(Pi及びPiは極小になると は限らないが、極めて小さい)。又、このと きエネルギーの大部分が前方への放射モード に変換され、前方 $\varphi=14.3$ °の方向に $\mathfrak{L}^{o}-ク$ を 持つ鋭い放射ローブが現れること、その電力 (Pp3)は入射電力の約92%も占めること、この ときの透過電力 Pt は0.067 にすぎないこと, もわかった。このことは導波路Ⅱをこの鋭い 放射ロープの向かう方向に傾ければ, 導波路 Ⅱへの結合が極めて高くなることを暗示して いる。図6はこの点を確かめる計算結果を得 るため、 a=33°に固定し、導波路Iに対する 導波路Ⅱの順き角日を変化させたときの透過 電カPが,放射電力Pの及びPの変化を計算 して示したものである(反射電力 Pto 及び放 射電力PPは極めて小さいので、ス、PPは 0.05程度でほとんど変化していないので、省 略してある)。これを見ると 0=14.3°よりも むしろ0=15.5°のときに $P_1^{(+)}$ が極大となり、 この角の近くでProとPrの曲線が交差する。 すなわち、前方放射電力 P(3)+P(4) か極小とな

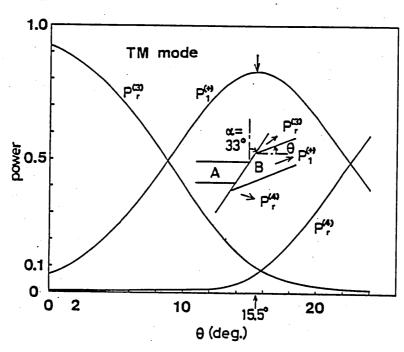
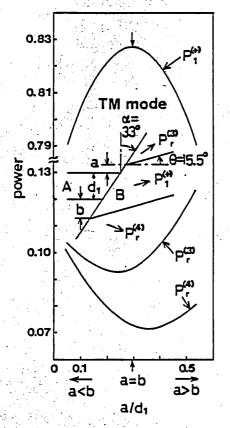


図6、透過電力及び前方放射電力と Oとの関係

マステアの $\alpha=33^\circ$ 及び $P_r^{(2)}$ の $\alpha=33^\circ$ を $\alpha=33^\circ$ を $\alpha=15.5^\circ$ で $\alpha=15.5^\circ$ で



と2プのか主のかににいてなりがあってもしてででしょうでででいるのがはなりになってでであった。2ーで思からなりになりにないのののなれ接がのれののののなれ接がのれののののなれ接がのれるののののなれ接がのはいる。部をは路布と次は路布と次構

図7、傾斜接続にかける透過電力及び前方放射電力の軸ずれ特性

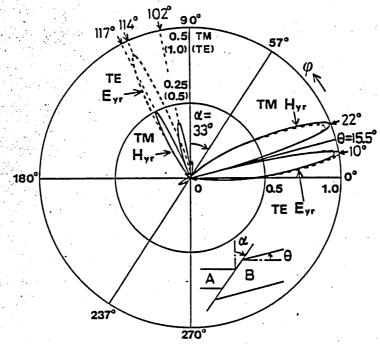


図8、傾斜接続にあける遠方放射界パターン

造について反射電力 Pto, 透過電力 Pto, 放 射電力 Proプー Proプー 及び全電力 Psの値を計算し た結果を表1に示す。表1中の,導波路I加 B, 導波路II がAの場合は, 接続部の構造が 同じで入射波の方向か逆になった場合を意味 する。Brewster 角を考えて調整した傾斜平面 接続の例(α=33°, Θ=15.5°,及びα=48.5° B=-15.5°の例)では、TMモード入射の場合 P() か非常に小せくなり (0,0050 及び0,0023) Pt か TE モード入射の場合(0.7667 及び 0.7676)よりもQ06だけ高くなっている。Pf の大きさのみを見ると垂直平面接続の場合の 値には TE モード入射の場合に Q.13, TM モ ード入射の場合に0.07だけ及ばないが、傾斜 平面接続構造の特徴は Pt か極端に小さくな る点にあることが表1からわかる。尚TE モ ードの場合もTMモードの場合とほとんど同 じ結果になることも興味深い。

同じ接続部構造で入射波和来するりを の到来するりで入射波相を の到来ははずであれるした。 の場とはずであれるは、 のであると、 のであると、 のであると、 のであると、 のであると、 のであるである。 のであると、 のであると、 のであると、 ののである。 のので、 のので、

表1、幾つかの接続部構造に対する 反射,透過,放射及び全電力

Mode	Guide I II	α°	. 8°	P ₁ (-)	P ₁ (+)	p _r (1)	P _r (2)	P _r (3)	P _r (4)	P _g
TE	A B B A	0	0	0,0260 0.0256	0.8949 0.8956	2.2·10 ⁻⁴ 4.2·10 ⁻⁵	2.2·10 ⁻⁴ 4.2·10 ⁻⁵	0.0397 0.0394	0.0397 0.0394	1.0007
ТМ	A B B	0	0	0.0255 0.0255	0.8948 0.8952	1.8·10 ⁻⁴ 3.4·10 ⁻⁵		0.0400 0.0396	0.0400 0.0396	1.0007 1.0000
TE	A ¦ B B ¦ A	33 48.5	15.5 -15.5	1.6·10 ⁻⁶ 1.1·10 ⁻⁵	0.7667 0.7676	0.0826	2.0·10 ⁻⁴ 3.3·10 ⁻⁵	0.0798	0.0711 0.0667	1.0004 0.9993
ТМ	A B B A	33 48.5	15.5 -15.5	2.9·10 ⁻⁶ 8.2·10 ⁻⁶	0.8274 0.8285	0.0050 0.0023	1.7·10 ⁻⁴ 3.6·10 ⁻⁵	0.0943 0.0952	0.0733 0.0735	1.0002 0.9995

20

5、むすび

謝辞教値計算に御協力いただいた原田英二氏(現在、日立製作所)に感謝の意を表す。

参考文献

- (1) Marcuse, D., Bell System Tech. J., 49, 2, pp. 273-290 (Feb. 1970).
- (2) Clarricoats, P.J.B. and Sharpe, A.B., Electron. Lett., 8, 2, PP.28-29 (Jan. 1972).
- (3) Hosono, T., Hinata, T. and Inoue, A.,

- Radio Sci., 17, 1, pp. 75 83 (Jan./Feb. 1982).
- (4) Hockham, G.A. and Sharpe, A.B., Electron. Lett., 8, 9, PP. 230-231 (May 1972).
- (5) Rulf, B., J. Opt. Soc. Am., 65, 11, pp. 1248-1252 (Nov. 1975).
- (6) Gelin, PH., Petenzi, M. and Citerne, J., Electron. Lett., 15, 2, PP. 355-356 (June 1979).
- (7) Brooke, G.H. and Kharadly, M.M.Z, Electron. Lett., 12, 18, PP. 473-475 (Sept. 1976).
- (8) Rozzi, T.E., IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-26, 10, PR. 738-746 (Oct. 1978).
- (9) Morishita, K., Inagaki, S. and Kumagai, N., IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-27, 4, PP. 310-315 (Apr. 1979).
- (10) Ittipiboon, A. and Hamid, M., Proc. IEE, 126, 9, pp. 798-804 (Sept. 1979).
- (11) Takenaka, T. and Fukumitsu, O., Electron. Lett., 19,20, PP.806-808 (Sept. 1983).
- (12) Ittipiboon, A. and Hamid, M., IEE Proc.H, 128,4, pp. 188-196 (Aug. 1981).
- (13) Uchida, K. and Aoki, K., IEEE Trans.

 Microwave Theory Tech., MTT-32, 1,

 PP.11-19 (Jan. 1984).
- (14) Mahmoud, S.F. and Beal, J.C., IEEE Trans.

- Microwave Theory Tech., MTT-23, 2, PP. 193-198 (Feb. 1975).
- (15) 西村, 森田, 熊谷, 信学論(C), J65-C, 7, pp. 537-544 (昭57-07).
- (16) Nishimura, E., Morita, N. and Kumagai, N., IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-31, 11, pp 923-930 (Nov. 1983).
- (17) 西村, 森田, 熊谷, 信学論(C), J67-C, 5, pp. 474-481 (昭59-05).

熱光学効果によるがラスの屈折率変化の測定

岸国 清 (大阪配新通信大学)

1984年 7月 13 月

/. まえかき

本報告では、かうス基板上に付けるれたか熱用電極下の圧折率の増加量、 屈折率をかありなかうス表面上の温度をから同時に測定できる簡易な方法を 示す。さるに、本る法とパイレックスかうス基板からびテンパックスかうス 基板に適用して結果について述べる。

2. 測定の原理からいる法

図/に測定に用いる試料の形状を示す。試料は長ろ形であり、上面に口加熱用に花苧膜の電極が付けるれている。電程はフォトクソグラフィ によりた

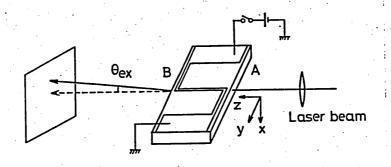
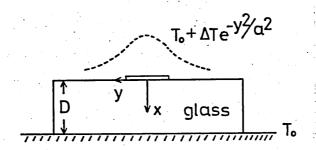


図1 熱光学効果による屈折率変化の測定系

のスパッタ膜の不要部分を取りまって製作工れた。下膜の厚工 10.74mである。電極13月面と 13面に垂直であり、その幅11200 μmである。他の部分の線幅11 通電時の発熱を無視できる」 シャ分点としてある。在の部分で解析を加たされている。また、基板の底面11 熱伝導ベーストで介して十分熱容量のある真ちゅうのでロックに接触させてある。 症極に肥后を印加すると 鹿種下のかラスに温度勾配が生じる。 これに併って、熱光冷効果により各点の圧折率も変化する。かうスでり温度係教加正であるため電極かる離りるにしたかって圧折率11減少する。この状態で月面より レーサ光線を入射マセ、電極の真下を配極と下行(を動)に基板内を通過させると、だ一ム11上方に 曲げるれ、後方のスクリーンにのじームスポットは上方に 動する。 由げるれ、後方のスクリーンにのじームスポットは上方に 動する。 由げるれ、後方のスクリーンにのじームスポットは上方に 動する。 由げるれ、後方のスクリーンにのじームスポットは上方に 動する。 由げるれて の かり 日入射位置での を折率 かん の の の配 | は の (ス)/ は 人 に 近似的に に 倒する。この関係を用いて、理論的 な 方案で 求めた 日 ex と 実別 位と 対 に してることにより 11(ス) を決定することができる。

図211かラス基板の断面である。レーサビームは紙面の上方かろ下方に向けて通過する。其板の上面は空気に接しており、その温度分布は電極中央部



囚之 かラス基板表面の温度分布

$$T(x,0) = T_0 + \Delta T \sum_{k=0}^{\infty} \left[e^{\left(\frac{2k}{Q_D} + \frac{\chi}{\Omega}\right)^2} erfc\left(\frac{2k}{Q_D} + \frac{\chi}{\Omega}\right) - e^{\left(\frac{2(k+1)}{Q_D} - \frac{\chi}{\Omega}\right)^2} erfc\left(\frac{2(k+1)}{Q_D} - \frac{\chi}{\Omega}\right) \right]$$
(1)

253. < : 7, $erf(11 (2/\pi)) \int_{\infty}^{\infty} e^{-t^2} dt$ で定義 $1 + 3 \pi^2 i + 3$

$$\mathcal{M}(\chi,0) \sim \eta_0 + 4\eta \left[1 - \frac{Z}{\sqrt{\pi}} \left\{1 + \frac{3}{2} \left(\frac{\alpha/b}{2}\right)^2 - \frac{5}{4} \left(\frac{\alpha/b}{2}\right)^4 + - - \right\} \left(\frac{\chi}{\alpha}\right) + \left(\frac{\chi}{\alpha}\right)^2\right]$$
(2)

义居折率分析が求められる。 ここで、11011 Toにおける基板の圧折率、(116+41) I (15+41) I (15+41) I (16+41) I (

$$\int_{\frac{2}{\sqrt{6}}}^{\infty} \frac{d}{dx} e^{\chi^{2}} \operatorname{erfc}(\chi) d\chi \simeq \left(\frac{2}{6\sqrt{6}}\right) \left[\sum_{i=1}^{\infty} \left[\frac{d}{dx} e^{\left(\frac{2i}{6\sqrt{6}}\right)^{2}} \operatorname{erfc}\left(\frac{2i}{6\sqrt{6}}\right) \right] - \frac{1}{2} \frac{d}{dx} e^{\left(\frac{2}{6\sqrt{6}}\right)^{2}} \operatorname{erfc}\left(\frac{2}{6\sqrt{6}}\right) \right]$$
(3)

の関係を用いて左辺の積名を果有して求めた。式(3)の右辺は左辺の積分を台形広式により近似したものである。 スツーの範囲では最exertc(x)の変化は緩慢であるため、式(3)の関係は精度なく成立する。また、左辺の積分の実有に降しては、 e^{x^2} erfc(x)~ $\sqrt{\frac{1}{\pi}}$ $\sqrt{\frac{1}{2}}$ $\left[1+\sum_{m=1}^{\infty}(-1)^m\frac{1\cdot 3---12m-1}{(2x^2)^m}\right]$ (x >>1)の近似を用りた。

レーザビームのB面側の電極論でのZ軸とのなるA βは人射在置の関数と

$$\theta(x) \simeq \left| \frac{dn(x)}{dx} \right| \ell \qquad (4)$$

上表わまれる。ここで、 ℓ 11配極の長まであり、 χ 11 ℓ -ザビームの入射位置を表わす。従って、 θ (な)の χ に対する変化率 χ (= $d\theta$ (χ)/ $d\chi$)かよび θ (0) χ α , Δ η の間の関係11式(4)かよび(2)を用いて、

$$|\lambda| = \Delta n \frac{2}{a^2} \ell \qquad (5)$$

$$\theta(0) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \Delta n \frac{\ell}{\ell} \left[1 + \frac{3}{2} \left(\frac{6/0}{2} \right)^2 - \frac{5}{4} \left(\frac{6/0}{2} \right)^4 \right] \qquad (6)$$

$$a = a_1 (/+\epsilon)$$

$$\Delta \eta = \Delta \eta_1 (H 2 E)$$
 (8)

$$\xi = \frac{-\frac{3}{2} \left(\frac{\Omega_1/D}{2}\right)^2 + \frac{5}{4} \left(\frac{\Omega_1/D}{2}\right)^4}{/ + \frac{9}{2} \left(\frac{\Omega_1/D}{2}\right)^2 - \frac{25}{4} \left(\frac{\Omega_1/D}{2}\right)^4}$$
 (9)

とボめられる。 ここで、 Q1 , AMは式(6) において(a/D/2)2以下の項を 無視17得られる値で、1れぞれ、

$$\alpha_{i} = \sqrt{L} \theta(0) / |\lambda|, \Delta n_{i} = \alpha_{i}^{2} / \lambda / / 2\ell \qquad (10)$$

で与えるれる。なお、基板かるのピームの出射角 θ ex とのとの間には近似的に θ ex Δ n。 θ n 関係が成り立ち、これを同りて θ ex の測定値かる θ e 作るこれできる。

3. 測定結果

(i) An とCの推定値

測定してかうスコペイレックかうス(110=1、472)とうこパックスがうス(110=1、474)であり、試料の大きさ 11 22x 50 mm である。厚さねそれでは184 mmからび231 mmである。電極の長さよはいずれる16.3 mmである。 L-サビームの半径は1-十の出射点でからも400 1/11 2電極の幅

にはいて大きいので、基板のA面より30cmの所にレンズ(焦点距離30cm) を置いてせーム経を絞った。A面でのピーム半径はおよそ70μmであった。 ピームの径の測定はナイフェッジ球によって行った。試料かるスクリーンま での距離は262cmであった。また、レーザ光の偏活方向はり軸と一致ませ た。

図3はビームの入射を置と日の関係の測定結果である。入射炎の初動は試料を真まゅうプロックといっしょに微動台に載せて行った。計料11/2イレックスかって基板であり、電極には50 Vの直流電圧を印加した。電流は30.5

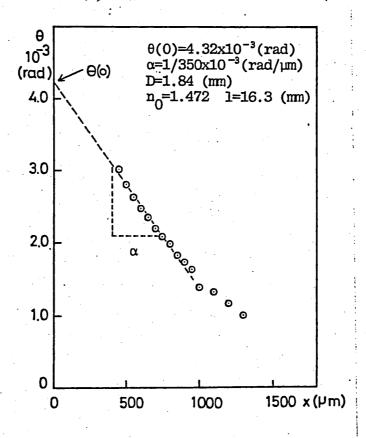


図3 パイレックス基板にあける日のス に対する変化

表1 印加配区によるカルスの変化

試料	即配压	40 V	50 V	60V	8 O V
	1n	Z. 14 X 10-4	2.86 x 10 ⁻⁴	3.74 × 10 ⁻⁴	
パイレックス	_a	_ <u> </u>	1.93 mm	196 mm	
L	供統配DP	1.00 W	1.52 W	2.16 W	
	_4T	Z. 78 X10-4	_4.21 ×10-4	_ 5.87×10-4	8.49 X10-4
デンハ・ックス	L <u>a</u>	1.52 mm	_1.63_mm	<u> </u>	1. 99 mm
	供给用 P	1.04 W	1.55 W	z.16 W	3,52 W

m A であった。 ti- A の偏柄に通配後3秒程度で足常状態とカッた。日の測定に肥かん7秒後に行った。3分間隔で測定を行い、測定する所以外は肥大を印かしたって、基板を今却ませた。図3より、 $1 d / = 1/350 \times 10^{-3}$ (rad / μ m) 、 θ (0) = 4.23×10^{-3} (rad) を得た。これるの値をず (μ) に代入して、まるに式(μ)、(μ)、(μ)を同いて Q と 4 m に推定すると、 4 h で 4 L 人 9 3 m m 、 2.86 × μ 0 を 7 あった。 表 μ 1にはこのようにして 推定した Q と 4 m の値を μ 1、 μ 2、 μ 3 を μ 3 を μ 4 で ある。 日か電下を 要 だませて 測定しん値である。 因 4 は 表 μ 5 に μ 6 に μ 7 で μ 7 で μ 8 で μ 8 で μ 9 で μ 9 を μ 9 で μ 9 で

図らはパイレックスがラス基板の表面における配極と垂直方向の温度分介の測定経界である。これより日を求めると、それでもの印か原在に対して、人のmm(60V)がよび/6mm(40V)となり、表しに示した値とほぼ一致した。テートックスかラス基板の場点も同様の経 続か得るれた。この温度分布の測定は熱肥計で行ったが、熱胞対は試料表面

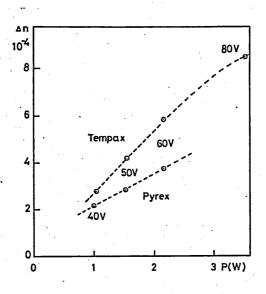
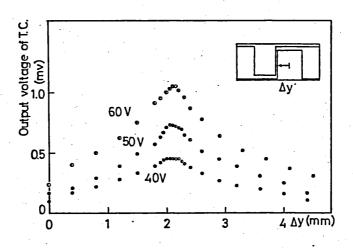


図4 供結配力(P)と4nの関係



図か パイレックス差板表面上の温度分布

に接触にせず、表面かる20μm 村度離1水。従って、図らに示しな測定値は表面の温度なのものではなく、分布を示す相対的な値である。使用しな熱電対は25μm ϕ の銀コンスタンタンである。図6に推定した471、Qを基にして計算した基打撃変化の欠る何(y=0)の分布を示す。

(ii) ATの推定

がラス基板断面内の等巡線の形状は電極かる離りた所ではだ円形に近似できる。しかもう、では、温度勾配は等巡線にでほぼ一定となる。等温線上の温度勾配ないはて、と思程に依然は小る電力中の間の関係。P=大見上19ndTlを用いて△Tを決定した。こで、大口がラスの熱体導率、上口等巡線の基板断面内の長こである。

図711パイレックス基板に40Vの配在を印かりた場点の($\frac{9}{4}$,0)を通3等温線をた内で近似して描いたものである。等温線と基板表面との交点は(0, ± 0 .597 α)であり、温度勾配は $|\frac{\partial T}{\partial \chi}|_{(\frac{9}{4},0)} = 0.946 \Delta T/\alpha$, $|\frac{\partial T}{\partial \chi}|_{(0,0,-97a)} = 0.836 \Delta T/\alpha$ であった。等温線上の温度勾配としてこの両者の平均を用いて ΔT を計算すると、45° Cとなった。 χ 0値で の 前後で零化せせても ΔT 0値はほぼ同じ値が得るれた。また、パイレックスの χ 0値は 0.01 W/cm de_{χ} ($\frac{7}{2}$)とした。

電極の温度上昇11電極の単位長当)の供給電力に代例する、従って、印か電圧50Vの円のATELでおめた40Vの円の値より 算出すると、69°Cとしり、60 Vの円13 97°Cとしる。 = 4 によりパイレックス基板ではる別/0下13かよく3.0×10-6である。 また、テンバックスがラスの たの値をパイレックスとほぼ等しいと見ると ロー/0下は 5.7×10-6×1る。

測定1水ムTの値の妥当住工検討するために、春名氏るか熱光学効果工利用 1水スイッテにおいて電極温度工亦外線マイクロスコープのによって測定1水 結果(としてみる。図8は電極の単位長エ当りの供給電力P/12と温度上昇

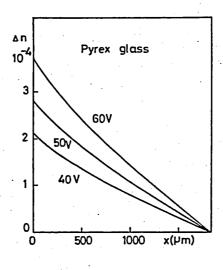


図6 圧折率の又依存柱 (y=0)

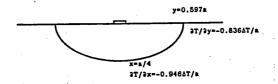


図7度板削面内の 等温線

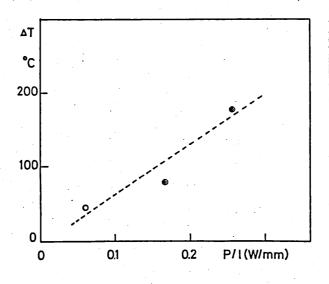


図8 ATと P/Lの 関係 ②: 文献 (4)り O:6目の判定

ATの測定値を示してもつである。◎印で示した値は春名氏3による測定結果より換算したものであり、○印で示した値は今日の測定結果である。春み氏3の測定はリーダがラスに対るるものであるが、ソーダがラスの熱伝導率は0.011 W/cm des⁽⁷⁾ とパイレックスがラスとほぼ等しいため、ATIS P/Lには倒すると予観される。国に示すように、しれてれの測定値はほぼな倒関係にあることがわかる。

4. あとかき

がうス基板の熱光学効果によって上昇 | た昼折率と推定する簡易なる法を示し、パイレックスがラスかよびランパックスがラスに本る法を適用した結果で示した。

パイレックスかうス、うこパックスかうスでは屈折率の温度k対する変化率はソーダかうス等の別成分かうスの半分程度(b)であった。

リポン状態極で11、其板表面温度が密極の温度のel以上であ了範囲は電極幅の20倍もの広範囲にあるい、限られて部分だけ圧析率で変化でも3に17電極構造にエキが必要である。導演形の素子で11導液路内の圧析率分布の変化15重要な要素であり、ここで求めて圧析率分布17素子の設計にも活用ででる24期行できる。

文献

- (1) 香品, 小山: 顔光学効果を利用 1たかうス等消型光スイッラ 。 信貸技報 OQE 81-106。 P. 25 (1981).
- (2) Haruna, M. and Koyama, J.: "Thermo-optic effect in LiNbO₃ for light deflection and switching", Electron. Lett., <u>17</u>,22, P.842 (Oct. 1981).
- (3) 春私, 前日, 小山: "TOかうス導液型デバイスのMS オータ"スイッチンク"。 信片技報<u>OQE82-67</u>, P.39 (1982).
- (4) Haruna, M. and Koyama, J.: "Thermooptic deflection and switching in glass", Appl. Opt., 21, 9, P.3461 (Oct. 1982).
- (5) Miller, R. C. and Savage, A.: "Temperature dependence of the optical properties of ferroelectric LiNbO3 and LiTaO3", Appl. Phys. Lett., 15, P.169 (1966).
- (6) Fujii, Y. Ishihara, S. and Yajima, H.: "Thermal-gradient-induced optical deflection in TiO₂ crystals", Appl. Phys. Lett., <u>41(3)</u>, P.217 (Aug 1982).
- (7) Weast, R. C., Ed.:"CRC handbook of chemistry and physics", 63rd. ed., P.E-6, P.E-8(1983).
- (8) Hocker, G. B.: "Fiber-optic sensing of pressure and temperature", Appl. Opt., <u>18</u>, 9, P.1445(1979).

マイクロ液発振器の結合度と同期特性について

福本 克 日 中島 将光 (シャープ株式会社) (京都大学工学部)

昭和59年7月13日

/. まえがき

同期現象に関する研究は、非線形振動論の 一分野として早くから行われてきた。特に、集中 定数回路として取り扱える低周が領域にかりて は、ファンデルパール以来、かなり詳細に研究さ れている。低周波領域ヒマイクロ波領域で発振 器の特性が本質的に異なるはずはないが、胸領域 の同期特性を測定するとかなり異った様子になること がある。これは主に、信号として取り扱う量が、低周 波領域では、電圧又は電流であるのに対し、マイ クロ波領域においては、伝送網上を伝搬する進行 波を意味するからである。そのために、画領域にかり る入力信号と出力信号との関係は異なる。しかし、 入力信号が小さいときには、位相関係を記述する 微分方程式が、二つの領域において同じ形にな るため、マイクロ波領域特有の現象はかり気づ かれずにいた。

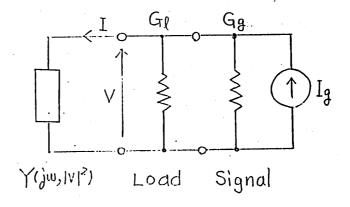
マイクロ波領域の同期現象は、多数個名振器の同期運転や並列運事等の応用を念頭にかいて研究されることが多い。多数個名振器の結合にかいて同期安定性、モード制御、長線路効果等の問題がある[1]。

本論文は、外部注入同期おびるつのアンデルホール発振器の並列運転系に関するものである。ここでは、発振器と伝送線路の結合度かよび

発振器結合回路系の特性の同期安定性に及ぼす影響を調べる。同期定常解の安定判別において位相、振幅の両方を考慮し厳密を期している[2]。

- 2、低、周波領域とマイクロ液領域から見た同期 特性のちがい
- て.1 低周波領域における外部注入同期特性

図1のような 集中定数発振器 回路を考える。簡単 のため、発振器アド ミタンス Yyy,IVI?)を



$$Y(j\omega,|V|^2) = -G_0$$

$$+G_1|V|^2 + jB_{\omega} \cdot \Delta \omega$$

- --- (1)

图1. 舞悅数同期等個回路

しかく。注入信号と出り電圧をそれぞれ Ig= |Ig|-xxp(jfg), V=|V|-xxp(jf) のように表すと 簡約方程式 [3]:

$$\frac{1}{V}\frac{dV}{dt} = \frac{1}{Y_{jw}}\left\{\frac{g}{V} - G_{\ell} - G_{g} - Y(jw,|V|^{2})\right\} --- (2)$$

を得る。ここに、Yw= a Y(jw, |V|²)/ajn である。(2)式の 東部と虚部は、それぞれ

$$Bw \frac{1}{V} \frac{d|V|}{dt} = \frac{|Ig|}{|V|} cw(\varphi_g - \varphi) + G_o - G_V|V|^2 - G_g - G_U - (3)$$

$$Bw \frac{d\varphi}{dt} = \frac{|Ig|}{|V|} sin(\varphi_g - \varphi) - B_W \cdot \Delta W - (4)$$

となる。又、定常解(如1=0)の安定判別は[4]

Re
$$\{Y_{iw}^{*} \cdot (Y_{v} \cdot V + I/V)\} > D$$
 --- (5)
 $|Y_{v} \cdot V| + I/V| > |Y_{v}^{*} \cdot V|$ --- (6)

で与えられる。自由発振周波数 ($\Delta w = 0$) にかける定常解は、位相差 $\Phi - \Phi g = 0$ で与えられ、出力電圧V/Uは

$$F(|V|) = -G_V|V|^3 + (G_0 - G_g - G_l)|V| + |I_g| = 0 \qquad (1)$$

$$G_0, G_V > 0$$

を解くことにより得られる。(7) 対のF(|V|)を|V|に対してプロットすると図2を得る。注入信号|Ig|が増大するとき、曲線は上下方向に平行移動するのみであるから、出力電圧|V|は、単調増加することを表えしている。|Vc|= $\sqrt{(G_0-G_0-G_\ell)/3G_V}$ はF(|V|)が極値をむつ電圧値である。

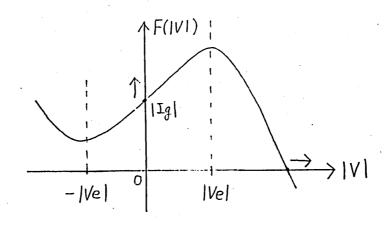


図2. 出力電圧|V|と注入信号|Ig|の関係

2.2 マイクロ波領域における外部注入同期特性

図3に示すように、マイノロ液領域の同期特性を進行波の概念を導入して考える。入射波 むと出力波のは 雷圧 V および電流 I と (8), (9)式 で関係づけられている。

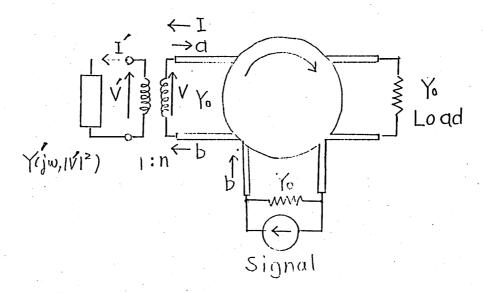


図3 マイクロ波における同期回路

$$b = |b| \exp(j\beta) = (Y_0 \cdot V + I)/2\sqrt{Y_0} \qquad ---- (8)$$

$$a = |a| \exp(j\alpha) = (Y_0 \cdot V - I)/2\sqrt{Y_0} \qquad ---- (9)$$

発振器の線路に対ち結合の度合と参数に加るもつトランスによって表現すると、結合線路から見た発振器フドミタンスYGW,IVI2)は

$$Y(jw,|V|^2) = n^2 \cdot Y(jw,|V|^2)$$
 --- (10)

で与えられる。ここで発振器タドミタンスを次のように規格化する。

$$Y(jx, |\hat{V}|^2) = -\hat{G}_0 + \hat{G}_V |\hat{V}|^2 + j \hat{B}_{uv} \times ---- (11)$$

但し、Go= fo/Yo, Gv= Gv/Vm/2/Yo, $|\hat{V}|^2 |V|^2/Vm/2$ $|Vm|^2 = Go/2Gv$, $S = (w-w_c)/w_o$, $\chi = 2GQ$ $Q = w_o Bw/2Yo$, $\hat{\alpha} = \alpha/\alpha_o I$, $\hat{B} = B/\alpha_o I$

10の12:自由発振時の出力電力また、発振器と線路との結合度を

$$C = 2 \frac{1}{6} \frac{1}{6} = \frac{2}{6} \frac{1}{6} = \frac{1}{6}$$

のように定義する。これは、発振器の負コンダクタンスG。に対する負荷なの大きさを表わしている。(10)式の

自由発振周波教注入($\Delta w = 0$) の場合の定額は $-\hat{G}_0 + \hat{G}_V (\hat{\alpha} + \hat{\beta})^2 = (\hat{\beta} - \hat{\alpha})/(\hat{\alpha} + \hat{\beta}) \cdot - - (13)$

から求まる。このとき安定条件は

となる[4]。図外に示すように、臨界結合(c=1)を境に入力信号|名|と出力信号|名|の関係は異なる。すかわち、発振器の結合度Cが大きい場合、入力信号|名|を入れると

等価的に 負荷が軽 くなるため

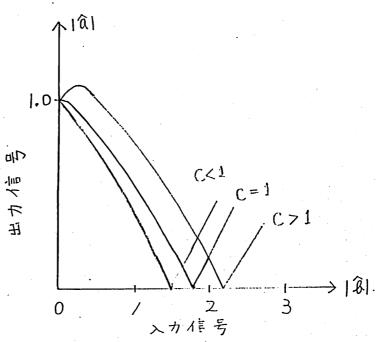


図4、出力信号|な|と入力信号|な|の関係

出力信号 | 食| は増大するが | 食| がある程度大きくなると、非線形性のため 発振器の負コンダクタンスが小さくなるため | 食| は却って減少する。そして発振器のコンダクタンスが正の値 Yo に等しくなる所で | 食| は零となる。通常の発振器はこのような状態で使用することはない。結合度 C が小さい場合は、入力信号を入れると入力信号が大きくないかぎり 出力は減少する。

同一の発振器について調べているのであるから、低周波における同期特性とマイクロ波領域における特性は、本質的には同じ筈であるが、入かか信号の扱い方によって上述のように異って見える。にもかかわらず、マイクロ波における小信号位相同期方程式は従来のアドラーの式と同じになるため [3] 大信号でないかきり解析と実験との差異にはあまり気づかれずにいた。

マイクロ波と低周波で、同期特性がどの程度異ってくるかを理解しやすい様に関単にまとめてみる。

ます、位相差は、マイクロ波では、周波数 ΔW δW

次に、AW=0における振幅特性について、低周波領域では、(7)式より出力電力は注入信号電力に関い車調増加するが、マイクロ波領域では、出力電力の様子は、発振器と線路との結合Cの値によって上述のように異ってくる「5」。

3. 相互同期特性

電力合成を念頭において2つのアンデルホール 形発振器を分布定数線路で結合した系について、 発振器と線路の結合方であるが発振器の 結合定数トの相互同期制性に及ぼす影響を調べる。

3.1 発振器相互間の結合

(1)式で表わせる発振器が図5のように受動 可逆国路によって結合している場合を考える、結合国路 を四端子アドミシス行列(次,次,次,次)によって表すと き、発振器系の微分方程式は次のように表すことが できる[2]。

但し、Yth=Gh+jBl, Yd=Gr+jBl

定常状態は上式におりてd和=0とおくことによって得られる。こつの発振器に対して対析な回路では、V=V1=±V2なる同相よりよび選別の定常状態がある。その定常状態の安定条件は(16)式のようになる[6]。

両発振器の特性目完全に等しいと仮定し、

$$V_{\lambda} = |V_{\lambda}'| \exp(j \phi_{\lambda}')$$
, $\phi_{12} = \phi_{1} - \phi_{2}$ --- (17)

とおくト定学解として a)、同和エート(P12=0)

$$\hat{G}_{V} | \hat{H}^{2} = \hat{G}_{0} - \hat{G}_{d} - \hat{G}_{0}$$

$$\alpha = -(\hat{B}_{d} + \hat{B}_{d})$$

$$= -(18)$$

8)。 透相モード (42=カ)

$$\hat{G}_{\text{TV}}|\hat{V}|^2 = \hat{G}_{\text{o}} - \hat{G}_{\text{d}} + \hat{G}_{\text{d}}$$

$$\alpha = -(\hat{B}_{\text{d}} - \hat{E}_{\text{d}})$$

$$---- (19)$$

を得る。

3.2 对称結合系

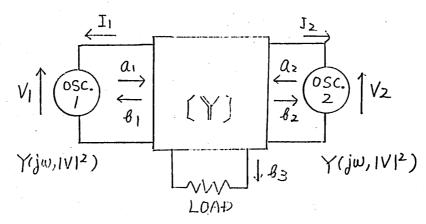


図5. 電力合成回路

結合回路系としてマジック・ティーを用いると四端子マドミタンス行列は、

$$\begin{pmatrix}
Yd & Yk \\
Yk & Yd
\end{pmatrix} = \frac{Yo}{1-\Gamma} \begin{pmatrix} -1 & \Gamma \\ \Gamma' & -1 \end{pmatrix}$$
---- (20)

但し、アニハexp(-j0), 0≦r≤/ となる[2]。ここで、いは結合器系の結合の強さを 表わしており、r=1(強結合), r<1(弱結合)に分 類できる。アドシタンス行列の各等素は

$$id = G_d + jBd = 1/(1-P)$$

$$id = G_d + jBd = 1/(1-P)$$

$$id = G_d + jBd = 1/(1-P)$$

従って、両モードの電圧振幅 |V| と同期周波数なは a)、同相モード($\rho_{12}=0$)

$$|\widehat{q}_{V}|\widehat{V}|^{2} = |\widehat{q}_{0} - 1|$$

$$|x| = 0$$

お). 逆相モード(φ₁₂=π)

$$\widehat{G}_{V}|\widehat{V}|^{2} = \widehat{G}_{0} - (1-r^{2})/(1+r^{2}-2r\cos\theta)$$

$$\chi = 2r\sin\theta/(1+r^{2}-2r\cos\theta)$$
--- (23)

となる。臨界結合(C=1)において、電力合成率は、同相モードで100%, 逆相モードで0%である。図も,区でに示すように、臨界結合(C=1)を境として、強結合(Y=1)における同相モードの安定性が変化する。零か合成は、同相モードが母尾であり、かつ 逆相モードが飛結合(C>1)では、同相モードが強結合(Y=1)で不安定とりる。そのため、強結合(Y=1)で電力合成を行うには、疎結合(C<1)が望ましい。しかし、ファンテル ルール形発振器では、強結合(Y=1)の場合 逆相モードが安定限 野にあり、長線路効果などの影響により、逆相モードが安定限が現われることが多い[2]。

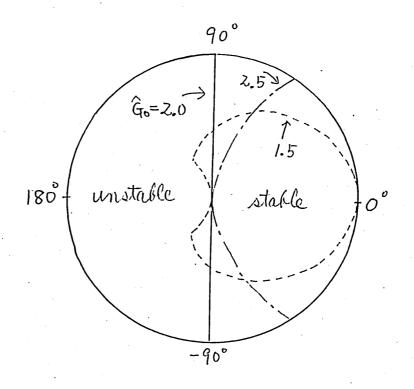
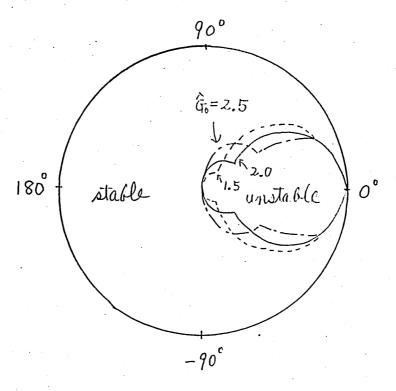


图6.同相七一片的安定领域(尸啊)



四7. 逆相モードの安定領域(アー平面)

3.3 自由発振周波数の異なる発振器の結合 2つの発振器の自由発振周波数 ω1, ω2 がわずかに異なる場合を考える。ω/Q1=ω2/Q2=B (Q1, Q2 は2つの発振器の外部Q)と仮定し、

$$\hat{\omega}_d = (\omega_1 - \omega_2)/B \qquad --- (24)$$

とおく。位相 Θ=Oにおける発振位相差中2と合成効率ηは

によって与えられる。 のdが大きくなるにつれて安定な領域は図6の曲線を外縁とした形で、狭くなる[2]。 んdが大きくなれば、弱い結合程、同期帯域幅は狭くなる。同相同期する結合度の限界は、(25)式から / いd/ = ~/(1-1)で与えられる。(図8)

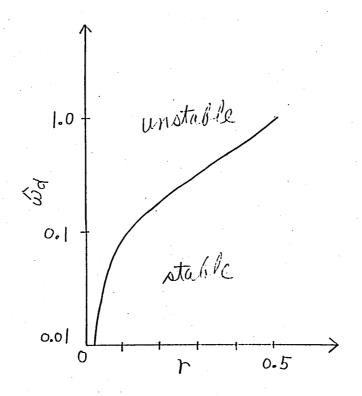


図8. 同相同期するための相互結合強さり と ωd の関係 (θ=0)

3.4 非对称結合於[2]

各発振器から結合・部までの電気的距離を81, 02 しわき Qu = 0の場合を考える。この時、アドシタン ス行列は、次式のように求るる。

$$\begin{pmatrix} Y_d & Y_t \\ Y_t & Y_d \end{pmatrix} = \frac{Y_o}{1 - \frac{1}{2} (|\vec{r}|^2 + |\vec{r}|^2)} \begin{pmatrix} -1 - \frac{|\vec{r}|^2}{2} + \frac{|\vec{r}|^2}{2} & |\vec{r}| \cdot |\vec{r}|^2 \\ |\vec{r}|^2 & -|+\frac{|\vec{r}|^2}{2} - \frac{|\vec{r}|^2}{2} \end{pmatrix} - - - (28)$$

従って、西モードの電圧振幅101,周波数なおよび、効率りは次のようになる。

a). 同相モード(中2=01-02)

$$\hat{G}_{V}|\hat{V}|^{2} = \hat{G}_{0} - 1$$

$$\chi = 0$$

$$\eta = (\hat{G}_{0} - 1)/\hat{G}_{V}$$
(29)

A). 遊相モード (中2= T-01+102)

$$\hat{G}_{V}|\hat{V}|^{2} = \hat{G}_{0} - \frac{1}{\sigma} \{1 - \hat{r}^{2}\cos^{2}(\theta_{1} - \theta_{2})\}$$
 $\chi = \frac{2r}{\sigma} \sin(\theta_{1} + \theta_{2})\cos(\theta_{1} - \theta_{2})$
 $\eta = \sin^{2}(\theta_{1} - \theta_{2})[\hat{G}_{0} - \frac{1}{\sigma}\{1 - \hat{r}^{2}\cos(\theta_{1} - \theta_{2})\}]$
 $\eta = \frac{\sin^{2}(\theta_{1} - \theta_{2})[\hat{G}_{0} - \frac{1}{\sigma}\{1 - \hat{r}^{2}\cos(\theta_{1} - \theta_{2})\}]}{\hat{\sigma} \cdot \hat{G}_{V}}$

但し、
$$f=1-2 \Upsilon \cos(\theta_1+\theta_2)\cos(\theta_1-\theta_2)+\Upsilon \cos^2(\theta_1-\theta_2)$$

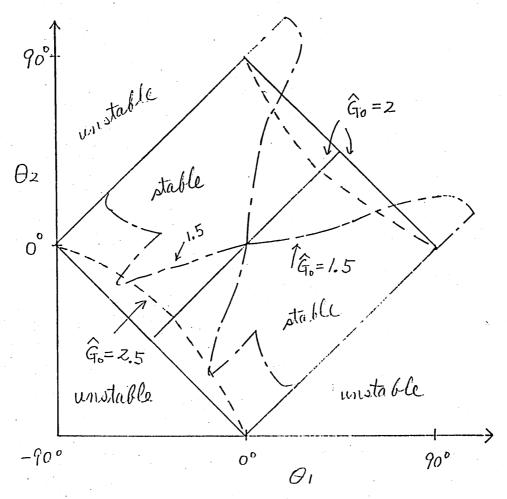


图9. 同相モードの安定领域 (非对称結合, 1°=1)

図10. 逆相モードの安定領域 (非対称結合, r=1)

電気的距離を非対称(θ1≠02)と1た場合には、同相モードのみが安定である領域が存在し、線路と発振器を密に結合(C>1)すると 逆相モードが不安定な領域が広がる。

4. むすび

低周波領域とマイクロ波領域にかける同期特性のちがいは、入出力信号を電圧・電流として扱うのであるかによって生じる。従来、マイクロ波における発振器同期現象の理論においては、集中定数的な等価回路に変換して解析されることが常であったが、本文では、波動論的に投っ方がより、実際的であり、かっ合理的であることを示した。そして、波動論的に考える場合、発振器相り間の結合の強さは、発振器と結合線間の結合の強さは、発振器と結合線間の結合の強される、発振器結合回路系の結合定数と

の二つの君因に分けて考察すべきであることを明らかにした。

相互同期特性に関して得られた結果を事約すると次のようになる。

先が、対称結合の場合、強結合(r=1)では同期安定性は増すがこのとき、逆相モードも現われやすく、電力合成には不適当である。同期安定性は弱くなるが、弱結合(r<1)にすると、同期モードのみ安定な領す或が生じる。

次に、非対称結合の場合には、強結合(r=1)のときでも、逆相モードから逃げることができる。

すなわち、ファンデルが一ル発振器を用いて電力合成を行うには、対称結合でやや弱結合 (アくエ)にするか、又は非対称結合にすれば、よいことが分る[7]。

訓辞

本研究は京都大学工学部池上湾一教授研究室においてなされたものとさらに進展させたものである。半導体研究所にかきまして、発表の機会を得ることができましたことに感謝いたします。

参考文献

- (1). 濱屋: "同期運転された発振器の進行液による 安定性解析", 信学論(B), J66-B, 6, PP.727-734 (昭58-6)
- (2). 広田,中島,池上:"発振器の分析定数線路と出り合成について"信学論(B), J66-B, 1, PP.103-109 (日7 58-1)
- (3). Nakajima, M. and I kumme, J.: "Locking phenomena in microvrove occillator circuits", Int. J. Electronics, 44, 5, Pp. 465 472 (1978)
- (4). Nakojima, M. and Itener (, J.: "Complex-num han analysis for non-linear oscillator circuits and the physical meaning of synchronization phenomena, J.J. J. Electronico, 56, 4, Pp. 575-586 (1984)
- (5). 谷本,中島,池上: マイカロ波が見た発振器同期動作について、「糖剤料等研究を負料(1昭5/-12)
- (6)。中島,池上:"7个口波光振器同期演性上 関的基础考察"昭5个信学総全大,804
- (7)。 水品, 近藤, 足水:"3^N発振器 の電力合成;" 信学技報, MW79-129 (1980)

電気光学偏向器を用いた N d : ガラスレーザの 強制モード同期による超短光パルス発生

森本 朗裕, 藤本 定也

小林 哲郎, 末田 正

(大阪大学基礎工学部)

1984年7月13日

電気光学偏向器を用いたNd:ガラスレーザの 強制モード同期による超短光パルス発生

森本 朗裕, 藤本 定也, 小林 哲郎, 末田 正 (大阪大学基礎工学部)

[1] はじめに

レーザのモード同期は超短光パルスを発生させるうえで最もよく用いられている方法であり、超短光パルス技術の中核をなすものである。モード同期法には受動モード同期と強制モード同期がある。現在得られる最も短い光パルスは、受動モード同期色素レーザパルスを圧縮したものであり、16fsという値が得られている。強制モード同期法は光パルスの短かさ、簡便さでは受動法に一歩籤ものの、安定性、制御性に優れており、レーザシステムを構成する際にタイミングを取るのが容易になる。それゆえレーザ核融合等に用いられる大型のシステムでは強制モード同期が望ましい。しかしパルス幅の広さが克服される、コステムでは強制モード同期が望ましい。しかしパルス発振となることが多く、モード同期の成長時間が十分とれないことも問題である。このため、いくつかの方法が提案されてきた。

一つは強制と受動の併用であり、パルスのタイミングは強制で与え、パルスを短くするのは受動の役割となる」しかし、受動モード同期に用いる可飽和吸収色素の効果が大きくなりがちであり、不安定性が残る。もう一つは、ポンピング方式の改良により、強制モード同期のパルスが十分短くなるまで小さな発振を比較的長く続けられるようにする方法であるが、ポンピング電源の構成が複雑になり、適用できるレーザは限られてくる。

強制モード同期でパルス幅が短くならない,あるいは短くなるのに時間がかかるのは,レーザ共振器内に挿入する光強度変調器の変調深さ(シャッターの開き時間)が受動モード同期に用いる可飽和吸収体におよばないためである.変調深ささえ十分であれば,強制モード同期によって受動モード同期に匹敵する超短光パルスを得ることも可能と考えられる.

我々は以前より電気光学偏向器の応用を中心とした超高速光制御の研究を進めてきている。電気光学偏向器はピコ秒からフェムト秒の超短光パルス発生やパルス成形に利用できるなどさまざまな応用が考えられるが、3.4)光強度変調器として見たとき、モード同期に非常に適した特性を有すると考えられる。我々はこの電気光学偏向器を用いたモード同期法を提案し、研究を進めてきた・5~8)

今回, N d: ガラスレーザを用いたモード同期実験において, 受動モード同期によるのと同程度の超短光パルスを得たので報告する.

[2] 電気光学偏向器によるモード同期

電気光学偏向器の光強度変調特性

通常,モード同期に用いられる光強度変調器は電気光学変調器や音響光学変調器であるが,これらの高周波変調時の時間的透過関数は,よく知られているように,

$$T(t) = \cos^2\left(\frac{d}{2} \cdot \sin(\omega t)\right) \tag{1}$$

で与えられる. ただし音響光学変調器にあってはブラッグ回折の状態にあるとしている. ここでd は変調の深さであり、電気光学変調器にあっては直交する二偏波間の位相差に対応している. 図1 (a) にこの透過特性を示す. これに対し、電気光学偏向器を高周波駆動し、出力ビームをスリットで切りとった場合の透過関数は、ビーム形状がガウス形のとき、

$$T'(t) = \exp\left(-\left(\frac{d'}{2}\right)^2 \cdot \sin^2\left(\omega t\right)\right) \tag{2}$$

で与えられる.この透過特性を図1(b)に示す.図1の中で実線は変調度が 比較的低い時のもので、従来の変調器と偏向器ではあまり差はない.破線は深い変調をかけたときのものである.従来の変調器では、深い変調がかかると変調一周期内で必要な時刻以外にも光の通る時刻ができるため、モード同期用変調器として使用する場合 d = π以上の大きな変調をかけることはできなかった.

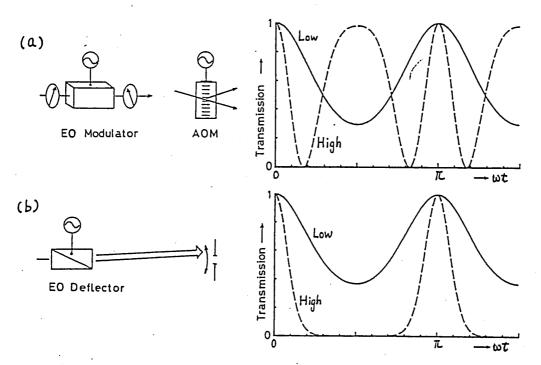


図1 光強度変調器の時間的変調特性. (a)電気光学変調器,音響光学変調器. (b)電気光学偏向器. 実線は比較的小さな変調をかけたときで,破線は大きな変調をかけたときのものである.

しかし電気光学偏向器ではそのようなことは起らないので、十分に大きな変調をかけることができる。また、現実に電気光学偏向器とスリットの組合せにおいて数十ピコ秒の超短光パルスが容易に発生できることから考えて、共振器数往復で十分なパルス短縮効果を持つモード同期用変調器になると期待される.

電気光学偏向器はLiTaO3 やLiNbO3 等の電気光学効果の大きな結晶を用いて構成しても、温度変化に影響されることはほとんどない。これに対し、電気光学変調器では光学パイアスの問題とその温度変動をさけるため、電気光学効果の小さなKDPやADP等を用いた縦形の変調器構成をとらざるをえない。なぜなら、電気光学偏向器は偏向器出力断面内での光の位相変化を利用して動作しているので、一偏波のみ必要なのに対し、電気光学強度変調器は直交する二偏波の間の位相差を利用しているからである。

レーザ共振器内での偏向器の効果

電気光学偏向器自体は光を曲げるだけの効果しか持たないから,スリットと組合せてはじめて光強度変調器として動作する.レーザ共振器内に偏向器を挿入したとき,その位置とスリットの位置および変調周波数によってさまざまな効果が生じると予想される.

共振器内にスリットがないとき、偏向器は発振するレーザビームを曲げる効

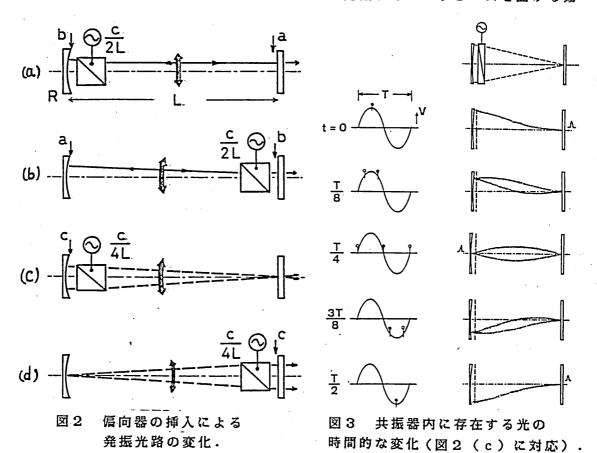


表 1 偏向器の挿入による発振光路の変化量. $\Delta \theta$:偏向角, L:共振器光学長, R:ミラーの曲率(もう一方は平面).

Modulation	Pulses in	EOD	Beam displ	acement*
frequency	the cavity	position	Curved end	Flat end
<u>c</u> 2 L	2	Curved end	Δ0·R (b)	Δ0·R (a)
		Flat end	Δ0·R (a)	Δθ·(R-L) (b)
<u>c</u> 4 L	1	Curved end	± Δθ - R·L (c)	0
		Flat end	0	±Δθ·L (c)

^{* (}a)-(c) indicate the lines in Fig. 4.

ビームの中心の移動量を表1にまとめる.

共振器内にスリットを挿入することにより光強度変調になるが、入れるべき 適正なスリット幅はその位置でのスポットサイズに比例すると考えられる. 図 2の共振器でスポットサイズωは、よく知られているように曲率ミラー側では、

$$\omega_m^2 = \frac{\lambda}{\pi} \cdot R \cdot \sqrt{\frac{L}{R - L}} \tag{3}$$

平面ミラー側では,

$$\omega_o^2 = \frac{\lambda}{\pi} \cdot \sqrt{L \cdot (R - L)} \tag{4}$$

で与えられる、損失変調の深さは、ビーム移動量とこのスポットサイズの比に

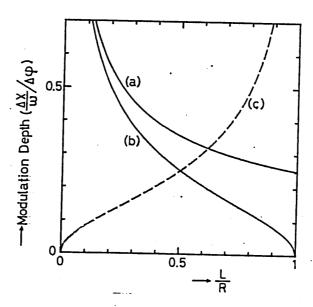


図4 共振器のミラー構成による変調深さの変化. (a-c)の各線は図2および表1に示す.

比例すると考えられる.

図4に変調深さを、ミラーの曲率に対して、表1からプロットして示す。電気光学偏向器の性能は偏向角にはあまり関係なく、分解可能スポット数によって定まる。 9 そこで図4では偏向器断面内での誘導位相量の差 $\Delta \phi$ ($\Delta \phi = 2\pi$ でほぼ1スポット分解できる)で規格化してある。ただし、

$$\Delta \phi = \Delta \theta \cdot D \cdot 2 \pi / \lambda \tag{5}$$

の関係を用い、D(偏向器の口径)はスポットサイズの2倍と仮定している。図中の各線(a-c)は 表1、図2 の中の各変位(a-c)に対応している。これからわかるように、変調深さはレーザ共振器のミラー構成によって大きく変る。L/R=0 (平行平面系)あるいは L/R=1 (半球面系)の近くでは非常に大きな変調も期待できる。ただしこの付近ではスポットサイズが無限大あるいは零に近付くので、作成可能な偏向器の口径が一つの限界となってくる。

[3] Nd:ガラスレーザのモード同期

電気光学偏向器

実験に用いた電気光学偏向器の概要を図5に示す、2個の台形のLiTaO3 結晶が c 軸を反対にしてオプティカルコンダクトによって貼りあわされている。 c 軸方向に電界を印加すると結晶の屈折率が片方は増加しもう一方は減少

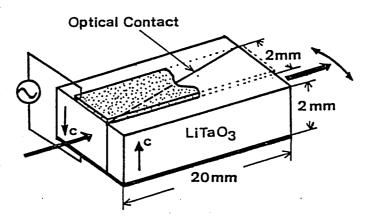


図5 ダブルプリズム形電気光学偏向器。

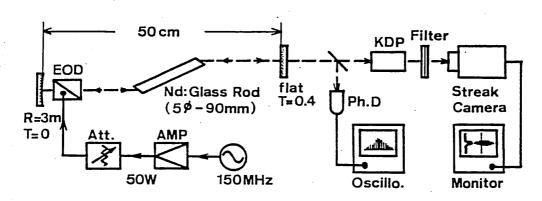


図6 Nd:ガラスレーザのモード同期実験構成.

するので,入射した光はコンタクト面で曲げられる。偏向器の両端面は波長 1.06μ mの光に対して無反射コーティングが施されている。偏向器の有効口径は 2×2 mm,長さは 20 mmである。1 スポット分解するのに必要な電圧は約 340 V(1.06μ m),偏向角は波長によらず一定で 1.5 mrad / K V である。

実験構成

図6に実験構成を示す・レーザ共振器は全反射凹面ミラー(曲率3m)と反射率60%の平面ミラーで構成されており、共振器の光学長は50cmである・Nd:ガラスロッドは LHG-8(保谷硝子)で直径5mm、長さ90mm、両端面はプリュースター角に切ってある・電気光学偏向器は凹面ミラー側に配置してあり、この偏向器の口径自体がスリットの役目をしている・変調周波数は150MHzで、図2中の(c)の構成にあたっている・変調電力は最大で50Wで、LC整合器を介して電気光学偏向器に加えられる・変調電力50Wは電圧にして1KV(peak to peak)に、偏向角にして1.5mrad(peak

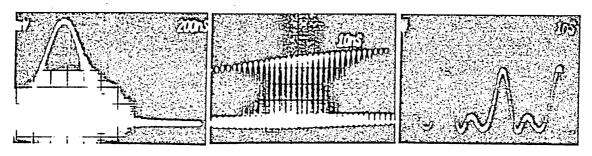


図7 モード同期パルス列 (時間分解能 0.8 ns).

to peak) にあたる・変調はレーザのフラッシュランプの放電に同期しており、約500 μ mの間電気光学偏向器に加えられる・

モード同期出力はバイプラナ光電管(HTV-R617)とオシロスコープで概形を観測した。この観測系の時間分解能は約0.8 n s である。詳しいバルス波形の観測は、KDP結晶で第二高調波光(0.53 μm)を発生させ、これをストリークカメラ(HTV-C979、時間分解能9ps)で観測することにより行なった。第二高調波光を用いるのはストリークカメラの光電面がガラスレーザの出力である1.06 μmの光に対して感度がないためである。なお、軸合せ用のHe-Neレーザビームを遠方にてフォトダイオードで受光することにより、偏向角も同時に測定した。

実験結果

実験の結果、安定で再現正のよいモード同期パルスが得られた。図7に光電管で観測したモード同期パルス列を示す。パルス列全体にわたって安定なモード同期がかかっており、300MH2で繰返すパルスの幅は測定限界以下である。なお、パルス間に見られるコプは光電管のリンギングによるものである。

図8はストリークカメラで観測したパルスのストリーク像である. 図8 (a) は変調電力50 Wのときのパルスで,この幅はストリークカメラの分解能 (9 ps) に非常に近い.第二高調波光のパルス幅がもとのパルス幅の1/√2になること(ガウス形の場合),およびストリークカメラの分解能から考えて,もとのパルス幅は約6 psと予想される.この値は受動モード同期によるパルス幅にほぼ等しい.図8 (b) は変調電力が約4 Wのときのもので,数個のパルスが連なったものになっている.

変調電力に対するパルス幅の変化を図9に示す。変調電力が比較的小さいときには、パルスは図8(b)に示すように複数個のパルスの集りとなる。

図10は共振器長の変化に対するパルス幅の変化を示したものである。モード同期は共振器長に非常に敏感で、最適位置から50 μm以上ずれると、パルスは目に見えて広がってきた。

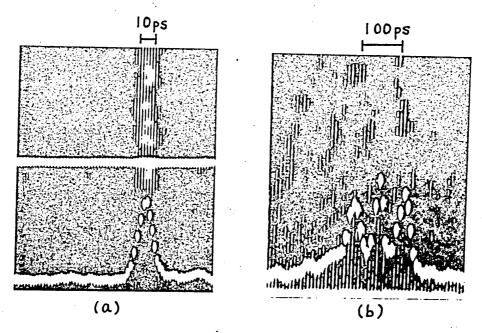


図8 第二高調波パルスのストリーク写真(時間分解能 9 p s). (a)変調電力 50 W, (b) 4 W.

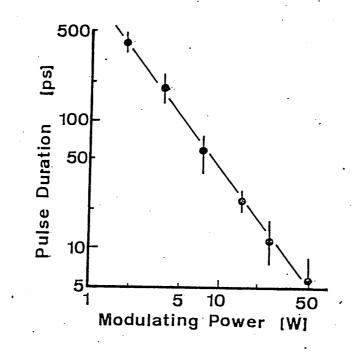


図9 パルス幅の変調電力依存性..

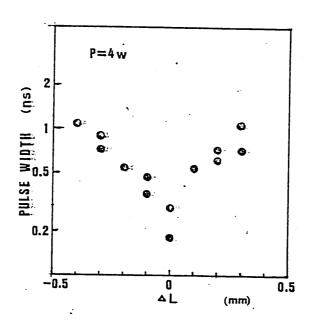


図10 共振器長の変化に対するパルス幅。

図9でパルス幅が変調電力の増加に対して非常に早く減少すること、および図7の発振持続時間から考えて、モード同期はまだ成長過程にあるものと考えられる・図8(b)に見られる複数個のパルスはNd:レーザガラスの特性によるものであり、全体の幅は偏向器のシャッターとしての特性と成長時間で与えられている・最大変調電力におけるパルス幅6psはかなり短いものの、まだガラスの利得帯域幅には余裕があるので、電気光学偏向器の改良、変調度の増加、および発振持続時間の増大によってさらに短いパルスも発生可能であろう・

[4] まとめ

電気光学偏向器を用いたモード同期法は深い変調をかけられることから,パルス発振のレーザにおいても有効なモード同期法であると言える・N d : ガラスレーザを用いたモード同期実験により,モード同期が成長過程にあるにもかかわらず約6 p s という超短光パルスを得た・このパルス幅は受動モード同期によるのとほぼ同程度であり,N d : ガラスレーザの純粋な強制モード同期では最も短いものである・今後の改良により,さらに短いサブピコ秒の超短光パルスの発生も可能と考えられる・本モード同期法はNd:ガラスレーザのみならず他のレーザにも有効であり,今後の発展が期待される・

参考文献

- 1) I.V.Tomov, R. Fedosejevs, and M.C. Richardson: Appl. Phys. Lett. 30, 164 (1977).
- 2) D.J.Kuizenga: Opt.Commun. 22, 156 (1977).
- 3) 小林,森本,岩間,末田:電気学会光・量子デバイス研究会資料, <u>0QD81</u>-68 (1981).
- 4) T.Kobayashi, H.Ideno, and T.Sueta: IEEE J.Quantum Electron. $\underline{\text{QE-16}}$, 132 (1980).
- 5) 小林,平尾,末田:第39回応用予稿,5a-P-6 (1978).
- 6)森本,藤本,小林,末田:信学技報,<u>00E83</u>-49 (1983).
- 7) 藤本,森本,小林,末田:第44回応用予稿,27a-Q-7(1983).
- 8) A.Morimoto, S. Fujimoto, T. Kobayashi, and T. Sueta: Topical Meeting on Ultrafast Phenomena, WC-17 (1984).
- 9) レーザー学会編:"レーザーハンドブック"(オーム社, 1982)p.375.

輻射糾学研究会資料 RS84-8

3×3 カップラを用いた 光ファイバジャイロスコープ

田井 修市 久間 和生 布下 正宏 (三菱電機(株) 中央研究所)

1. まえがき

光ファイバジャイロは従来から用いられてい る機械式ツェイロに比べ、可動部介がない、起 動時间が短かい、低価格、長寿命などの特徴が あるため、各所でさかんに研究開発が行なわれ ている。 光ファイバジャイロでは検出感度の 最適化のために、光ファイバループ内を左右両 方向に伝搬する2つの光波向に叉の位相バイア スを与える必要がある。 このために光位相変 調器や音響化学素子を光路中に挿入するという **今段がとられているが、このような系では光学** 系および検出系が複雑になる。 この向題を解 決するととモに、系の小型化、低価格化を図る ため、筆者らは3×3カップラを用い、全米路 を光ファイバで構成した光ファイバジャイロを 試作した。 3×3ケップラを用いると、左右 両回り光向に自動的に変の位相バイアスが与え られるため、非常に光学系が簡単になる。

本稿では、このジャイロに使用している3× 3カップラ、偏光面コントローラおよなジャイロの特性を述べるとともに、ジャイロ系の雑音と光源のコヒーレンジーとの関係について報告する。

2 3×3カップラを用いた光ファイバッ×イロの原理

試作した光ファイバジャイロの構成を図した示す。 光源には 0.8 μm 帯の AlGaAs 系半導体レーザ(LD)、光検出器には PINフォトダイオードを使用している。 LDから出た光は光アインレータを通過したのち、3×3カッ

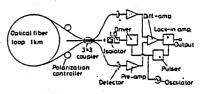


図 I 3x3カップラを用いた光フィイバンシャイロの構成

プラに入射する。 3×3カップラでは入射化ファイバの光波が、他の2本の光ファイバと結合し、これらの光が光ファイバループをそれざれ右回り、左回りに伝搬する。 これらの光は再び3×3カップラを通り、左いに加え合されて、光検出器上で干渉する。 これら2つの光検出器に添れる電流上、よは Sheem の解析によれば

$$I_{z,3} = A(I-\cos 3KL)\{(7+2\cos 3KL) -2\cos \varphi(I-\cos 3KL) \mp 6\sin \varphi \sin 3KL\}$$
 (1)

と表わされる。 ここで、Aは定数、K、Lは を外でれる×3ケップラの光ファイド向の結合 定数および結合長、中は系の回転により生ずる 左右両回り光间の位相差である。 この中は

$$\phi = \frac{4\pi L \cdot 0}{C \lambda} \Omega$$
 (2)

で与えられる。ここで、しは光ファイバ長、0はそのループ半径、0は光速度、1は光の波長、1な回転角速度である。 従って、中を検出することにより、回転角速度1がかかる。 (1)式において、13kL = 15 ならば、15 は次のようになる。

I_{2,3} =A (ワ-2cos中 = 6sin中) (3) 中ペーであるから、結局(3)出は

$$I_{2,3} \approx A (7 \mp 6 \Phi) \tag{4}$$

となる。 すなわち、自動的に感度の最適化が達成される。 (分式より、回転が与えられたとき、 Iz. Iz のうち、一方が増加すれば他方は同じ量だけ減少することもわかる。

しりは150 kH₂ でパルス駆動されており、 (出式で与えられる2つの光電流を電圧信号に変換したのち、差動増幅し、しり駆動パルスに同期させてロックインアンプで検出している。 図中の2つの偏光面コントローラは、光ファイバ中を伝搬する際に偏光面が回転したり、楕円偏光になったりする光波を直線偏光に戻す働きをする。

3 3×3カップラの作製とその特性

3×3カップラは3本の光ファイバ芯線(石英系単一モード光ファイバ、コア径6μm,クラッド径125μm)を互いにねじり合せ、若干の環力を加えた状態で固定したのち、パッファ弗酸で所望の分岐比が得られるまでエッチングになるの後、展析字マッケング液で満になるとで変した。 図2はバッファ弗酸になり作製した。 図2はバッファ弗酸によりのである。 光ファイバのエッチング時间と光ファイバのエッチング時间と光ファイバのエッチング時间と光ファイバのエッチング時间と光ファイバのスペートによりである。 カップラは石英ガラス製である。 カップラは石英ガラス製

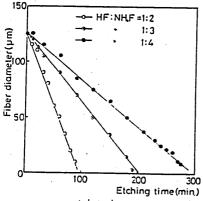
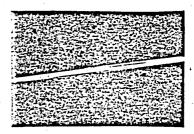


図2 エッチング時间と光ファイバ径の角係



3×3 fiber coupler



Appearance of 3×3 coupler

図3 3×3カップラの外観

の容器 (30mm ф x 60mm) 内に 展 折 幸 マッチング 液とともに収められている。 損失は約3 dBで ある。このカップラは光ファイバをねじり合 せることにより作製しているため、偏光依存性 を有する。 カップラの偏光特性を測定した結 果を図4~6に示す。 図4はカップラに直線 偏化を入射させたとき、その入針方位角でと力 ップラ出針パワーとの肉係である。 出針パワ ーは出射ポートーのパワーで規格心して示して ある。 カップラ出射パワーは、入射直線偏光 の方位角に依存して変化するが、入射直線偏光 方位角を適当に選べば(この場合はO´=80°~ 130°)約50°の範囲で、ポートー~3の出射に ワー変動が20%程度の領域が存在する。 図5 はカップラに方位角o'w 100°の直線偏光を入射 したときの、各出射ポートからの光の偏光度を 測定した結果である。 日は光検出器の前にお いた検光子の回転角を示している。 図らなり 入射直線偏光はカップラを通過することにより 楕円偏光化することがわかる。 図6は円偏光 を入射したときの、出射光の偏光度を示したも のである。 サップラを通過することにより、 円偏光が楕円偏光化している。

これらの結果より、カップラに直線偏光を入射するときには、その方位角を分岐比が最適にたるように選ぶこと、および出射光の偏光状態の制御が不可欠であることがわかる。 試作し

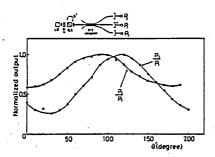


図4 入射直線偏光方位角と出射パワーの関係

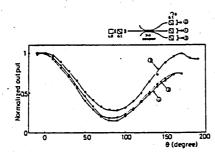


図5 直線偏光入料 時の特性

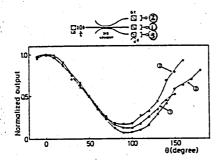


図6 円偏光入射時の特性

たジャイロでは、カップラ入射光の方位角依存性を避けるため、LD出射光を主波長板で円偏光としたのち、カップラに入射させている。 また、カップラ出射光は偏光面コントローラで偏光性を必要している。

4. 偏光面コントローラの特性、

偏光面コントローラは光ファイバをループ状に曲げることにより、光ファイバにストレスを生じさせ、コアの2つの主軸自に屈折率差を与え、痰長板のようを働きをさせるものである。 筆者らが作製した偏光面コントローラは、光ファイバをループ状に曲げるだけであく、張りを加えて、切かるストレスを大きくしたものである。 光ファイバは30mm中×10mmのアルミニウム製の円柱に巻きつけら水でおり、張りを

与えて固定されている。 この円柱は、その接 線方向を軸として回転できるようになっている。 これは光ファイバをねじることにより、加わる ストレスの大きさをコントロールするためであ る。 作製した偏光面コントローラの特性を図 マ、8に示す。 図7は直線偏光を入料させた ものであり、17ラメータのは偏光面コントロー うのねとり角である。 図において、検光子方 位角0=0°は波長板でいうとこ3の主軸に対応 している。 図より、ねじり角のにより入射直 .線偏光は、その方位角はさほど変化しないが、 消世比が約 100~ 告 まで変化すること、する れち、Bの大きさによい入料直線偏光が楕円化 することがわかる。 図8は円偏光を入射させ たときの特性である。 図7と同様にパラメー タは偏光面コントローラのねとり角のである。 図8より入射円偏光が楕円偏光化し、その方位 角はコントローラのねじり角に依存して回転す **ることがわかる。**

従って、この偏光面コントローラを用いることにより、光ファイバループやろ×ろケップラを通って、楕円偏光化した光波を直線偏光にし

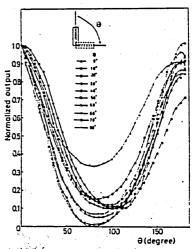


図7 偏世面コントローラの特性(直線偏光入射時)

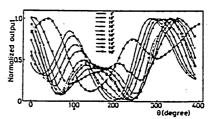


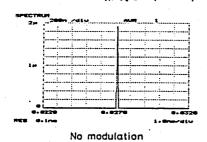
図8 偏肥面コントローラの特性(内偏肥入射時)

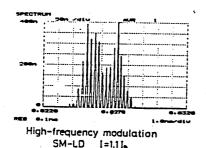
たり、その方位角を調整したりすることができ る。

5. LÐのコヒーレンス長

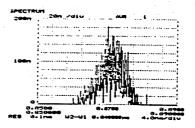
光ファイバジャイロに使用する光源のコヒー レンス長しはツィイロの特性に大きな影響をお よぼす。 上が長い場合には光ファイバ中の後 方し-リー散乱光が信号光と干渉し、大きは辞 音を生ずる。 また、個別光学部品でジャイロ 系が構成されているときには、端面からのフレ ネル反射光が信号光と干渉し、結音源となる。 このようは雑音を低涕するには、よの極めて短 かい光源を使う必要がある。 たとえば、地球 の自転速度(7.3×10⁻⁵ rod/s)程度の検出感度 を連充するには たくっ. 1 mmの光源が心要であ るという報告がある。

ここでは、LDとして直流駆動で単一モード 楽振するLÐ(SM-LÐ)と別モード 楽振す るしり(MM-Lච)の=種類について しを別 定した結果について述べる。 図9、loはSM -LD、MM-LDのN表版スペクトルを無変調 の場合、高周波変調(500MHz,14mApp)を した場合について調べたものである。 SM-Lも、MM-Lものしきい値電流 Tuckをれざれ GomA , 90mA であり、測定時の直流駆動電流 はI=1.1 It としている。 図9はSM-LD のスペクトルであり、無変調時では単一モード

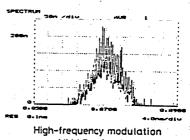




SM-LDの発振スペクトル



No modulation

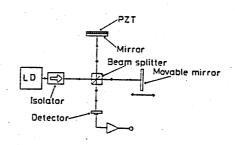


MM-LD [=1.11,

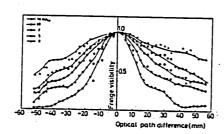
図IO MM-Lもの発掘スペクトル

で発振しているが、高周波交調したことにより 汐モード化している。 図いはMM-Lものも のである。この場合は無変調時と高周波変調 時では、高周波変調時の方がややスペクトル値 が拡がっているように見える。

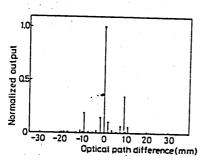
これらのLDの心は図川に示すマイケルソン 干渉系で測定した。 干渉系の2つのアームは 一方は可動ミラー、他方は位置固定でPZTに **貼り付けられたミラーで構成されている。** のPZTは3KHで微小振動しており、干渉系 出りはこの周波数の交流信号として得られる。 LD発振スペクトルがタタモード 化しているとき 向の位相差と同期したときに、干渉信号が現わ MS . SM-LÐ ,MM-LÐEDIIT , E の&を測定した結果をそれざれ図12、13に示す。



図川 コヒーレンス長 測定系



図IZ SM-LÐの可干渉性



図B MM-L Dの可干渉性

これらは干渉系出り信号強度を、干渉系の光路 差についてプロットしたものである。 図12で は測定点が干渉信号の現われる位置を示してい る。 177x - 7 は高周坂夜間間流 (500 MH) である。 変趨度が深くなるにつれて、足は短 かくはっていき、変調魔流がUmApp のとき、 LewZcm (信号強度が光路差で口のときのを にたる光路差)である。 このにはしりの直流 悪動唇涂を大きくするに従って長くなっていく。 例之ば、I=1.2Tm とは水ば lc 2 5cm (変調 電流 14mArr) となる。 図I3はMM-LDに ついてのものである。 この場合も干渉系出力 信号は飛び飛びに現れれているが、SM-LD に吐べて、かなり可干渉性が悪いことがわかる。 きの祖臨交無、 きてし 語交換問言を L D を高周波交 間して も、 上 D を高周波交 間して も、 無交 調 店 の も 性とほとんど変化はなかった。 このMM-L ものには約1mmと見積られる。

干渉信号はLD発振スペクトルのモード自席に応じて、約2mmごとに現われることから、ジャイロ雑音としては信号光との光路差がより内の光ファイバ中で、約2mm ごとの点からの後方しーリー散乱が大きた影響を与えることにたる。 従って、SM-L DよりMM-L Dを用いた方が、後方散乱光維音は小さくたることが期待できる。

6. 試作したじょく口の特性

3×3カップラ、偏光面コントローラ、SMーL むおよびMMーL もを用いて光ファイバジッイロを試作した。 その外観を図件に示す。 光学系は直径30cmのドラムに巻きつけられている。 偏光面コントローラのねじり角のは、系が静止しているときに、2つの出り信号強度が最大となり、かつ互いに等しくなるように調整してある。

た出口 アメル・のかり かんしゅん を図らに示した。 これは交互に左回り、右回 いに回塾を与えたときのものであり、(a)は±6.3 $\times 10^{-2} \text{ rad/s} \sim \pm Z \times 10^{-2} \text{ rad/s}$, (b) lat $\pm 1 \times 10^{-2} \text{ rad/s}$ ~ 12.1 × 103 rad/s, (c) 13 ± 3.5 × 104 rad/s~ 9×105 had/s の回転角速度のときのものである。 水らをプロットしたものを図IG、17に示す。 図「「によれば、101 radk程度の回転においても 左右両回車ともに侵れた直線性があることがわ かる。 使用した回転テーブルの性能のため、 10-1md/s以上の回転での別定は行伝えたかった。 図16を対数目盛でプロットしなおしたものが図 「である。 これはSM-Lもを高間波を調み ることにより得たものである。 最小検出 酪度 として、1.8 ×10⁻⁵ rad/sが得られている。こ 水は世球の自転速度(スラ×10-5md/s)を試え る値である。

型炎上にのG」もあった出土は対してよう フ・MM、G」・MS、このよると認めいる。 したし出版を決定に対しているようにはない。 といいないには、

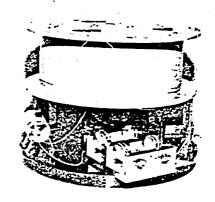
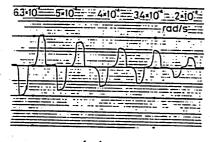
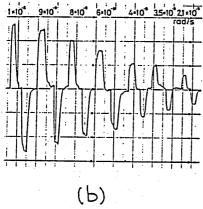


図14 対作した米ファイバッシャイロスコープ。の外観



(Q)



(D

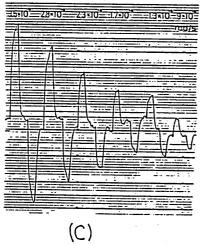


図15 ジャイロ出力信号の例

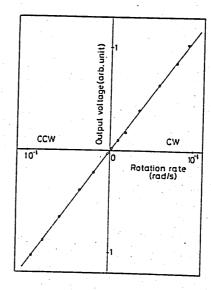
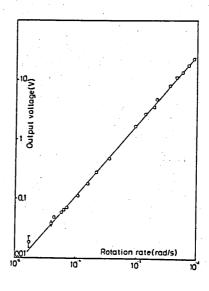
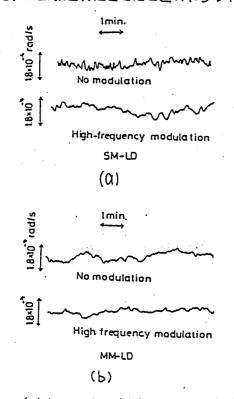


図16 回転角速度と出力信号の関係



図「四転角速度と出力信号の関係

るドリフト特性を測定した。 その結果を図18 に示す。 (a)はSM-LD、(b)はMM-LDを 使用したときの特性であり、ハボルモロックイ ンアンプの積合時间はしかである。 SM-L りにおいては高別変変調により、明らかに辞音 特性が改善されているのに対し、MM-LDで はさほど変化は見られない。 SM-LDの無 変調時、高周波変調時のとはそれぞれ約80㎝、 Zcm であり、MM-L もではいずれの場合も Relmmであることを考えると、MM-LDの 無変調時、高周級変調時では差が危いのは当然 として、SM-LDとMM-LDの向には辞音 レベル差があるはずである。 また、SM-L りにおいては高周波を調により周期の短かい(心の一下() 無音は消失しているが、長い周期の 雑音は残存しており、これはMM- LEの場合 と同程度の大きさであり、1×10-4 rad/s の回 転角速度に相当している。 このことは、試作 ニャイロでは後方しーリー散乱光以外の要因に よる無音が生じており、これはしものしたには 依存しない検疑のものであることを示している。 また、光ファイバの一端に微小振動: え、その振動教を変化させたときのドリフト特



1

図18 無変調時、高周波変調時のドリフト特性

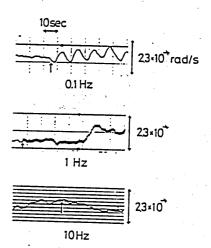


図19 光フィハを指動させたときのドリフト特性

性を図りに示した。 この場合もロックインアンプの積分時向は「秒である。 図中の矢印の点から振動が印加されている。 これより、振動数かの「He、Heと低い場合には出力にきるが現われていることがわかる。 根動数が 見ったいることがわかる。 根動数が 高いときには、ロックインアンプによって、はっては、出力には影響を与えるには、出力には影響を与えるが除去されるによって、にはいる。 試作 ジャイロ では、北面変動による雑音は がれる。 試作 ジャイロでは、出力に偏れ面変動による雑音はから、偏光面の変動が発音におよばな影響は無視できない。 はに偏れる。 はになるしたいため、偏光面の変動が発音におよばな影響は無視できない。 にの になるしない 独音 要因は、この偏れ面変動がまず考えられる。

て まとめ

全社学部品を光ファイバで構成した光ファイバで構成した光ファイバでは、その特性を調べた。 非常に簡単で光学系であるにもかかからず、検出分解能として、1/8×10⁵ vol/s と地球自転速度を放える値を得た。 また、光源であるしりとして、SM-Lり、MM-Lりを用い、それらに高周波変調を同じこなことにより、その前による対策を選りによる対策を強かることができた。 この場

合のドリフトは約1×10~rad/sであった。 MMーLのとのMーLのの高周波を調時の差異はあまり見られたいが、これは後かレーリー散乱光ム外の雑音要因のためと考えられる。 この辞音要因としては光ファイバ中での偏光面の変動の影響が挙げられる。 徒って、更に高速度であるではには、この雑音要因の抑制が必要である。

轮愮

く参考文献〉

1)保立ほか:計測と制度 ZQ 10 937 (1981) 2) S. K. Sheem: Appl. Phys. Lett. 3I 10 869 (1980) 3) S. K. Sheem et al: Opt. Lett. 生 1 Z9 (1979) 4) H. C. Lefevre et al: Electron. Lett. 16 20 778 (1980) 5) S. C. Rashleigh et al: Opt. Lett. 5 8 354 (1980) 6)坪川ほか: Lーザ研究 11 12 889 (1983)

輻射科学研究会資料 RS84-9

レーザ発振にあけるカオス

張 告 夫 梅 田 德 男 (大阪大学·產業科学研究所)

> 1984年9月28日 (於阪大·産石円)

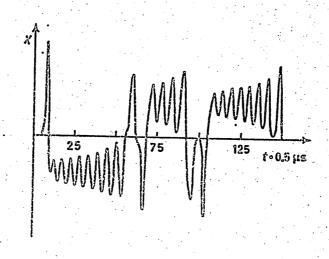
1. 17 0 8) 10

最近、半導体レーザにあける展出を高額をいる。神経の一般を表している。本導体レーザのとなっては、しまず、一般によるとなるとのでは、しまず、一般になるというでは、これないは、ないない、反射光があるとのない。これない。これない。

標題にある「レーザ発振にかけるカオス」 研究の動機は、大聖、以上のようなもので あるが、ここでは、一般的に、レーザ方程 式とカオスとの関連、また、どのような条 件下にありてレーザ発視がカオス的になるか、などを検討し、最後に、半導体レーザを用いた実験につけて述べてみたい。

2. 歷史的73 = 2.

最初にレーザ発振に成功したルピーレーガで「14」が、非常にカオス的なスペイる。そのないないのないのないのないのないのないのないのないのないのないのないで、自然的ないのないのないので、自然的ないでは、当時ではないで、当時ではないでは、当時ではは、これのはない、これにはない、これにはないないで、M-B方程は、これにはないには、これにはないには、で、M-B方程は、これにはないには、これにはいる。下ig.1にGrasyukらいるないしたM-B方程式の数値解の一例であるが、



これは、今日でいうカオスに他ならない。 M-B 式のもっ不安定性については、はつきりとカオスとの関連性を指摘したのは Hakenであるしかenz方程式がM-B式と 会に記述するしかenz方程式がM-B式と 全しず一発掘にあけるスパイキングを 的ながいセーションがカオスとの関連で誘 論すれるようになり[5],また、この数年 願結果が報告されないのた[6]。

3.レーが発振でのカオスの可能作

2準位・均一広がり媒質からなり、かっての共鳴センター周波数に同調されたレーサは、電界E,分極P,反転分布Dに関し、次の規格代されたM-B式で記述される。

$$\dot{\tilde{P}} = - \times \cdot (E - P)$$

$$\dot{\tilde{P}} = - P + D \cdot E$$

$$\dot{\tilde{D}} = - b \cdot (D - r) - P \cdot E$$
(1)

ここで、K, bは大を、E, Dについての緩和 定較で、何れもPについての緩和定数(LIT しば、Tz と書かれる。Tz はPの緩和時間) について規格化まれている。Yは励起パラ メータ(Y=1はレーザ発展のしまい値)で あり、(1) 式の瞬间の単位は下2である。(1) 式の定常解析近にかける微小変動に対するや 定判別の結果[2],[3]によれば、

$$\times > 1 + b \qquad \cdots (3)$$

て"かつ、

$$\gamma > \gamma_c \equiv (\kappa + b + 1)(\kappa + 1)/(\kappa - b - 1)$$

の時、解は不定定であり、カイスをあころ可能性がある。語に(3)式は"bad cavity"条件と呼ばれている。 Ye を最小とする Kを ボめてみると、

$$K = 1 + b + [2(2+b)(1+b)]^{1/2}$$
 (5)

となる。(4),(5)司、より、最低地要な励起は $\gamma_{c,min} = 5 + 3b + 2[2(2+b)(1+b)]^{1/2}$ (6)

である.

単純な均一太がり単一モードレーザで、カオス発掘が起るなのには、少くとも、(5),(6)到が満足されなければならない。b~0とかけるような媒質(固体レーザ、半導体レーザ、現実のレーザについて、(5),(6)式の条件を当ってみる。レーザ環質の制得をなとするとき、X=cgTz(c: 煤質中意速)と電け

るので、比較的高別得と考えられるレーが 媒質についてのとのTzをTable 1 1=示す [8]。

Table 1

レーサ、女産質	cg Tz
Xe, He-Xe	150
CO_2	9
He-Ne(3.36 GaAs	1 µm) 5
He-Ne (0.63	sµm) 0.5

実際、Xe[8], He-Xe[9], CO2[10], He-Ne(3.39 Mm)[11] など"のレーザ"に フロス、カオスの超測が報告されている。

4カオス発振励起パラメータをリかにして 下げるか

"bad cavity"条件、(3)武が満足されても、なかカオスを得るなのには、(4)式で要求される腐い励起か>Ye が必要となる。しかし、現実のレーザでは、種ものメカニズムによって、このYe が低下してかり、それによって、カオス観測の可能性は、上

述の条件よりも緩和されているものと考えられる。以下に、るれらの可能性の2,3について答えてみよう。

4.1不均一左がり

媒質が不均一ながりを持っとき、単一モード発掘によって組得は不均一に食剤する。 分極の不均一ながりゅうち、非同調成分をSで表的す時、M-B式は次の様に変形される[12]。

$$\dot{E} = - \times \cdot (E - P)$$

$$\dot{P} = - P + D \cdot E + m^2 \cdot S$$

$$\dot{D} = 6 \cdot (r - D) - P \cdot E$$

$$\dot{S} = - S - P$$

$$(7)$$

二二7、加口不均一饱和10万×一夕7百3。二9所、安定半11到9新果、1c12b=19場合

となり、不均一点がりがりなの低下でもたらせることがわかる。

(1) 式では、M-B式の3度数に対して、4度数となっているので、これを4元モデルと呼びことにする。この4元モデルは、分極の非同調或分分を単一な分極モードと見ばした結果である。しかし、より現実的に

17、5もまた太がりを持つので、二れを歴慮すると、更に変敵が増加し、中心問調の場合でも6変数となる。結果だけを記すと、

$$\dot{E} = - \times \cdot (E - P)$$

$$\dot{P} = - P + D \cdot E + m^2 \cdot S$$

$$\dot{D} = b \cdot (r - D) - P \cdot E$$

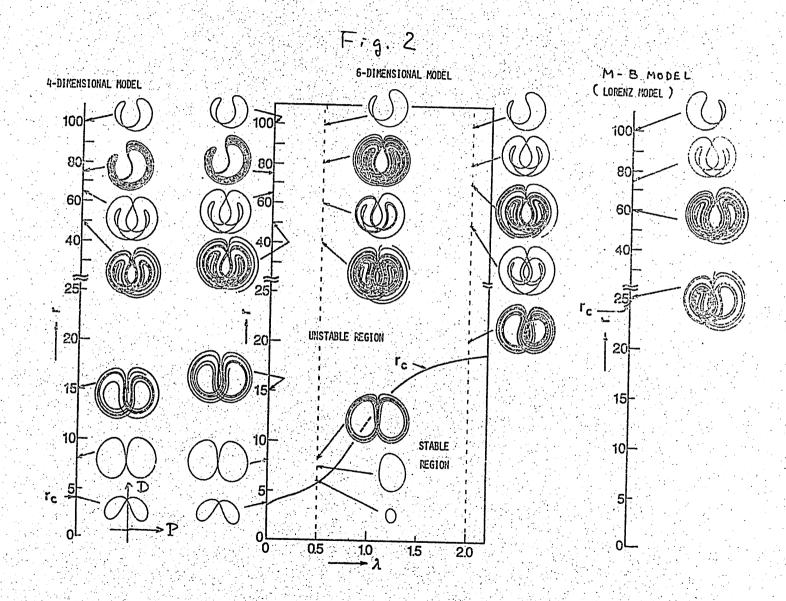
$$\dot{S} = - S - P + P.$$

$$\dot{P}_o = - P_o + E \cdot D. - \lambda \cdot r \cdot S$$

$$\dot{P}_o = - b \cdot (D_o + \lambda \cdot r) - E \cdot P_o$$
(8)

となる。ニニに入は不均一広がりパラメータである。(8)対を6元モデルと好がことにする。

下ig. 2 は、4元モデルと6元モデルタ教師計算結果を(1)式のM-B式の結果をしたので、個との軌跡は、D-P平面上にプロットされてあり、変化したのからメータは、励起パラメータは(縦方向に配列)であり、6元モデルについては、不均一点がりがっくってののではできる。不均一飽初を考慮するとだが大きく低下することがわかる。



実際、Xeレーがや、Ho-Xeレーザなどの赤外がスレーザでカカオスには不均一ながりの寄与が大きいものと考えられている[8]。

天振器中にあかれた非線形分散媒質が呈するカイスにあいては、遅延帰還が本質的な後割を果していることはなる知られている「15」。また、名にも述べてように、アースが戻るとき不守定性が増入する。このことがら、(3)式のM-B式に戻るのることを試みる。その結果な次式で乗れてれる。

$$E = -K \cdot (E - P),$$

$$P = -P + D \cdot (E + E_f),$$

$$D = b \cdot (r - D) - P \cdot (E + E_f),$$

$$E_f(t) = f \cdot [E(t - t_a) + E_f(t + t_a)],$$

二二 7. Ef は遅延帰還電界、「は帰還率、 ta は遅れ時間である。」の時、線形代に よる安定判別は困難であるが、数値計算の 結果、帰還率を上回るたの低下が示された。 43及転分布に俗移する共鳴中心固波数

半導体レーザカンとく、レーザがバンド 同塵袴によるものであるとき、その特里な 墨常分散性を単純な2準位・均一左がり系で表わすのに、共鳴中心間球数Woが反転分布に依存するものとして扱う[13]。ニの時、M-B式は、最調を考慮しなければならず、次のように支形はれる。

$$\dot{E} = -k \cdot (E - \omega/\omega_{\circ} \cdot P) - \lambda \cdot (\omega - \omega_{\circ}) \cdot E$$

$$\dot{P} = -P + E \cdot D - \lambda \cdot (\omega - \omega_{\circ}) \cdot P$$

$$\dot{D} = b \cdot (r - D) - Re(P^{*} \cdot E)$$
(10)

三二に、山は座標回転周波数、Wcli、共服器共振周波数、drwoのD依存条数である。数値計算結果の一列をFig.3にFig.3に下するトラントである。Fig.4になるの、D-1E12平面上の軌跡を示してあり、Fig.4は二れらに対応する然形で変形でである。これらの結果は、Co低下を示し、dによって、"bad cavity"条件も緩和されることがわかった。

5. 遅延帰還をもつ半導体レーガによる実験 4.3 節で述べたメカニズムによる Ycの低 下に個当する場合として、半導体レーザに 遅延帰還を子えた場合について、Fig.5 に 京す配置で実験を行なった。 観測された発 振び形のし得をFig.6に示す。 先に 4.3 節 Fig.4 の計算結果と類似のであざある。

Fig. 3 CALCULTED LOCI DEPENDENCE ON <u>FED BACK POWER BATIO</u>

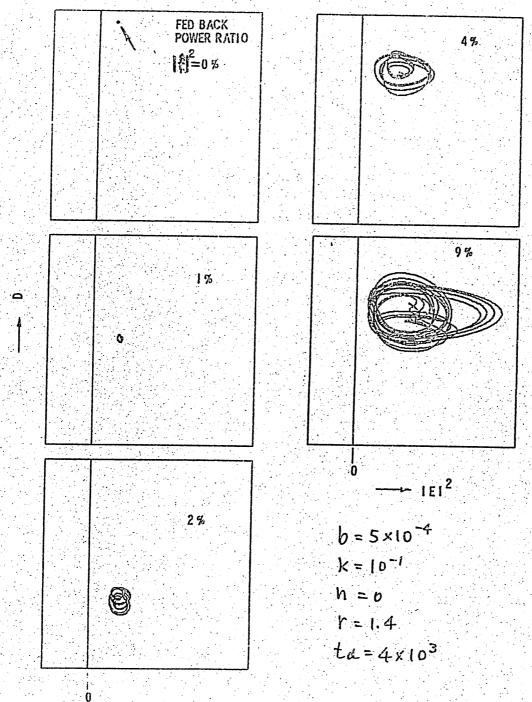
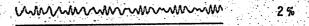


Fig. 4

CALCULATED WAVEFORMS DEPENDENCE ON FED BACK POWER RATIO

FED BACK POWER RATIO
f 2 = 0%
1%



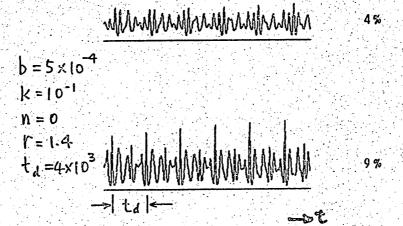
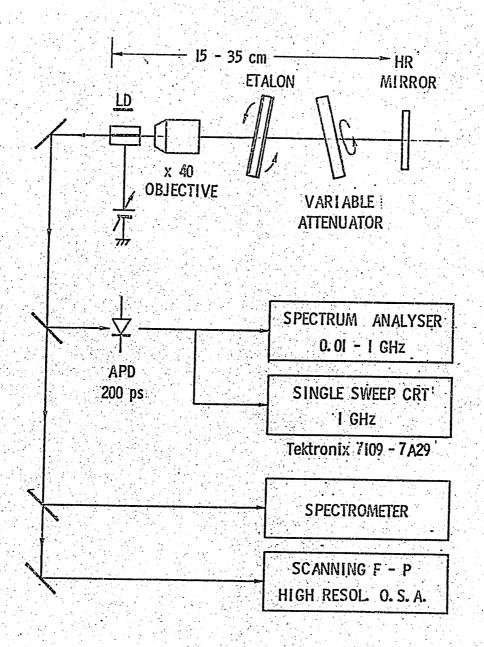


Fig. 5
EXPERIMENTAL ARRANGEMENT

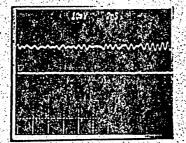


F: 9. 6
OBSERVED WAVEFORMS

DEPENDENCE ON THE FED-BACK AMOUNT

VARIABLE ATTENUATOR (DOUBLE PASS)

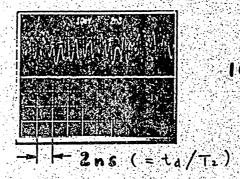
T Ifi?



1% 0.1%



2.5% 2.5%



100%

10%

6. 5. 4 11=

多くの分野に顔をのでかせるカナスが実は、レーザ出現の当初より知られていた レーザの種との不安定性にも関連している レーザの種との体をに明らかにも関連してる のかにものいっずを置か考えている。ことも、通常のレーザを置かるない。 がはもるなのくかになるが考えたが、この他にも多くの人がまる。 かい、アで、多で一ド発掘をかえることをにいる。 は、事情は更に複雑となる。

最初にふれた、半導体レーガの戻り光雑音とカイスとの関連は十分解明できなかったが、今後研究を進めるべき重要はテーマであると考えている。

(参考之面だ)

- 1) G.Makhov , J.A.P., 33, 202 (1962).
- 2) A.Z.Grasyuk, A.N. Orayevskiy, "Quantum Electronics and Coherent Light", ed. P.A. Miles (Academic Press, 1964), 192
- H. Risken, C. Schmid, W. Weidlich, Z. f. P., 194, 337 (1966).
- 4) H. Haken, Phys. Lett., 53A, 77 (1975).
- 5) R.Graham, Phys. Lett., <u>58A</u>, 440 (1976).
- 6) C.O.Weiss H.King, Optics Commun., 44, 59 (1982).
- 7) H.Risken, K. Nummedal, J.A.P., 39, 4662 (1968).
- L.W.Casperson, "Laser Physics", ed. J.D. Harvey, D.F. Walls; (Springer-Verlag, 1983).
 89.

- 9) A.B.Abraham, T.Chyba, N.Coleman, loc.cit.,
- 10) F.T.Arecchi, R. Meucci, G. Puccioni, Phys. Rev. Lett., 49, 1217 (1982).
- 11) C.O.Weiss, A.Godone, A.Olafsson, Phys.Rev., A28, 892 (1983).
- 12) R. Graham, Y. Cho, Optics Commun., 47, 52 (1983).
- 13) Y.Cho,T.Umeda, 13th IQEC, WEE2, at Anaheim (1984).
- 14) T.H. Maiman, Nature, 187, 493 (1960).
- 15) K.1keda , Optics Commun., 3<u>0</u> , 257 (1979)

楕円柱の電磁波散乱係数

安藤俊一(大阪工業大学)

1984年9月28日

輻射科学研究会

1. まえがき

均一な媒質の無限長楕円柱物体(以下,楕円柱という)による電磁波散乱問題は、これまで種々の解析法により多くの研究が行われ、その成果は枚挙に尽し難い。そして、楕円の形状、媒質定数ちよび入射周波数についての具体的な数値例も示されてきた(1)~(5)。しかし、これらの数値例を概観すると、媒質は完全導体または低損失の誘電体の場合が多く、損失の大きな誘電体および媒質が誘電性と磁性とを共に示す場合は、ほとんど取扱われていない。また、周波数は限られた範囲であり、入射波も圧波の場合が多く、円波を扱った例は少ない。そして、楕円の形状も平板に近いものは、ほとんど取扱われていない。すなわち、これまでは、ある限られた条件の下で楕円柱散乱の特性が示されてきたといえる。

本研究は、楕円柱に巨波またはH波が入射したときの、楕円柱による2次元散乱波のモード振幅係数(以下、散乱係数という)について、楕円の形状、媒質定数および入射周波数の広い範囲における解析を行い、楕円柱散乱の基礎的性質を解明しようとするものである。ここでは、筆者がさきに提案した円柱状および球状物体の散乱係数の解析手法(6)を、楕円柱の場合に適用して解析を行い、具体的な数値例と共に、楕円柱の散乱係数の性質を明らかにしている。

2. 楕川柱の散乱波

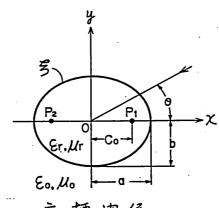


図1 座標関係

楕円断面の座標関係を図1のようにとる。図1において、座標中心のよりCoの距離にあるPi,P2は、楕円写(=定数)の焦点である。また、楕円の長半径のおよび短半径bと写との间には、それぞれ次の関係がある⁽⁷⁾。

$$a = C_0 \xi$$
, $b = C_0 \sqrt{\xi^2 - 1}$ (1)

いま, 楕円柱に巨波(またはH波)が図1の0方向から入射した場合, 楕円柱からの散乱波 Ez(または Hz)は, 時间因子exp(jwt)を省略して書けば, 次式のように表せる⁽⁸⁾。

$$\frac{E_z}{H_z} = \sum_{m} \int_{m}^{E,j} S_{jm}(kC_0, \cos v) \cdot R_{jm}^4(kC_0, \xi)$$
 (2)

$$S_{em}(k_{c}, cos v) = \sum_{n} D_{n}^{m} cos nv$$

$$S_{om}(k_{c}, cos v) = \sum_{n} F_{n}^{m} Sin nv$$

$$R_{em}(k_{c}, s) = R_{em}^{1}(k_{c}, s) - i R_{em}^{2}(k_{c}, s)$$

$$R_{om}(k_{c}, s) = R_{om}^{1}(k_{c}, s) - i R_{om}^{2}(k_{c}, s)$$

$$R_{em}^{1}(k_{c}, s) = \int_{\overline{2}}^{\overline{L}} \sum_{n} i^{m-n} D_{n}^{m} J_{n}(k_{c}, s)$$

$$R_{em}^{2}(k_{c}, s) = \int_{\overline{2}}^{\overline{L}} \sum_{n} i^{m-n} D_{n}^{m} N_{n}(k_{c}, s)$$

$$R_{om}^{2}(k_{c}, s) = \int_{\overline{2}}^{\overline{L}} \int_{\overline{2}}^{\overline{L}} \sum_{n} i^{n-m} n F_{n}^{m} J_{n}(k_{c}, s)$$

$$R_{om}^{2}(k_{c}, s) = \frac{\sqrt{s^{2}-1}}{s} \int_{\overline{2}}^{\overline{L}} \sum_{n} i^{n-m} n F_{n}^{m} J_{n}(k_{c}, s)$$

$$R_{om}^{2}(k_{c}, s) = \frac{\sqrt{s^{2}-1}}{s} \int_{\overline{2}}^{\overline{L}} \sum_{n} i^{n-m} n F_{n}^{m} N_{n}(k_{c}, s)$$

$$\sum_{n} D_{n}^{m} = 1, \quad \sum_{n} n F_{n}^{m} = 1$$

ただし、気、Dnm あよび 気が気がは、mが偶数のとさはれの偶数和、mが奇数のときはれの奇数和をとることを意味し、Jn, Nnはそれぞれ円柱ベッセル関数、円柱ノイマン関数である。

式(2)においては、図1の0方向からの入射波に対して、これを×軸とり軸方向に分解し、×軸方向からの入射成分に対してはj=0がそれぞれ採用される。

3. 円柱および球の散乱係数

四柱状および球状の物体(以下,四柱および球という)にE渡または日波が入射したとき,これらの物体の散乱係数 P_n^F (ルはモード次数を表し,Fは,E波入射のときE,日波入射のときHと表示することを表す)は,一般に次のように表せる $^{(6)}$ 。

$$\beta_{n}^{F} = -\frac{\sqrt{p} \cdot \int_{n}^{1} (ka) \cdot F_{n}^{1} (\sqrt{\varepsilon_{r} \, \mu_{r} \cdot ka})}{\sqrt{p} \cdot \int_{n}^{4} (ka) \cdot F_{n}^{1} (\sqrt{\varepsilon_{r} \cdot \mu_{r} \cdot ka})} \times \frac{-\sqrt{g} \cdot F_{n}^{1} (ka) \cdot \int_{n}^{1} (\sqrt{\varepsilon_{r} \cdot \mu_{r} \cdot ka})}{-\sqrt{g} \cdot F_{n}^{4} (ka) \cdot \int_{n}^{1} (\sqrt{\varepsilon_{r} \cdot \mu_{r} \cdot ka})} \tag{4}$$

ここで、抗は円柱または球ベッセル関数Jn,加を、放は为2種円柱または球ハンケル関数Hm, hm を表し、円柱のときはJn, Hm をそれぞれ用いる。そして、Qは円柱および球の半径であり、ErとMはそれぞれ媒質の複素比誘電率と複素比透磁率である。Fn, Ft はそれぞれが、ftのカイ次導関数である。また、F=Eのときは D=Er, 8=Mrとなり、F=Hのときは D=Mr, 8=Er となる。特に、円柱および球の媒質が完全導体のときの Pnを Pmm (Mは 完全導体を表す)とすれば、Pmm および Pmm は それぞれ次のようになる。

$$P_{Mn}^{E} = -\frac{f_{n}^{1}(ka)}{f_{n}^{4}(ka)} , \quad P_{Mn}^{H} = -\frac{F_{n}^{1}(ka)}{F_{n}^{4}(ka)}$$
 (5)

4. 楕川柱の散乱係数

楕円柱の散乱係数 Pm¹ は, 式(4)の fn¹, fn¹, Fn¹, Fn¹に式(3)の 射関数 Rjm, Rjm を適用して, 次のように表せる。

$$P_{m}^{F,j} = -\frac{\sqrt{p} \cdot R_{jm}^{1}(kC_{0},\xi) \cdot R_{jm}^{1}(\sqrt{E_{r} \cdot \mu_{r}} kC_{0},\xi)}{\sqrt{p} \cdot R_{jm}^{1}(kC_{0},\xi) \cdot R_{jm}^{1}(\sqrt{E_{r} \cdot \mu_{r}} kC_{0},\xi)} \times \frac{-\sqrt{q} \cdot R_{jm}^{1}(kC_{0},\xi) \cdot R_{jm}^{1}(\sqrt{E_{r} \cdot \mu_{r}} kC_{0},\xi)}{-\sqrt{q} \cdot R_{jm}^{1}(kC_{0},\xi) \cdot R_{jm}^{1}(\sqrt{E_{r} \cdot \mu_{r}} kC_{0},\xi)}$$
(6)

ここで、

$$R_{jm}^{1\prime} = \frac{d}{d\xi} R_{jm}^{1} , \quad R_{jm}^{4\prime} = \frac{d}{d\xi} R_{jm}^{4}$$

また,楕円柱の媒質が完全導体のときのPMmil , PMmil は,式(5)を参照して,次のように表せる。

次に、 P_{min}^{fij} および P_{min}^{fij} の性質が見通しよく得られるように、 $R_{jm}^{fi}=R_{jm}^{fi}-i\,R_{jm}^{fi}$ の関係を用いて、 P_{min}^{fij} および P_{min}^{fij} を次式のように変換する。

$$\frac{\int_{m}^{F,j}}{\int_{Mm}^{F,j}} = \left(-1 + i \frac{A_{m}^{F,j}}{A_{Mm}^{F,j}}\right)^{-1} \tag{8}$$

$$= -\frac{1}{2} + \frac{r_{mi}^{F,j}}{r_{mm}^{F,j}} \cdot \exp\left(\frac{i O_{mi}^{F,j}}{i O_{mm}^{F,j}}\right)$$

$$= -\frac{1}{2} + \frac{r_{mi}^{F,j}}{r_{mm}^{F,j}} \cdot \exp\left(\frac{i O_{mi}^{F,j}}{i O_{mm}^{F,j}}\right)$$

$$A_{mi}^{F,j} = \frac{\sqrt{p} \cdot R_{jm}^{2} (A_{C,\xi}) \cdot R_{jm}^{1/} (\sqrt{\varepsilon_{jmr}} A_{C,\xi})}{\sqrt{p} \cdot R_{jm}^{1} (A_{C,\xi}) \cdot R_{jm}^{1/} (\sqrt{\varepsilon_{jmr}} A_{C,\xi})}$$

$$\approx -\frac{\sqrt{p} \cdot R_{jm}^{2} (A_{C,\xi}) \cdot R_{jm}^{1/} (\sqrt{\varepsilon_{jmr}} A_{C,\xi})}{-\sqrt{p} \cdot R_{jm}^{1/} (A_{C,\xi}) \cdot R_{jm}^{1/} (\sqrt{\varepsilon_{jmr}} A_{C,\xi})}$$

$$\equiv C_{mi}^{F,j} + i D_{mi}^{F,j}$$

$$A_{mm}^{F,j} = \frac{R_{jm}^{2} (A_{C,\xi})}{R_{jm}^{1/} (A_{C,\xi})} , A_{mm}^{H,j} = \frac{R_{jm}^{2} (A_{C,\xi})}{R_{jm}^{1/} (A_{C,\xi})}$$

$$r_{mi}^{F,j} = \left\{ \frac{1}{4} - \frac{D_{mi}^{F,j}}{C_{mi}^{F,j}^{2}} + (D_{mi}^{F,j} + 1)^{2} \right\}^{\frac{1}{2}}$$

$$O_{mi}^{F,j} = t_{mi}^{-1} \frac{2 C_{mi}^{F,j}}{1 - C_{mi}^{F,j}^{2}} - D_{mi}^{F,j}^{2}}$$

$$r_{mm}^{F,j} = \frac{1}{2}$$

$$O_{mm}^{F,j} = t_{mi}^{-1} \frac{2 A_{min}^{F,j}}{1 - A_{mi}^{F,j}^{2}}$$

式(8),(8)'は,Pmi,Pmi,Pmi,の複素平面上の振舞いを表す式であり,楕円柱の散乱係数の性質を予測するのに便利である。ここで,楕円柱の媒質が無損失のときのAmiは実数となり,Dmi=0となる。媒質に有限な損失があるときのAmiは一般に複素数となる。Ami は常に実数である。

以上の関係から,楕円柱の媒質が無損失のときの タニネン, 完

全導体構内柱の P_{nool} は、常に複素平面上の点 (-1/2,0) を中心とする半径 1/2 の円周上にあり、また、媒質に有限な損失があるときの P_{nool} は、点 (-1/2,0) からの距離が 1/2 以下になることがわかる。

次に,入射周波数が高いときの Pmiの性質を見るために,式(8)の Ami に次の関係 (6),(8),

$$R_{jm}^{1}(kC_{0},\xi) \simeq \frac{1}{\sqrt{kC_{0}\xi}} \frac{\cos(kC_{0}\xi - \frac{2m+1}{4}\pi)}{\sin(kC_{0}\xi - \frac{2m+1}{4}\pi)} (kC_{0}\xi + \infty)$$

$$\tan Z \simeq \pm i , \quad Z = x \pm iy , \quad (|Z| \to \infty)$$

を適用すると、高い周波数における Amiは、次のように表せる。

$$A_{m}^{F,i} \simeq -\frac{\sqrt{\mathcal{P}} \cdot \cos(kG\xi - \frac{2m+1}{4}\pi)}{\sqrt{\mathcal{P}} \cdot \sin(kG\xi - \frac{2m+1}{4}\pi)} \%$$

$$\frac{-i\sqrt{\mathcal{P}} \cdot \sin(kG\xi - \frac{2m+1}{4}\pi)}{+i\sqrt{\mathcal{P}} \cdot \cos(kG\xi - \frac{2m+1}{4}\pi)}, (kG\xi \to \infty) \quad (10)$$

すなわち、式(10)は,

$$A_{m}^{E,j} \simeq -1/A_{m}^{H,j}$$
, $(AGS \to \infty)$ (11)

の関係を示している。さらに、この関係を式(8)に適用すると、

$$\gamma_{m}^{E,j} \simeq \gamma_{m}^{H,j}, \quad O_{m}^{E,j} \simeq O_{m}^{H,j} + \pi \quad (\text{kos} \to \infty)$$
 (12)

となる。したがって、もし、媒質の定数が周波数に無関係であれば、周波数が高くなるに従い $\int_{-\infty}^{\infty}$ は点(-1/2,0)から一定

の距離に漸近し、P売iとP型iは相互に点(-1/2,0)に関してほぼ点対称の関係になることがわかる。同様に、PMiiにおいても次の関係が成立する。

$$A_{Mm}^{E,j} \simeq -1/A_{Mm}^{H,j}$$
 (AGS $\rightarrow \infty$) (13)

 $Y_{Mm}^{F,j}=1/2$, $O_{Mm}^{E,j}\simeq O_{Mm}^{H,j}+\pi$ (名の $5\to\infty$) (14) また、 $A_{Mm}^{F,j}$ の別途表示

$$\frac{A_{\text{Mm}}^{\text{E,j}}}{A_{\text{Mm}}^{\text{H,j}}} \simeq \tan\left(kc\xi - \frac{2m\pm1}{4}\pi\right) \qquad (kc\xi \to \infty) \quad (15)$$

と、式(1)の関係から、高い周波数における P_{MM}^{MM} と P_{MM}^{MM} は、周波数に対して、楕円の形状(例えば、b/a)によって決まる一定の周期で変化し、 $|P_{MM}^{MM}|=1$ (または=0)になる周波数の近くで $|P_{MM}^{MM}|=0$ (または=1)になるような変化をすることがわかる。特にa=b,すなわち円柱では、その周期が兀になることもわかる。

以上が, 楕円柱に巨波またはH波が入射したときの楕円柱の 散乱係数の性質である。これらの関係を式(2)に適用すれば, 楕 円柱からの2次元散乱波が求められる。

5. 計算例

ここでは、楕円柱の各固有モードmにおけるP線とP線について、楕円の形状と媒質定数に対する周波数特性の具体的な数値計算例を示すことにより、解析の妥当性を確認している。

まず、完全導体楕四柱の P_{Mm} の 同波数特性を、b/aをパラメータとして図2に示した。図2の最上段 b/a=1 は、半径 aの円柱に相当する。図2(a) は、m=0,1,2 にかける $|P_{Mm}|$ を、我に $s=0\sim 10$ について示した。我にs=0 に対する最初の共振周波数は、mが大きくなるに従い 表にs=0 の大きいところで現れることがわかる。また、b/a が小さくなるに従い、 $|P_{Mm}|$ の各モードにおける共振周波数の 間隔 は広くなり、b/a このでは、高い周波数で $|P_{Mm}| \simeq 1$ になることがわかる。 $|P_{Mm}| = 1$ になることがよりな。 $|P_{Mm}| = 1$ になることがよりなることがよりないる。 $|P_{Mm}| = 1$ になることがよりなることがよりないる。 $|P_{Mm}| = 1$ になることがより、 $|P_{Mm}| = 1$ になることのではなることがより、 $|P_{Mm}| = 1$ になることのではなることがより、 $|P_{Mm}| = 1$ になることがより、 $|P_{Mm}| = 1$ になることがより、 $|P_{Mm}| = 1$ になることがより、 $|P_{Mm}| = 1$ になることがより、 $|P_{Mm}| = 1$ になることのではなることがより、 $|P_{Mm}| = 1$ になることがより、 $|P_{Mm}| = 1$ になることのではなることのではなることがより、 $|P_{Mm}| = 1$ になることがより、 $|P_{Mm}| = 1$ になることのではなること

PMmiの性質を更に知るため、m=1で、F=E,H,j=e,0 のそれぞれにおける PMiiの 同波数特性を図るに示した。図3(a) から、たG5が小さいときの [・PMiii] は、「PMiii]と異る特性を示すこと がわかる。 m キ1 における [PMmii も [PMii] と同様な特性を示す。 しかし、たG5が大きくなるに従い、[PMii] は b/a で決まる周期 で変化するようになり、[PMii] は相互にほぼ逆の関係で 増減しているのがわかる。これは、式(15)の関係を示している。 また、 $\chi(G) = 40 \sim 43$ における $\gamma(G)$ の複素平面上の軌跡を図3(b)に示した。図3(b)は、明らかに式(14)の関係を示している。 そして、 $\gamma(G)$ が小さくなるに従い、 $\gamma(G)$ と $\gamma(G)$ と $\gamma(G)$ が小さくなるに従い、 $\gamma(G)$ と $\gamma(G)$ と $\gamma(G)$ の特性がそれぞれ類似してくることもわかる。 $\gamma(G)$ の $\gamma(G)$ においても同様な特性が示される。

っぎに、誘電体楕円柱について、 Er = Ero(1-jtanod) と表示 L, Ero=81(水), tanod=0,001,01のときの「PEC (m=0)の 周波数特性を, 1PMO と共に図4に示した。損失が小さいとき のIPEelは、周波数に対して多くの共振を示し、損失が大きく なるに従いIPfielの特性に漸近する様子がよくわかる。また, 共振周波数は、損失の大きさによって 大きく変化しないことも わかる。 tanδa = D のとき、共振周波数において1P5cl=1であ る。これは、tanbd=DのとこのPoeが、常に複素平面上の瓜(-1/2,0)を中心とする半径1/2の円周上にあるためである。こ こで、興味あることは、b/a~0の場合を除き、たG5に対す る1Pを1の共振曲線の途中の「たるみ」の部分が、常に1Pmilと一致 していることである。このような特性は、tanbd=0における |P気1|と1P成1との向で常に見られる。この特性の理論的な解明 は今後に残される。しかし、この特性を用いれば、媒質が誘電 体の場合, その媒質を無損失(tanod=D)としたときのたCo写 に対する[P記]を計算すれば(この計算は簡単である),損失が 大きいときの特性も概略的に予想できる利点がある。

また、 P_{N}^{N} の複素平面上の様子を見るために、媒質が E_{ro} = 81、 $tan S_{d} = 0.1$ 、 $M_{r} = 1$ のときの $P_{S_{r}}^{E_{r}} \times P_{S_{r}}^{H_{r}}$ (m = 0)の A_{c} 0.5 = $0 \sim 5$ 、 $20 \sim 23$ に与ける軌跡を計算し、図 5に示した。 A_{c} 0.5 が小さいときの $P_{S_{r}}^{E_{r}}$ は複雑に変化するが、 A_{c} 0.5 が大きくなる X_{r} 1(12)の関係になっている。そして、 A_{c} 0.5 が大きいときの $Y_{S_{r}}^{E_{r}}$ 1は、 D_{d} 20の場合を除いて、 D_{d} 1によって大きく変らないことを示している。これらのことは、 $P_{m}^{E_{r}}$ 1に おいて一般に見られる特性である。

以上は、楕円柱の媒質が完全導体または誘電体の場合のP.Q. とP.Q. の計算例である。ここでは、種尺のErの定数の場合および媒質がErとArの性質を共に示す場合の計算例は示していない。これらの場合のP.Q. の特性は、ここでの計算例と、円柱および球のP.E. の計算例(6)から類推できると思われるので省略した。

6、むすび

本研究では、楕円柱に巨波またはH波が入射したときの楕円柱の散乱係数の性質を解明するために、円柱および球の散乱係数の解析手法を適用した。そして、楕円の形状、媒質定数および入射周波数の広い範囲における楕円柱の散乱係数の性質を明らかにした。本研究は、楕円柱による電磁波散乱向題を取扱う場合に参照して有効と思めれる。

. .

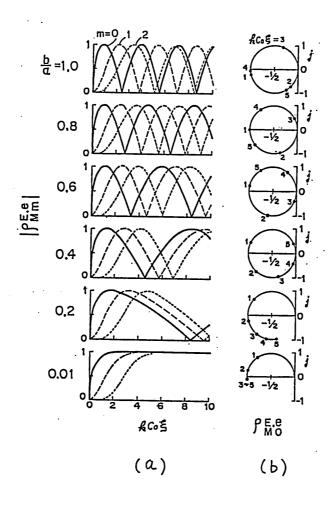


図2 完全導体楕円柱の Pmmの 周波数特性 (b/aをパラメータとする)

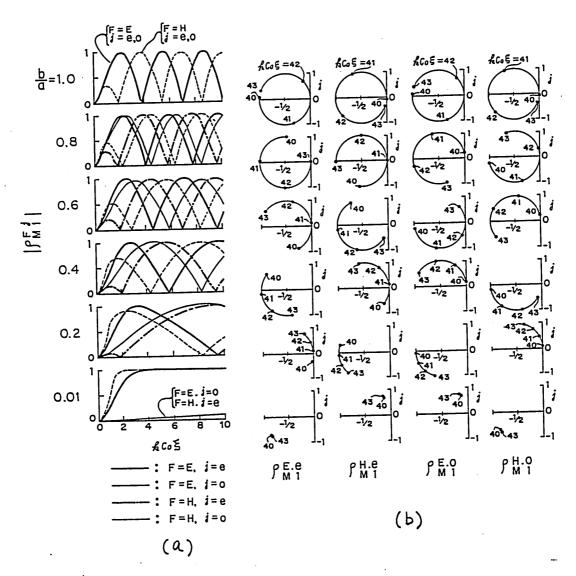
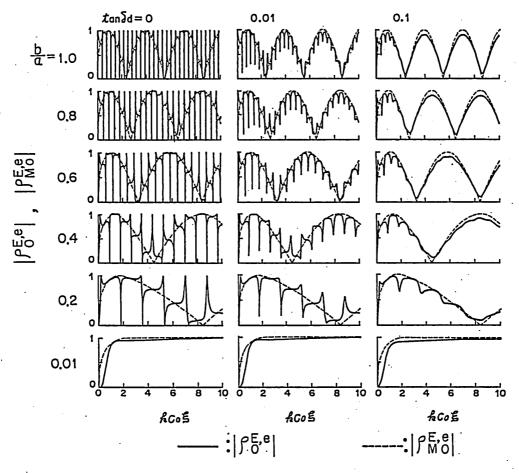


図3 完全導体楕円柱の Pmiの 周波数特性(m=1) (b/aをパラメータとする)



 $\varepsilon_{ro} = 81$, $t_{an} \delta_{d} = 0$, 0.01, 0.1, $\mu_{r} = 1$

図4 誘電体構四柱の|Pで|の周波数特性(m=0) (tanbdとb/aをパラメータとし、|Pにはも共に示す)

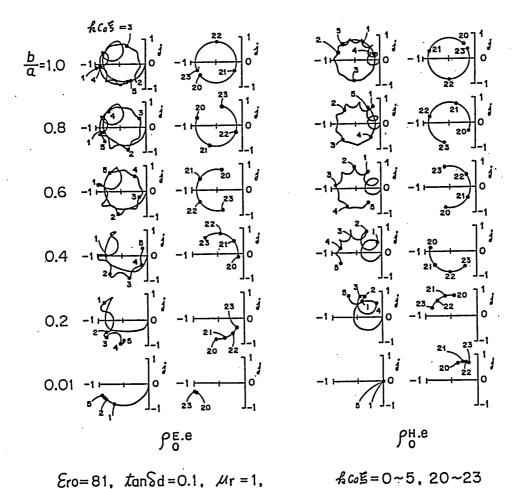


図5 誘電体楕川柱の P^{F,e}の 軌跡 (m=0) (b/aをパラメータとする)

文献

- (1) W.S.Luck: "Electric Dipoles in the Presence of Elliptic and Circular Cylinders", J. Appl. Phys. Vol.22, pp.14-19, Jan. 1951.
- (2) W.R.Wheeler: "The Experimental and Theoretical Investigation of the Effect of Square Rectangular, Circular and Elliptical Dielectric Cylinders near a Dipole Antenna", ICMCI Tokyo, Summ. of Papers, Part 1, pp.339-340, 1964.
- (3) K. Tanaka: "Scattering of Electromagnetic Waves by a Rotating Perfectly Conducting Cylinder with Arbitrary Cross Section: Point-Matching Method", IEEE Trans. Antennas and Prop. Vol. AP-28, No.6, pp.796-803, Nov. 1980.
- (4) P.W.Barber, J.F.Owen and R.K.Chang: "Resonant Scattering for Characterization of Axisymmetric Dielectric Objects", IEEE Trans. Antennas and Prop. Vol.AP-30, No.2, pp.168-172, March 1982.
- (5) 西村,繁沢: "離散的特異点法による完全導体柱の散乱電磁界の数値解析", 信学論(B), J66-B, No. 2, pp. 245-252 (昭58-02)。
- (6) 安藤俊一: "円柱狀または球状物体の電磁液散乱係数", 信学論(B), J64-B, No.12, pp.1402-1409 (昭56-12).
- (7) J.A.Stratton: "Electromagnetic Theory", p.53, McGraw-Hill, New York (1941).
- (8) 同上 p.375-379.

輻射科学研究会資料 RS 84-11

超伝導接合ミキサ

野口草, 浜中宏一三菱電機(株) 中央研究所 稍烟膏行, 今谷敏夫三菱電機(株) 鎌倉製作所

1. はじめに

起伝導語合うべくスは電流・電圧制性で強い非線が圧を有し、放客間波数の高いことなるとから、ミリ液等、サナミリ波帯の化雑音ミキサとして注目よりている。中でもポイントコンタクト型ジョセフソン指合ミキザは持合容量に伴う遮断周波数が高く、製作が溶局なことから、古くから研究工人、変換利視を有することなどが明らかに立いているが、機械的安定性にそにく、マジョセフソン効果に基がく非線形性があまりに強すぎる下め、高記核の発生に伴う雑音が発生し、子想した程確音特性の改善が出来ないことが明らかになった。近年、微細町技術が深で置的に向上し、極微小の超伝導トンネル特合の製作が可能となり。超伝導トンネル特合ミキザが新たに注目工い始のた。超伝導トンネル特合にはジョセフソン効果に基づくミキシンがモードが存在する。準和子効果に基づくミキシンでにかいてもジョセフソン効果に基づく場合と同様変換到得が存在し、発音もジョセフソンミキザの場合よりも小工く出来なことなどが、最近の理論的、実験的所充から明らかになり、準粒子効果に基づく起伝導トンネル特合ミキザ(以下超伝導トンネル特合型準粒子ミキザ)の南発、研究が更に活発化している。

ところで リモートセンシングや電投天文学の分野では マイクロ技術的や電波望遠鏡の温度分解能な何となせかためには、マイクロ波炎信機部のシステム雑き温度を下げる必要がある。これは具体的には、中国間波(エア)増幅器の雑音温度を下げると共に、ミモリ、関係の雑音温度を下げることである。 In 増幅器の雑音温度は増幅器を次却することにより比較的路易に低下すせることができるが、ミキガの雑音温度はミキガをたど単に冷却しただけでは容易に低下せず、本質的に低雑音のミキガを用いることが必要である。このようび観美から超伝導トンネル接合型準粒子ミキガの実用代が言葉なれている。本稿では、超伝導トンネル接合ごキガの用名のヤー段階として、30分析書に伝流・ンネル接合ミキガの関作が法とその特性について述べる。

(1)

2、超伝導トンネル接合型準性ナミキザの動作

超伝導トンネル括合の直流道流一電圧無性可到1に示すようで形をしており、
つつの非線形タイオードと見版すことができる。この非線形タイオードに局命発
振夜(LO)と信号液(RF)が入射した場合を考える。LO とRF の周夜数をそれ
どれ似しの、仏所とする。考察を簡単代するために 砂しのと W MF はほぼ等しく、
その差 砂の三1 W Lo ー W MF は、直流一面圧特性上の非線形性に較かて十分川で
いものをする。さるに似。砂点の高調液成分はダイオードの等価回路の個路を図
2に示す。ダイオードに入力した 砂しは 信号液(砂点・砂。)とそのイメージ(砂しー 砂。)
混合して 砂のを出力する。図2の添字 1、0、1はそれぞれ信号、「环、イメージのポートを示し、各ポートはコンケクタ:スGi(i=!、の、1)でターミネートは
れているものとする。入力信号源をコングフタンスGi=Gmをもつ電流原とし、砂の
「いにいんでリパワーが変換ない、負荷 Go=GLに伝達ないるがを考える。

ダイオードに印加するしの 電圧を

$$V_{LD}(t) = V_1 \cos \omega t$$
 (2-1)

とすると、LOを入力した場合の電圧以上がける直流電流 Io(Va)は

$$I_{o}(V_{o}) = \sum_{n} |J_{n}(\alpha)|^{2} I_{dc} \left(V_{o} + \frac{n k \omega}{e}\right)$$
 (2-2)

となる?) ここで は=eVi/hw, Idc(V6)はLOを入わしない場合のV6におりな直流重流で国1の実績に対応する。(2-1)式を国示すなと国1の破線のようとはる。これに信義成入力すると国2の各ポートに電流 le (k=-1,0,1)が流れることになる。名ポートは次の回路が程式を満足する。

$$I_{m} = i_{m} + G_{m}U_{m} = \sum_{k} (G_{mk} + G_{o}S_{mk})U_{k} \equiv \sum_{k} G_{mk}U_{k}$$

$$(\gamma_{m}, k = -1, 0, 1)$$
(2-3)

ここで Gnd はコンダクタンス行列で、その行列電素は LOが入射している場合のダイオードのコンダクタンスである。ここで考えているモデルでは

$$I_m = 0$$
 for $m = 0, -1,$ (2-4)

$$I_m = I_{RF}$$
 for $m=1$ \int である。 (2-3)式を反転す此ばインセーダンス行列が求まる。

$$\left\{Z_{mk}\right\} = \left\{G_{mk}\right\}^{-1} \tag{2-5}$$

ところで 耳ポートの電圧 いるは (2-3)式を反転した式と(2-4)式を用いて

$$U_0 = \sum_{R} Z_{OR} I_{RF} = Z_{O1} I_{RF} \qquad (2-6)$$

と書き表わせる。 逆行列の定義といる。

$$Z_{o1} = \frac{Cf_{10}}{\det \left\{ G_{mk} \right\}} \tag{2-7}$$

である。ここで det {Gmk}は Gmkの行列式で Cf10は行列 (Gmk)の余 因子互表的可。

ミキサの変換損失Lcは

$$L_{c} = \frac{1}{4G_{L}G_{RR}} \left| \frac{\det\{G_{mR}\}}{Cf_{10}} \right|^{2}$$
 (2-9)

となる。ところで、コンケクタンス行列 {Gmk}は

$$\{G_{mk}\} = \begin{pmatrix} G_{-1,-1} + G_{RF} & G_{-1,0} & G_{-1,1} \\ G_{0,-1} & G_{0,0} + G_{L} & G_{0,1} \\ G_{1,-1} & G_{1,0} & G_{1,1} + G_{RF} \end{pmatrix}$$
(2-10)

である。行列要素 Gna は Tucker や、Fieldman うによって求められている。 具体的は形は

$$G_{Rm} = \frac{e}{2k m \omega} \sum_{n,n'=-\infty}^{\infty} J_n(a) J_{n'}(a)$$

$$\times \left[\int ((n-n'-m+k)\omega) \left\{ I_{dc} \left(V_0 + \frac{n \hbar \omega}{e} \right) - I_{dc} \left(V_0 + \frac{n \hbar \omega}{e} - \frac{m \hbar \omega}{e} \right) \right\} \right]$$

$$+ \int ((n-n'+m-k)\omega) \left\{ I_{dc} \left(V_0 + \frac{n' \hbar \omega}{e} + \frac{m \hbar \omega}{e} \right) - I_{dc} \left(V_0 + \frac{n \hbar \omega}{e} \right) \right\}$$

$$\left(R, m = -1, 0, 1 \right)$$

$$(2-11)$$

である。

エド・ポートかんつと・ケンスの整合が取いた場合でGL=GIF>O)

$$L_{c} = \frac{G_{IF}}{G_{RF}} \left| \frac{Cf_{60}}{Cf_{10}} \right|^{2}$$
(2-/3)

となる。ここで G = $\frac{\det'}{Cf_{00}}$ である。 (2-13) 式が | 以下にはることだ あんば ミキサ は 変換 引得を もっことに 123

他が 环コンダクタンスが負とていて -GL=GTFくの となった場合 Lc=0 となり、(無限の)変換利得が得るれることとなる。

超伝導トンネル接合型学粒子ミキサの特徴は、以上のようにフォトンアシステッドトンネリングという量子効果を利用することにあり、ある条件を満足すいば変換利得が得るいるということにある。

3 海転導マイクロ茨回路とミキザマウント、

起記事、これい特合を含む超に薄マイクロ項目路を 4mm×20 mm×0.3mmt の Si 基板上に形成する。国子に製作したマイクロ項目路の構成と群置を示す。超伝導トンネル特合の土部市は从下部電極には Pb-In-Au合金市よび Pb-Au合金(500nm)を用いた。接合用窓を有する面看の絶縁層には SiO(250nm)を用いた。接合用窓の大き工は 2.5 μm×2.5 μm である。これら3層はフォートリングラフィ ヒリフトオフ法で形成する。

超伝導トンネル特色以外のキャペラタンス、インダクタンスあまがストリップラインは Nb(200nm)で形成する。Nbのペターニングには CF4 がスによるドライエッナング法を用いた。又、ナップの裏面には Au(800nm)を蒸着してグランドプレインとする(ただし、顕波管の中に入る部分にはグランドプレインはない)。表1に超伝導マイクロ波回路を構成する層の材料を機能を示し、図4に超伝導トンネル特合付近の断面の概念回を示す。

図3にかいて、超伝導トンネル括合(SIS指合)のすぐ左側のローパスフィルタは インダクタンス 2段、キャルラタンス 2段の干ェゼラエフ型フィルタで、インピーダンス変成機能(変成比 0.333)をもたせなごとにより、超伝導トンネル特合の出力インピーダンス(学伝導抵抗に等しく 150公と仮定)とストリップラインのインピーダンス(50公)との整合をはかる。もう一方のローパスフィルタは 記り一ドへの耳の漏れを防ぐ下めるものである。ストリップラインの終幅は 0.24 mm で、厚まの、3 mm の ら、を発電体とし、裏面のグランドプレインとの向に特性インピーダンス 50 公の組造を構成する。

図5に30 GHzマイクロ波用ミキザマウントとミキサチップの装着法を示す。 マウント部の導政管のE面が向の高さは1.1 mmで特性インセーダンスは150 のである。マウント外の導政管はWRJ-320(E面が何の高まは3.6 mm)であり、マウント内外の導政管はインセーダンス変成用デーパ導設管(変成以0309、長ま50 mm)を通して結合する。又、超伝導トンネル指合に加わるマイ クロ投資圧が最大となりように テールの導放室と反対側に挿入したプランジャの位置を調節する。(クランジャの位置の調節はクライオスタット外部から行う。)

4. 測語.

図6に31.45 GHz 信号技と27.50 GHz局が発展技とのミキミングに関する基本的別定系を示す。信号技と局部発展技をそれぞれ強当に減衰させた後、方向性結合器で1本の導致管に導入する。 導設管にはWRJ-320(7.1mmxよらmm)を用いる。クライオスタット内の導致管は洋白製の色数に基性が導致管で
先に述べモテード等政管を通してマウント内の導致管と結合でする。クライオスタット内の導致管と結合でする。クライオスタット内の導致管と結合でする。クライオスタット内の導致管と結合でする。

ミキサマウントあから室温までの丁戸信号の取出しには経然に挙性の50公同 軸ケーブルを用い、チップでのストリップや銀路と同軸ケーグルの接続には OSM コネクタを用いる。クライオスタットから取出した丁戸信号を増幅器(増幅率 40dB)で増備した後スペクトラムアナライボに入かする。このとま、増幅器の 入り端子から起ば導トンネル接合へ発音電流が流水込むのを防ぐため、増幅器の 前段にバイアスネットワーク あるいはノイズサプレッサを挿入する。

超紀等トンネル接合の直流電流一番圧特性は通常の4端3法を用い、オシロスコークに表示でせて測定した。接合と直列に接合の帯伝導抵抗 よりぞ分大きい 抵抗(通常10kΩ)を接続い、定電流パイアス条件で測定を行った。金属製のデニワーを用いることによりミキサブロックは電磁シールドさいているが、他の測定系は普通の電磁環境にあかれている。ミキサマウントを直接液体や上浸し、すべての測定を42kで行った。

5. 超伝導トンネル特合ミキザの特性

回7に超伝導トンネル結合の直流直流一管圧特性を示す。曲線のは超伝導トンネル指合に局部発振波(27.50 GHz,以下LO)を入力しない場合であり、曲線りは一方の dBm a LOを入力した場合である。LOを入力すると直流ジョセフソン留流が減りすると共にギャップで同任何近の電流の鋭い立上がりがではりギャップで同任以下での電流が増加する。レかし、ジョセフソン接合にマイクロ液を入力した場合しばしば観測まれる定質圧ステップ(ラャピロステップ)は観測まれず、又、ギャップで電任何近にフォトン・アシステッド・ステップ・も観測まれない)。

国7に示いた特性をもつ超伝導トンネル結合にてろに31.45 GHz の信号技(以下下)を×カすると、3.95 GHzの中間問義(以下下)信号を疑問することができた。 耳の強度はベイアス電圧によって変化する。 図8に -60dBmのR下と-40dBmのLOを×カした場合の 耳の電圧依存性を示す。 1.5 mV以下の耳出力は主にジョセフソン効果に基づくミキランケの結果発生したものと子想している。(ジョセフソンミキランケは結合に磁界を印加することにより容易に抑圧できるので 現在磁界を印加してジョセフソンミキランケモードを消去した実験を準備中である。) 耳の電圧依存性は幾つかの山と谷を示すが、特に注目すべき気は、約2.6 mVで極いとなりこの上下の電圧でそれぞれ極大となりことである。 詳しくは後述するが、これらの極大と極いは準粒子電流の非線形性によるミキラングの結果発生したものと考えるれる。

国9ドギャップ電圧何近にバイアスした場合の LOパワーをパラメータとした 超記等十ンネル接合ミギサ a 入出力特性を示す。本ミギサはLOパワーが、40~50 dBmの場合・65~-40 dBmのR下に対して IF はリニアなだ答を示す。この時の変換掲述約25 dBであな。RFが -65 dBm以下では IFはRFに対してリニアなだ答を示すず、RFパワーの減少と共に変換掲述高いする傾向を示す。例えば RFパワーのの数分と共に変換掲述高いする傾向を示す。例えば RFパワーののはないでの変換掲述 20 dBである。LOパワーが -60 dBm a 場合もほぼ同様に傾向を示す。ここで注目すべき点は IF のリニ

アリティが失めれる真の 耳パワーが LOパワーが -40~-50 dBm の場合と一60 dBm の場合とでは冥なっていることである。このことは、耳 増幅器のお前発音が耳に対してオフセットとして働き、見かけ上耳 が増大したのでは無い事を不後している。実際 耳 増幅器の内前発音は -1.15 dBm以下であり、 耳が-100 dBm 程度では無視できる大きまである。

ところで -40 dBm 以上のRFをミキリに入わするで 耳 出力はリニアな 応答を示すなくなり、RFパワーを増加しても 耳 出力は増加せず、かしろ減り する場合もある。 -40 dBm以上の RF あるいは LO がミキサに入力すると直流 電流一竜圧特性はマイクロ液入力が無い場合の それと大きく異なり、ギャップ電 圧何立の非線形性が消失してむしろオーミックは特性一近くなる。入出力特性の 測定は定意流バイアスに近い条件で測定しているため、LO あないは RTの 増加 と天にバイアス電圧が徹面圧倒に移動すると共に、電流-電圧特性の非線形性が 小工くなる結果 耳が満りするものと考えるれる。

図10は、31.45GHz をLOとした時の31.80~32.6GHzのRFに対する
环出の周波数松存性である。 环が500MHz 以下可なかる RFが31.95
GHz以下では 环が減りする傾向にある。これはミギボの本質的な特性ではなく
増幅器の満えい電流を取除くために用いた1イズガルシッサの周波数松別生があるかれたものと思われる。 环が500MHz ~1.1GHz 可なわち RFが31.95
~32.6GHz の範囲では 环出力はほぼ一定である。 図/1は、LO を31.45GHz RFを33.38GHz(年930MHz)とした時の入出の特性である。この時の皮質調は信号、环伝送系のロスを含めて約13dBである。信号伝送系のロスは18dBであり、 び伝送系のロスの正確は測定は行は、ていないが、予備的限測定では 环 伝送系のロスは約 27dB と見着るれている。したがって、ミギザ自身の支援調は 約9dBである。(前この値にはミギザと信号放とのインピーグンスミスマッナングによる反射は考慮式れていないので、ミギザ単体の支援調はよるに小工くなるものとそ思できる。)

6. 檢討.

本実験で使用して超に導入シネル特合系子はジョセフソン電流および良好に準縮ナトンネル特性な示した。この系子は30 GHz帯マイクロ表に後級に次答し、マイクロ及入力と共に顕着で電流一番圧特性が変代を示す。:レかし ジョセフソン接合にかいて しばしば観測なかマイクロ表素をシャセロステップの指題がない。 定電圧ステップの制測できない理由は定電圧ステップが観測できない理由は定電圧ステップが観測できないでは、するり、下を通って素子に流入する発音電表によって容易に収められてしま。 に結果、ステップが不用確になっているものと思われる。フォトンアラステッドトンネリングによって発生するステップが観測できない。全で原因は、マイクロ液を入力しない時の電流、電圧特性にあけるギャップ電圧付近における丸まりが大きいこと、ゴラにステップの间隔が、約130μで(30GHz)と狭いことがあげるれる。特に後者の影響は大きいと思われる。回2は140GHz マイクロ表を入力した場合の影響は大きいと思われる。回2は140GHz マイクロ表を入力した場合の影響は大きいと思われる。回2は140GHz マイクロ表を入力した場合の電流一電圧特性の準治が電流の立まがりがように終くびいいは、エラに明瞭がステップが観測できらものと予想している。

さて、一般にある素よのミキシングの性能は黄素一要圧物性の非換が性の強さ、 言い接えいば紛分抵抗の変化の大きずに依存する。起伝導トンネル接合の電流一要圧特性の特徴はギャップの電圧付近に要流の鋭い立上がりを示すことである。微分抵抗はこの電流の立上がりの電圧領域で着しくかすくなり、電流の立上がりの上下の電圧で紛分抵抗は大きくなる。したがって、起伝導トンネル接合の場合、受流の鋭い立上がりのよ下の折い曲がり付近に電圧ベイアスした時に強いミキシングが観測をいると予想できる。低流の鋭い立上がりの中間に痘圧ベイアスした場合、紛分抵抗の咳化はバイアス美の土下の電圧でほぼ対がしなったが、キシングは弱くなるものと予想でいる。更に、電流の鋭い立上がりかる十分能いた電圧 にバイアスした場合、その上下の電圧で紛分抵抗はあまり変化せず、やはりミキ

シングは弱くなるものと子想できる。(日だし、ギャッフ電圧より十分小さい間 田園域では ジョセフソン効果によるミキシングが発生し、耳 は必ずしも小さくなるない。)こからの予想な総合すると、超伝導トンネル特合ミキザの 耳 出力の電圧依存性では、ギャップ電圧何近に谷をわる、この谷のエ下で山をもつことになる。(ジョセフソン効果によるミキシングは共存する場合は、ギャップ電圧 より不倒の電圧に現めいる 耳出力の山はブロードになる。)この傾向は回名に示した我々の実験結果と定性的に一致する。このことから、 本実験で展別したギャップ電圧何近の 耳 出力は準粒子電流の非線形性に走因するミキシンクの結果を生したものと推定している。回りに示したX根力特性でリニアな流客を示す組載の耳、出力はこのようなミキシングによって発生したものと考えるいる。

回りにあいて RF/2でないよいを成で下 出力がりこでは 応答を示すず、ミキ サの要換録が RF/2ワーの減りと共に徐々に減りする傾向に単に 印 増幅を a内 部籍音に する 飽和傾向とするだけで は設明できない。 このような傾向の現めいる 理由として、 RF パワーの大山に よるミキシングモードの変化が考えるいる。 R Fパワーがある程度大き、 協会、 RF 電流はバイアス美を中心に義つかのフォトンアラステッドステップの相を振動する。 この時のミキラングは光に設明した準 粒子 電流が 非線形性に基がくものとなる。 しかし RFパワーかいてくなるととはり合う 27のフォトンアシステッドステップの中旬に電圧バイアスした場合 RF 電流はこれう 2つのステップの間で振動するごとにはる。 この時のミキラングの対容は先に近ぐた準粒子電流の非線形性に基がくミキランプめないより良くなる可能性がある。 現在の段階では、 RFパワーがいてい 経路での IF おれの発生 横隔は明るのではないが、 このようなフォトンアラステッドトンネリングという 量子効果に関連し にミキラングにより 発生する とも 考えるれ、より 佐パワー 信域での ミキサの振舞を詳しく調ぐる必要がある と思れれる。

ワ. 今後の課題.

以上に述べたように超伝導トンネル接合ミキザの基本的なミキョンケ動作を確認できた。しかし、入出か特性に未解明の部分があり、又ミキョンケ効率もや 想より意いないとか問題があることが明るかとなった。更にミキザの発音温度、ミキザの入出ロインピーケンス等も不明である。今後これるの問題の解決を目指して実験を進めて行く子全である。以下に一現在の段階で実行すべき事柄をあげる。

まず測定系に関しては.

- 1) ジョセフィン対果を打消すために ミキザに磁界(数百0e)を知れできるようにする。
- 2) 定置氏以了又回路0实现(国/3参照)
- 3) 位相同期候出法や发却 「「マンプを用いて -100 dBm 以下の信号に対するミナザの入出力場性を測定する。
- 4) 位相同期廃止法を用いてミキサの入出カインセーダンスを決定する。 等である。これるの、結果を踏まえて、
 - ら ミナガ発音温度の測定とその任成方法の検討
- 6) 最適RF/ペラメータを有する超伝導ミリ波炎信機、の設計、製作人と結びつけていく予定である。

8. まとめ

30 GHz帯の起放導トンネル特合ミギザの動作試験を行い、ミキラング動作を確認した。中間目改信号はバイアス管圧に大きく依存し、ギャップ電圧近傍に顕着なディップである。その両側に極大を持つことが確認された。これるの傾向は準和子母流の挑組が性に基づくミキシングで良く説明できることを明るかにした。又、ミギザの入出力特性には、20~30 dBのダイナミックレンジをもフリニアな領域が存在することがわか。た。依信号入力の場合にはミギザの安疾掲が近下す

る偏向を見出し、この傾向は中国周波増陶器の雑音が原因ではなく、ミキサの本性に基づく偏向であると推定した。なか、現在までに得るれたミキサの変換して、約9 dBであった。

今後は、 居辺回路の伝送特性の測定がよい若音温度、 雑音指数(NF) を始め としたミキサの定量的部価試験を行い、 交換損等ミキサの小球向上にっとめ 実用代を目指して行く予定である。

謝辞.

常田頃 御柏等いただいている当所基礎研究的中山都長に深謝致します。

务考文献

- 1) C.C. Grimes et al., Phys. Rev. 169 (1968) 397.
- 2) Y. Tauer et al. . Appl. Phys. Lett. 32 (1978) 775.
- 3) J. H. Claassen et al., J. Appl. Phys. 49 (1978) 4130.
- 4) Y. Tauer et al., Appl. Phys. Lett. 24 (1974) 101.
- 5) J.R. Tucker, IEEE J. Quantum Electron., OE-15 (1979) 1234.
- 6) T.-M. Shen, IEEE J. Quantum Electron., QE-17(1981) 1151.
- 7) M. J. Feldman, J. Appl. Phys. 53 (1982) 584.
- 8) W.R.McGrath et al., Appl. Phys. Lett. 39 (1981) 655.
- 9) P.K. Tien et al., Phys. Rev. 129 (1963) 647.

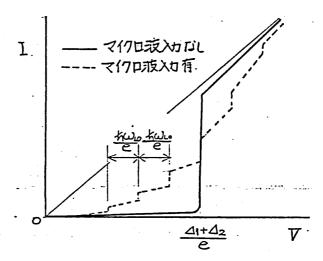
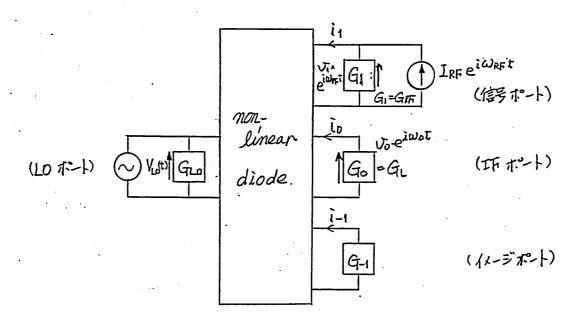


图1. 超伝導トンネル推合の電流一電圧特性。



国2. 3ポートミキザの等価回路。

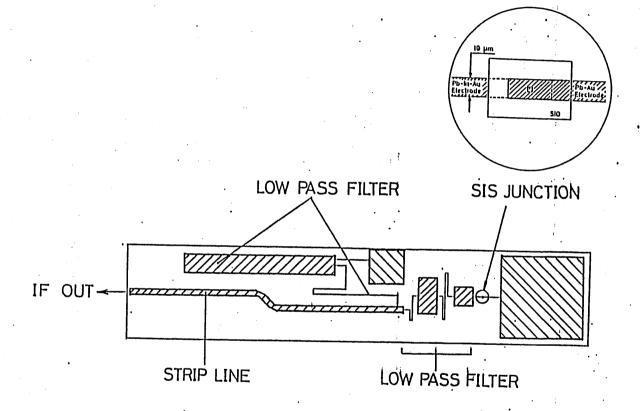


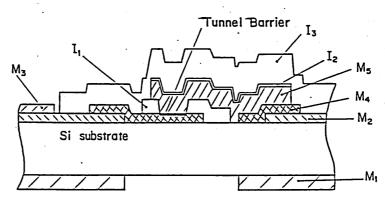
図3. キリナップの概略。

Layers for superconducting mixer circuits

Layer	Material	Thickness	Function
M ₁	Au-Cr-Nb	800	Ground Plane
Ma	Nb	200 .	Inductors and capacitors
Мз	Au-Cr-Nb	200	Bonding pads
M_4	Pb-In-Au*	200	-Base electrode
I,	- \$i0 ·	250	Junction definition and insulation
Ms	Pb-Au**	500	Counter electrode
Iz.	SiO	120	Counter-electrode protection layer
I3	SiO	600	Protective layer

*) $\triangle=1.15$ meV, **) $\triangle=1.35$ meV

表1. 超伝導マイクロ波回路の構成。



団も、超伝導マイクロ波回路の断面。

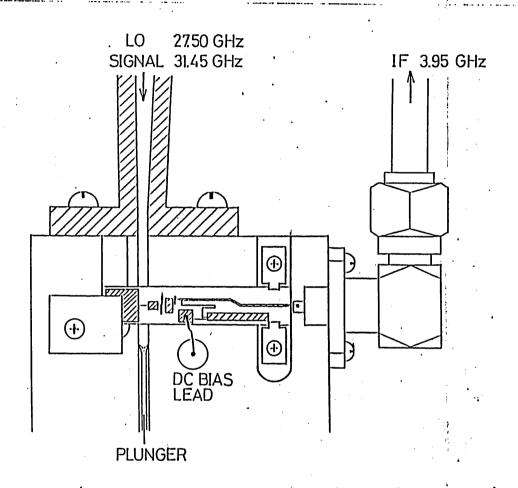


図5、ミキサマウナの断面図。

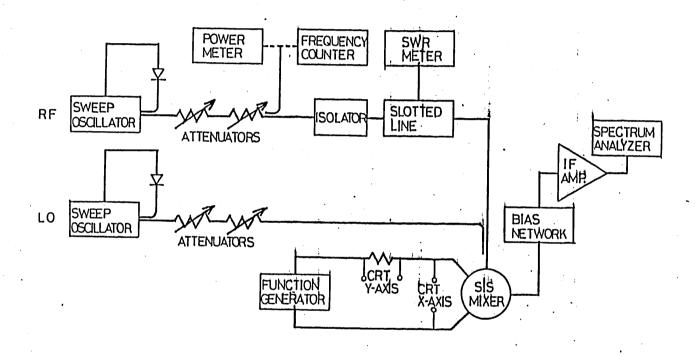
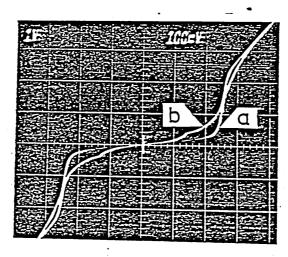
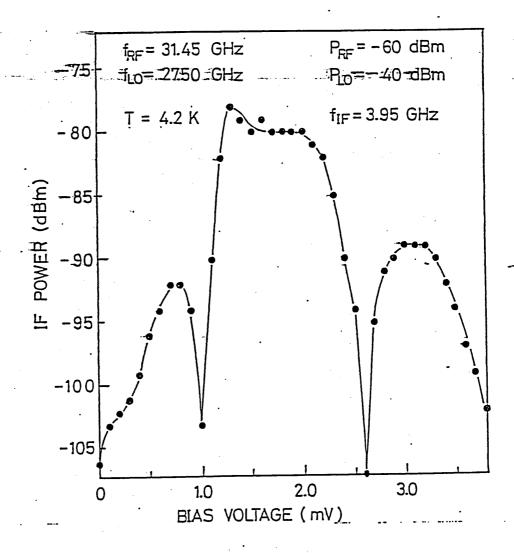


図 6. ミキシング、特性測定系の ブロックタイヤク"ラム。



I,50 μA/Div. V, 1 mV/Div.

図7、超伝導トンネル接合。直流電流-電圧特性。



回8. 超伝導トンネル接合ミナサにかける 平出の電圧依存に

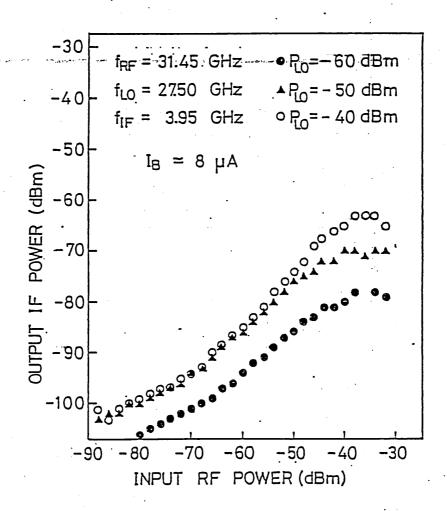


图9、超伝導トンネル接合ミキザの入助特性。

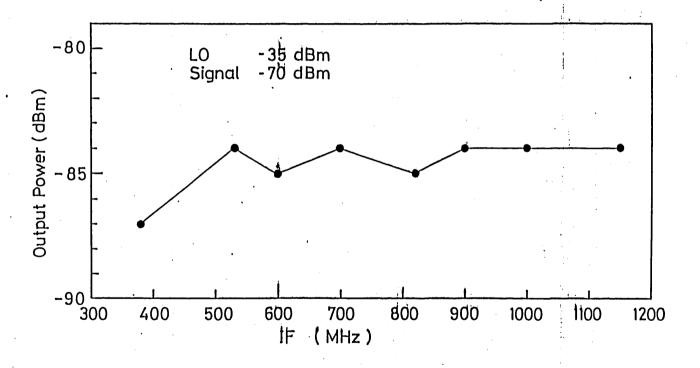


図10、1中出力の周波数依存1生。

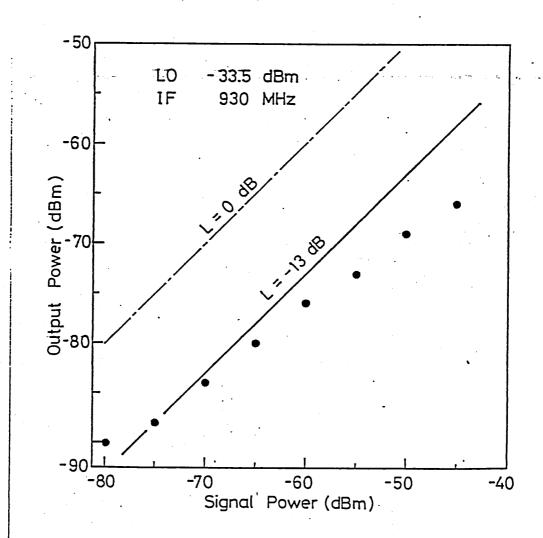
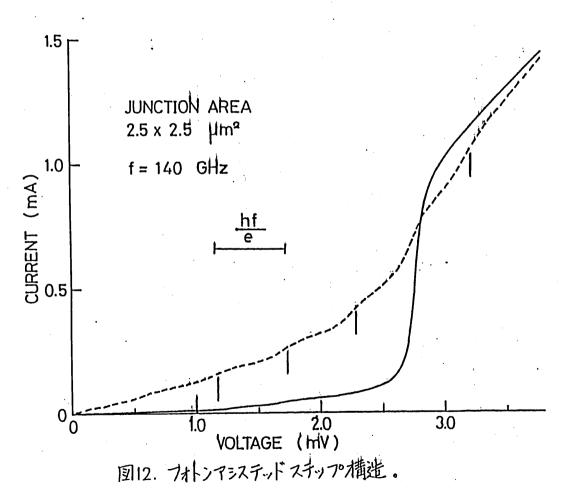


図11.超伝導トネル接合ミサの 入出力特性。



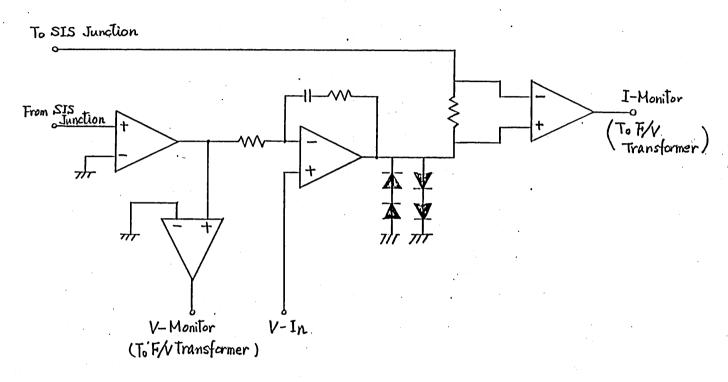


図13. 定電圧にイヤス回路の一例。

輻射科学研究会資料

RS84-12

ネマチック液晶を用いた電界制御形 漏れ光導波路とその応用

北谷 和弘 岡村 康行 山本 錠彦 (大阪大学 基礎工学部)

昭和59年12月7日

ネマチック液晶を用いた電界制御形 漏れ光導波路とその応用

北谷 和弘 岡村 康行 山本 錠彦 (大阪大学 基礎工学部)

1. まえがき

液晶が大きな光学異方性と電気光学効果をもつことから光集積回路への応用が考えられ、種々のデバイス[1],[2]の報告がされている。しかし、これらのデバイスは液晶を直接に光導波層とするため散乱や吸収による損失が 15-40 dB/cm と大きく実用的でないと考えられていた。

近年、液晶を導波層とはせずクラツド部分とする構造[3]によりその損失の問題が緩和され、液晶部分の屈折率変化によって、導波路を伝搬する光を導波や漏れ状態へとスイッチして集積化ホログラムメモリ用液晶スイッチマトリクス[4]や光の全反射を利用した導波形マトリクススイッチ[5](液晶による損失2 dB/cm)が報告されている。また、最近では直接フアイバーのクラッド部分を研摩しそのクラッド部分に液晶をおく構造の光スイッチ[6]が報告されている。これらのデバイスは、液晶による損失は改善されているが電極の構造から動作電圧は30 V以上必要とした。

われわれは、ネマチック液晶をクラツド部分に用いて低損失でかつ低電圧動作の可能な液晶光導波路を考案[7]-[9]し、試作、実験を行なった。その結果から、可変モードフイルタや光スイッチ、可変減衰器などの光回路素子への応用が期待される。

本報告では、クラッド部分に液晶をおき損失を低減し、かつ電極構成を工夫 して低電圧で動作する液晶光導波路について述べる。はじめに液晶の分子配向 および電界効果で生ずる液晶部分の屈折率変化を利用して光の導波状態を偏波 に依存して漏れ状態や導波状態へとスイッチできる液晶光導波路の特性について述べる。3,4節では、スラブ光導波路を作成しその液晶光導波路の動作の確認を行い、さらに電極構成を工夫して数Vで動作することについて述べる。 5節では、フアイバとの結合や電極構成などを考え導波路をチャネル化した液晶光導波路について述べる。

2. 液晶光導波路の動作

細長い分子構造をもつ液晶は、それ自身光学異方性をもちかつ電界によって その分子軸の方向を制御できる電気光学効果をもっている.

このような性質をもつ液晶を光導波路のクラッド部分に用いた三層光導波路を図1に示す。液晶の誘電率には、異方性から分子の長軸に平行な方向の誘電率 ε_{II} と分子の長軸に垂直な方向の誘電率 ε_{II} がある。その誘電率は、 $\Delta \varepsilon = \varepsilon_{\text{II}}$ $-\varepsilon_{\text{I}}$ >0,<0 の関係があり、 $\Delta \varepsilon$ が正の場合をP形液晶、負の場合をN形液晶と呼んでいる。液晶の屈折率は、光の領域では常に分子の長軸に平行な方向の屈折率 n_{O} よりも高くなっている[10]。電界がある領域に液晶を置くと、P形液晶は電界の方向に分子の長軸が配向し、N形液晶は電界の方向に分子の短軸が配向する。われわれは、一軸性光学結晶と同様なふるまいをしかつ電界の方向に分子の長軸が配向するP形ネマチック液晶を用いている。

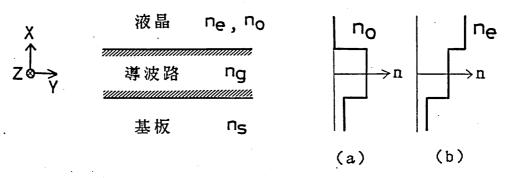


図1. 光導波路の形状

図1に示す光導波路の屈折率は、液晶の分子の長軸方向(以下分子軸)の屈折率 n_e と分子の短軸方向の屈折率 n_o との間に光導波層の屈折率 n_g がくる関係にとっている.この場合、液晶部分の屈折率によってZ方向に伝搬する光導波の様子が変化し、図1-a, bに示すように液晶部分が n_o となれば光がとじこめられて導波状態になり、逆に液晶部分が n_e となれば液晶層へ光は漏れ、漏れ状態となる.

ここで液晶部分の分子は、図2に示すように三つのタイプの配向が考えられる。この時の光導波の様子はTEモードやTMモードの偏波に依存しており、その動作の様子を表1に示す。電界によって液晶の分子軸を変化させることで光を導波状態から漏れ状態へ、漏れ状態から導波状態へとスイッチすることができたり、導波状態のまま変化しないといった動作を得ることができる。これらを用いて可変モードフイルタ,スイッチ,可変減衰器などの回路素子を構成できる。

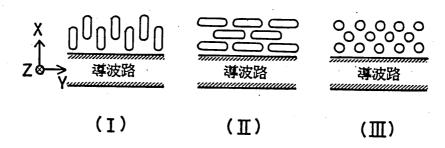


図2. 液晶分子の配向の様子

表1. 液晶光導波路の動作

	I	I	Ш
TE	導波	漏れ	導波
TM	漏れ	導波	導波

3. スラブ光導波路(基本動作)

スラブ光導波路を構成し、液晶の配向及び電界効果によって生ずる液晶光導 波路の基本動作について述べる.

(3-1) 導波路の動作

液晶の分子の配向は、一定方向にダイヤモンドペーストでラビング[11]したり AuやSiOxなどを斜め蒸着[12],[13]して比較的簡単に行うことができる。

図3に示すようなスラブ導波路において、液晶の分子軸を配向処理によりY およびZ方向に配向させておく。それぞれの状態から上下の電極に電圧をかけ ると分子軸は電界のX方向に配向する。この時の液晶光導波路の動作を表2に 示す。例1は電圧offの時に分子軸をY方向に配向させたときの動作を示して おり、電圧onするとTEモードは漏れから導波状態へ、TMモードは逆に導波 から漏れ状態へとスイッチする。例2は電圧offの時に分子軸をZ方向に配向 させたときの動作を示しており、電圧onするとTEモードは導波状態のままで 変化せず、TMモードが導波から漏れ状態へとスイッチする。

表2. 導波路の動作(スラブ)

(例 1)

2)

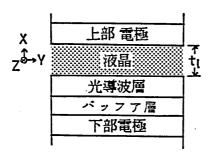


図3. スラブ光導波路

1	off	on	
TE	漏れ	導波	l
ТМ	導波	漏れ	

	off	on	
TE	導波	導波	(例
ТМ	導波	漏れ	

(3-2)実験および結果

動作実験する前に、液晶の分子の配向や電界を印加することによる液晶の分子軸の配向制御について調べた。直交ニコルの間にガラスにITOを斜方蒸着して配向処理した電極の間に液晶を充てんしたセルをおき、レーザ光を入射してセルを回転した時の出力光強度を測定した。図4にその結果を示す。液晶セルでは、ITO電極面に平行に分子軸が配向している。角度0度は分子軸がレーザ光の偏波と同じ方向に配向した時の角度である。液晶の複屈折性から45度及び135度付近で出力光のビークが現れ、0,90,180度付近で出力光が検出されていない。そして、電圧のすると分子軸が電界の方向へと配向するため出力光が減少している。以上から液晶分子の配向及び電圧印加による分子軸の配向の確認ができた。しかし、電圧のしてもITO電極の表面と液晶との結合力が強く電圧印加に依存しない液晶が残っていることから25%程度出力光が現れている。

実際の導波路は透明で導電性をもつITOをコーテイングしたガラス基板の上にスパツタ法でシングルモードガラス導波路をつくり、さらにその導波路上

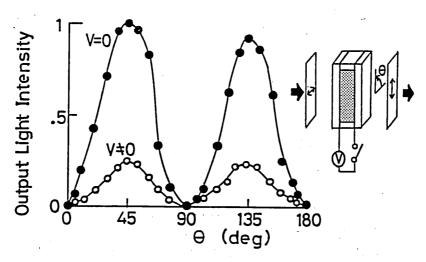


図4. 液晶セルの回転角度と出力光強度の関係 (液晶分子の配向及び電圧印加による分子の配向の確認)

に液晶を充てんするため両端にフィルムスペーサをおき上からITOガラスでおさえて作製した.液晶はラビング処理により電圧offの時にY方向,乙方向にそれぞれ配向している。その導波路を図5に示し構成材料を表3に示す。プリズム間隔は1cmでその間の損失は、ガラス導波路が6dB,液晶装荷によるものが2dBであわせて8dBであった。液晶は電界方向に分子軸がそろうP形ネマチック液晶 PCH-1132 (メルク社)を用いた。液晶部分の伝搬長は4mmである。

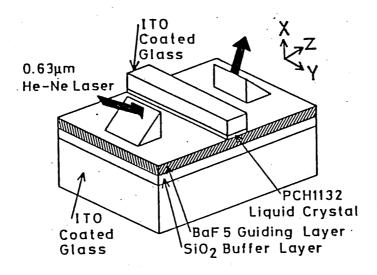


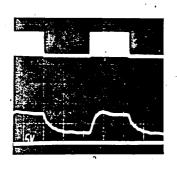
図5. スラブ光導波路の構造

表3. 構成材料

	材 科	屈折率	膜厚μm
液晶	PCH-1132(メルク社)	n _e =1.63 n _o =1.50	4-16
光導波層	BaF5ガラス	1.57	1.41
バツフア層	SiO ₂	1.46	1.45

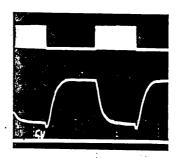
 $(\lambda = 0.63 \mu m)$

実験では波長0.63μmHe-Neレーザ光(以下レーザ光)をプリズムを用いて各導波モードをガラス導波路に励振し、液晶部分で制御された光をプリズムで出力しシリコンホトダイオードで検出して動作実験をおこなつた、動作でのべた例1および例2の実験結果について、光強度の応答特性を図6,7に示す。印加する電圧は5kHzの正弦波を10Hzの方形波で変調した信号である。図6(例1)から、TMモードについては電圧のすると光強度が減衰しており導波から漏れ状態へとスイッチした。TEモードについてはその逆の動作で電圧のすると光強度が増加しており漏れから導波状態へとスイッチした。ただし、TEモードの場合は電圧の一つff時の出力レベル差があまり大きくとれず、その動作はTMモードの場合ほど良好ではない。これは先にものべたように電圧のの時に導波路表面付近の液晶分子が配向せずに残るからである。このことから、液晶を用いた光導波路では電圧のの時に導波状態となるような動作を使用することは望ましくないことがわかる。



印加電圧

出力 光強度



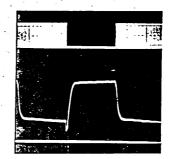
(a) TE

(b) TM

図6. 光強度の応答特性(例1の動作), 印加電圧 20 Vp-p



印加電圧



出力光強度

(a) TE

(b) TM

図7. 光強度の応答特性(例2の動作) , 印加電圧 20 Vp-p

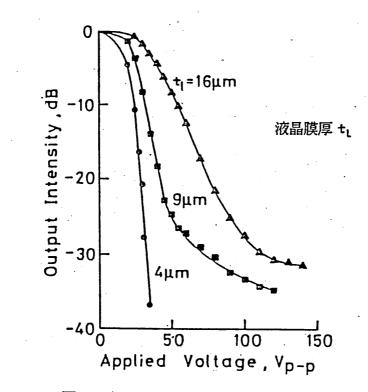


図8. 光強度の減衰特性

(例2のTMモード動作)

次に図7(例2)から、TEモードについては電圧on-offにかかわらず光強度が一定で導波状態であった。TMモードについては電圧onすると光強度が減衰しており導波から漏れ状態へとスイッチした。そこでこの印加電圧と光強度との関係を図8に示す。電圧を増加するとともに光は液晶部へ漏れ光強度が減衰している。液晶の膜厚が薄いほど同じ消光比を得る動作電圧は低く、液晶膜厚が4μmのとき消光比20dBを得る動作電圧は30Vp-pであった。

以上から2節で述べた液晶光導波路の動作の確認ができた。なお,応答時間 や温度特性については文献[8]に詳しくのべている。

4. スラブ導波路 (低電圧動作)

3節のスラブ光導波路の構造では、電極の間にガラス導波路が挿入されており液晶部分には印加する電圧の十数パーセントしかかっておらず動作電圧を30 Vp-p必要とした。しかし、図9に示すように液晶にすべての電圧を印加できる構造にすることで、数 V の低電圧の動作が可能となる。

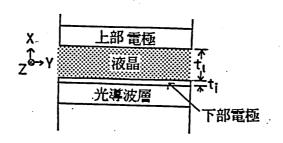


図9. スラブ導波路(低電圧動作)

(4-1) 実験および結果

実際の導波路を図10に示す。K⁺イオン交換法によりシングルモードガラス導波路をつくり、その導波路上に光導波に影響を与えない厚さのITOの下部電極をおき液晶を上からITOガラスではさみ光導波路を作製した。SiO₂ 斜方蒸着 (上部ITO表面) およびITO斜方蒸着 (下部電極) により配向処理を施している。この導波路の構成材料を表4に示す。ここで、ITOは他

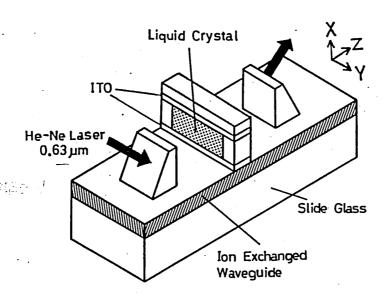


図10. スラブ導波路の構造(低電圧動作)

表4. 構成材料

	· 材料	屈折率	膜厚
ガラス基板	S1111	1.519	_
光導波層	K ⁺ イオン交換	1.522	5μm
OTI	I n2O3+5%wtSnO2	1.78	200Å

の部分よりも屈折率が高く、また屈折率の虚数部が10⁻³オーダある[14]ことから光導波への影響がある。イオン交換ガラス導波路の上にITOを蒸着し、導波路を伝搬する光の減衰を調べた。図11にその様子を示す。TE, TMモードの減衰に差が現れており[15]、損失が1dB以内となるITO膜厚を200 Aにした。プリズム間隔は先ほどと同様に1cmでありその間の損失はイオン交換ガラス導波路が0.3dB、ITOによるものが1dB、そして液晶による損失とあわせて3.3dBとなり先のスパッタガラスを用いた導波路に比べて大幅に改善されている。

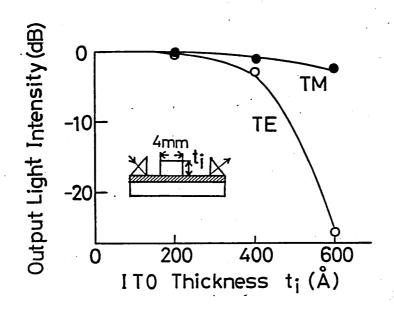
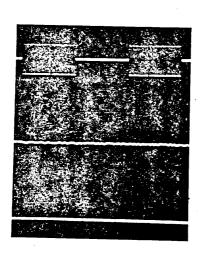


図11. ITOの光導波への影響

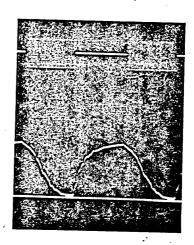
実験では、電圧offで分子軸がZ方向に配向している例2のタイプで、プリ ズムを用いて各導波モードをガラス導波路に励振して動作実験を行なった。印 加する電圧は1kHzの正弦波を10Hzの方形波で変調した信号である。図12 に光強度の応答特性を示す。図よりTEモードについては電圧on-offにかかわりなく導波状態のままとなり、TMモードについては電圧onで光強度が減衰しており、良好な動作結果が得られた。印加電圧と光強度との関係を図13に示す。PCH-1132はしきい値電圧V th(1.8V)以上の電圧で分子軸を制御することができる。図からV thに近い2.3V から電圧を増加するとともに光強度が減衰しており液晶膜厚 4μ mで消光比20 dBを得る動作電圧は4Vp-pであった。

図14に光強度の応答時間と印加電圧との関係を示す。電圧をoffからonする時の応答時間をTurn-on time,電圧をonからoffする時の応答時間をTurn-off time としている。Turn-on timeは電圧を増加するとともに30msから3msへと短かくなり電圧の2乗に反比例する理論カーブにほぼー到する結果を得た。Turu-off timeは印加電圧に依存せず30msから50ms程度であった。[16]



印加電圧

出力光強度



(a) TE

(b) TM

図12. 光強度の応答特性 (例2のタイプ), 印加電圧 4 Vp-p

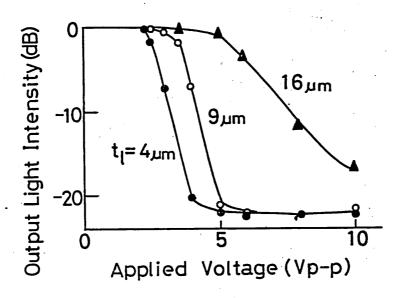


図13. 光強度の減衰特性 (TMモード動作)

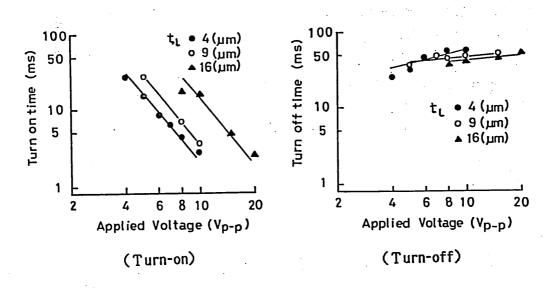
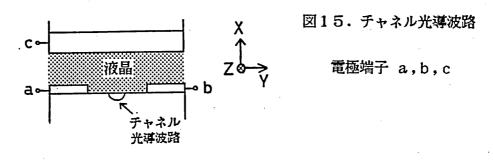


図14. 光強度の応答時間と印加電圧の関係 (TMモード動作)

5. チャネル光導波路

以下ではスラブにかえてチャネル化した導波路を取扱う。導波路の構成を図15に示す。なお、これまでは電界の印加は1方向のみであったが、ここでは図のような分割電極とし、1つの導波路で電界印加方向に多様性を持たせている。



(5-1) チャネル光導波路の動作

図15において電圧offのときTE,TMモードともに導波状態になるには分子軸がZ方向に配向している時である。ここで、電極端子ab間に電圧を横方向に印加する場合を例3、電極端子ABを短絡してそれとCとの間に電圧を縦方向に印加する場合を例4とする。それぞれの液晶の分子の配向の様子を図16に示す。例3ではTEモードが、例4ではTMモードが導波から漏れ状態へとスイッチし、おのおのの直交する偏波成分は電圧on-offに依存せず導波状態となる。

(5-2)実験および結果

実際のチャネル導波路は図17に示すような構造である。損失の少ない K^+ イオン交換シングルモード導波路(幅5 μ m)をつくり、その導波路面内に20 μ mの間隔をあけてアルミニウム(厚さ0.3 μ m)の電極をおいている。さ

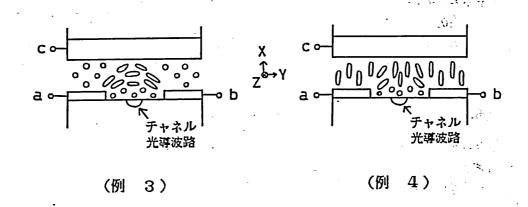


図16. 電圧印加による液晶分子の配向の様子

らに、液晶膜厚を 4μ mにするためスペーサをおいて上からITOガラスでおさえチャネル光導波路を作成した、ITOおよびチャネル導波路表面に SiO_2 を斜方蒸着することで配向処理を施している。

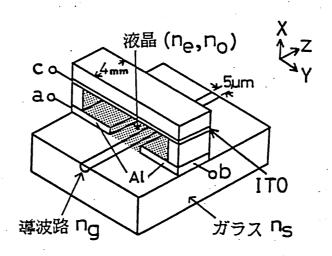


図17. チャネル光導波路の構造

チャネル導波路においても電圧印加による液晶の分子軸の配向について調べた。導波路の電気回路は直流抵抗Rと容量Cとの並列な回路で表わされる。図 18に容量Cと印加電圧との関係を示す。印加電圧を増すとともに容量が大きく(誘電率が大きく)なっており、電圧を増すとともに電界方向に分子軸が配向していることが確認できる。

実験ではレーザ光を対物レンズ (×40) を用いて導波路端面に励振し動作 実験を行なった.

例3および例4の動作結果についての光強度の応答特性を図19,図20に示す。例3のTEモードおよび例4のTMモードはともに電圧onすると光強度は減衰しており印加電圧50 vp-pで消光比8 d B(TE), 20 vp-pで消光比12 d B(TM)であった。

これらと直交する偏波成分として例3のTMモードについては電圧onすると光強度が3dBほど減衰している。これは電界によって制御される領域の液晶部分では、アルミ電極が薄いため電気力線が曲線となっている。したがって、その力線にそって分子軸が配向しているためTMモードはn。ではなくそれ以上の屈折率を感じ、漏れ状態となった。また例4のTEモードについては少しその影響があり光強度が減少しているがほぼ電圧on-offでも導波状態となっている。

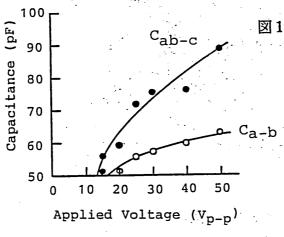
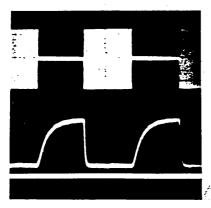
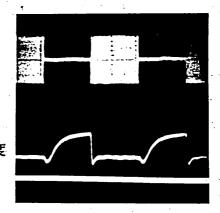


図18. 印加電圧と容量との関係

- 。 電極端子abの間の 容量 、 ^Ca-b
- 。電極端子abを短絡し それとcとの間の容量 ,^Cab-c



印加電圧

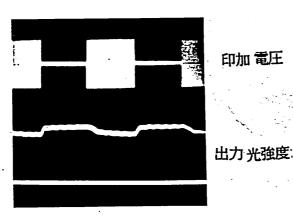


出力光強度

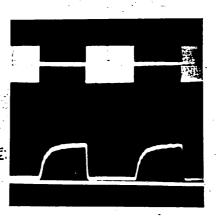
(a) TE

(b) TM

図19. 光強度の応答特性(例3の動作), 印加電圧 50 Vp-p(TE), 40 Vp-p(TM)



印加電圧



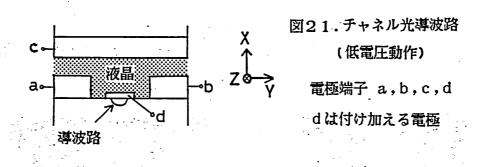
(a) TE

(b) TM

図20. 光強度の応答特性 (例4の動作), 印加電圧 20 Vp-p(TE,TM)

(5-3) チャネル導波路 (低電圧動作)

光導波路をチャネル化することによって、3節のスラブ導波路の実験で不充分であったTEモードの動作が良好となった。しかし、電極間隔が広いため動作電圧が数十V必要であり、消光比もスラブ導波路の時より悪かった。またモードフイルタとして用いる場合、例3のTMモードの動作を改善する必要がある。そこで図21に示すように導波路表面にもうひとつ電極を付け加えX方向およびY方向に完全に電界が印加できる構造を提案する。そして、電極間隔を狭くして動作電圧や消光比の改善が期待でき、可変モードフイルタが実現可能となる。



6. try

本報告では、ネマチック液晶を用いて低損失でかつ低電圧動作が可能な液晶 光導波路を提案して、試作、実験を行ないその基本的な動作を確認し、可変モ ードフイルタ、光スイッチ、可変減衰器などの回路素子に応用できることを示 した・

今後の課題を次に示す.

- (1)チャネル光導波路の検討でのべたが、電極構成を改良して動作電圧の低電圧化や消光比の向上をはかる.
- (2)実験では波長0.63 μ mの可視域レーザを用いたが、液晶の損失が可視域よりも少ない [17]赤外域レーザを用いてさらに損失の低減をはかる。

文献

- [1] D.J.Channin.: Optical waveguide modulation using nematic liquid crystal", Appl.Phys.Lett., No. 8, 15 April 1973
- [2] J.R.Whinnery., et al.: "Liquid cryatal waveguide for integrated optics", IEEE J.Quantum Electron., QE-13,4,p.262 April 1977
- [3] T.P.Sosnowski.: "Polarization mode filters for integrated optics", Opt.Commun., 4, p408 1972
- [4] 栖原, 西原, 小山:"液晶光スイッチマトリクスを用いた集積化ホログラムメモリデバイス",昭和55春季応用物理連合講演会,2a-k-11
- [5] M.kobayasi.,et al.:"2×2 Optical waveguide matrix switch using nematic liquid crystal", IEEE Trans.on microwave theory and techniques, MTT-30.No.10.October 1982
- [6] 松本,春名,西原,小山:"サイドオン形フアイバデバイスの基礎実験"信学技報,00E83-110
- [7] 北谷,岡村,山本:"液晶を用いた電界制御形漏れ光導波路とその応用", 昭和58レーザー学会年次大会,21p-3-1,1983
- [8] Y.Okamura., et al.: "Electrooptic leaky anisotropic waveguides using nematic liquid crystal overlayers", J.Lightwave Technology, LT-2,3,P.2 92 1984
- [9] 北谷,山岡,岡村,山本:"ネマチック液晶を用いた電界制御形漏れ光導波素子の低電圧化",昭和59年,信学全大,1095
- [10] 佐々木: "液晶エレクトロニクスの基礎と応用",オーム社,p13-14
- [11] Linda T Creagh and Allan R.Kmetz., "Mechanism of surface alignment in nematic liquid crystals", Molecular Crystals and Liquid Crystals., Vol.24,p59-68 1973
- [12] Lawrence A. Goodman, et al.,: "Topography of obliquely evaporated silicon oxide films and its effect on liquid-crystal orientation", IEEE Trans. on Electron Devices, ED-24, No.7, July 1977
- [13] John L Janning.: "Thin film surface orientation for liquid crystal s", Appl. Phys. Lett., No. 4, 15 August 1972

- [14] 勝部:" 真空蒸着法によるIn₂D₃ 透明導電膜",応用物理,第49巻,1号, p4 1980
- [15] K.Sasaki.,et al.; "Dispersion of zinc sulfide thin film on slab-ty pe optical waveguide", Appl. Opt., 21,3552, October 1982
- [16] E. Jakeman and E.P.Raynes.:"Electro-optic response times in liquid crystals", Phys.Rev., vol 39A, p.69-70, April 1972
- [17] M.Kawachi., et al.: "Possibility of use of liquid crystal as optical waveguide material for $1.3\,\mu\text{m}$ and $1,55\,\mu\text{m}$ bands", Jpan. J. of Appl. Phys., vol21, No.3, March, P L162-164, 1982

光ディスクピックアップ用集光グレーティングカップラの特性

裏 升吾 栖原敏明 西原 浩 小山次郎 (大阪大学 工学部)

> 昭和59年12月 7日 輻射科学研究会

1. まえがき

光ディスクは記憶容量が大きく取扱いが容易であること等から活発な研究が行われ、実用化されつつある。光ディスクの情報は直径1 mm 程度の微小光ビームで1 mm² 以下のピットを検出することで得られる。光がくりて、アップへッドはこの記憶装置の主要な構成要素であり各種の方なが、検討されているが、いずれも微小光学素子群から成ってクロプリズムの作製の半導体レーザ(LD)、マイクロレンズ、マイクロプリズム、た後出器等を組み合わせて構成され、レンズやプリズムの作製、研磨及を相互の位置合わせ等のプロセスを含むるを期にとなり、び回避するためには、これらの光学素子を薄膜導放を用いて、大な回避するためには、これらの光学素子を薄膜導放を用が可能となり、ごの光学素子を薄膜であるから、このような軽量小型化及び作製プロセスの簡単化等の面で大幅な改善が明まる。光ディスクメモリは非接触読みだしであるから、このような発量ピックアップでは導波光を自由空間の一点に集光グレーティングカップラ(FGC)[1、2]はこのような要求を満たす。

図 1.1にFGCを中心とした光集積ピックアップの概念図 [3]を示す。LDにより励振された導波光はFGCにより光ディスク面上のピットに集光し、情報を含んだ反射光はFGCにより再び導波路内に導かれ、導波路中でフォトディテクタにより直接検知される構成となっている。

今回は光集積ピックアップの中心素子としてのFGCの特性に関する解析及び実験結果について報告する。まず集光特性について述べる。これはFGCに要求される最も基本的な機能である。結像特性の解析を行うがこれはエラー検出機能に関連した問題である。また、情報読みだしには反射光が再び導波路内に導かれる必要があり、反射光検出の実験結果についても報告する。さらに高効率FGCの設計について検討を行う。

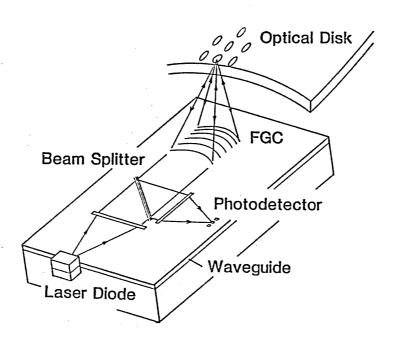


図 1.1 光集積ピックアップの概念図

2. FGCの形状方程式

導波光を導波路面にほぼ垂直な方向の空間の一点に1次回折により集 光させるFGCを考える。光源にLDを採用し端面結合により導波光を 励振する場合,その導波光は2次元の発散波(円柱波)となる。そこで FGCとして,発散導波光を直接集光させるタイプとコリメートされた 導波光を集光させるタイプを考え,その形状方程式を導く。(図 2.1参 照)

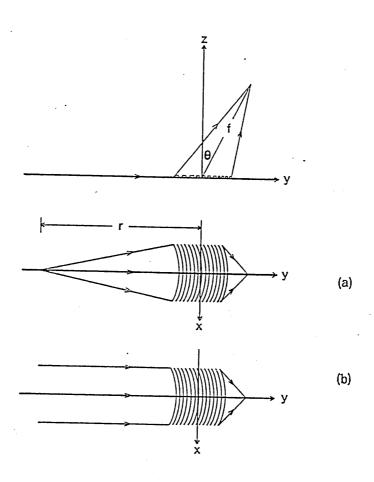


図 2.1 集光グレーティングカップラ の形状 (a) (b)

FGCの形状式すなわち薄膜導波路の屈折率変化パターンは導波光と集束球面波の位相整合を考慮することで得られる。使用波長を λ , 導波路の実効屈折率N, 集束球面波の出射角を θ , 焦点距離fとする。

(a) 導波光が発散波の場合(図 2.1(a))
 発散中心とFGCの中心との距離をrとする。 x y 平面における導波光及び集束球面波の位相は k = 2 π / λ とおくと

$$\Phi_1 = k N \sqrt{x^2 + (y + r)^2}$$
 (2.1)

$$\Phi_{2} = -k \sqrt{x^{2} + (y - f \sin \theta)^{2} + (f \cos \theta)^{2}}$$
 (2.2)

である。グレーティングの形状式は

$$\Phi_1 - \Phi_2 = 2 \text{ m } \pi + \text{const.} \qquad (m: Integer) \qquad (2.3)$$

で得られ、x = y = 0でm = 0となるように定数をきめると

$$N \sqrt{x^{2} + (y + r)^{2}} + \sqrt{x^{2} + (y - f \sin \theta)^{2} + (f \cos \theta)^{2}}$$

$$= m \lambda + N r + f$$
(2.4)

となる。

(b) 導波光が平面波の場合 (図 2.1(b)) [1, 2] x y 平面における導波光の位相は

$$\Phi_1 = k N y \tag{2.5}$$

であるから(a)と同様にして求めると形状式は

Ny +
$$\sqrt{x^2 + (y - f \sin \theta)^2 + (f \cos \theta)^2} = m \lambda + f$$
 (2.6)

となる。

両者を比較すると (2.6)式は x, yに関して 2 次式であるのに対して, (2.4)式は xについて複 2 次式, yについて 4 次式となり解析的に解けず少々複雑なものとなったが, 後者は前者含んでおり (r = ∞), より一般的なものであることがわかる。これらの F G C は後述するようにミニコンピュータで制御する電子ビーム直接描画法を用いて作製するが, そうすることにより両者では計算方法が少し異なるが, 問題なく所望のパターンが実現される。また, デバイスとしては, 発散波を直接用いるタイプの方が発散波を平面波に変換する導波型素子が不要であることから, 構成が簡単となり効率および作製面で有利であるとも考えられる。

3. 理論解析

3. 1. 集光特性

導波光を微小な光ディスクピッットに集光させて情報を読みとるため に最も重要な集光特性について考える。

FGCが導波路面上の $(-L_x/2)$ < x < $L_x/2$, $(-L_y/2)$ < y < $L_y/2$ の位置に設けられているとすると、FGCはその閉口から焦点に向かう集束球面波を生じさせるが、その振幅は閉口内で一様でない。すなわち、x 方向には入力導波光の分布を反映したガウス分布となり、y 方向には後述のように導波光の回折(放射)による損失を反映した指数関数分布となり、閉口面での振幅分布を表す瞳関数は

F(x,y)=rect(
$$\frac{2x}{L_x}$$
)rect($\frac{2y}{L_y}$)exp($-(\frac{x}{w})^2$)exp($-\alpha y$) (3.1) ただし,

$$rect(x) = \begin{cases} 1 & ; -1 \le x \le 1 \\ 0 & ; else \end{cases}$$

となる。ここでlphaは放射損失係数、wは $FGC位置での導波光の<math>1/e^2$ 半幅である。

簡単のため $\theta=0$ (出力光軸が導波面に垂直) の場合を考れば焦点面 (z=1) 上での光振幅分布 G(x,y) は F のフーリエ変換で与えられ、G(0,0)=1 で規格化すると

$$G(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = G(\mathbf{x})G(\mathbf{y})$$

$$G(\mathbf{x}) = \{ \begin{array}{l} \sin c(\pi L_{\mathbf{x}} \mathbf{x} / \lambda f) & ; \mathbf{w} \gg L_{\mathbf{x}} \\ \exp \{-(\pi \mathbf{w} \mathbf{x} / \lambda f)^{2}\} & ; \mathbf{w} \ll L_{\mathbf{x}} \\ \end{array} \}$$

$$G(\mathbf{y}) = \{ \begin{array}{l} \sin c(\pi L_{\mathbf{y}} \mathbf{y} / \lambda f) & ; 1 / \alpha \gg L_{\mathbf{y}} \\ \frac{\exp(-i \pi L_{\mathbf{y}} \mathbf{y} / \lambda f)}{1 - i 2 \pi \mathbf{y} / \lambda f \alpha} & ; 1 / \alpha \ll L_{\mathbf{y}} \end{array} \}$$

$$(3.2)$$

となる。[4]

焦点の光強度分布は | G | 2 で与えられるから

$$1/\alpha \gg L_{x} \approx L_{x} \approx 1/2$$
 (3.3)

のとき、焦点スポットの3dB全幅は閉口長で決まる回折限界の値

$$2 \sigma_{x} = 0, 88 \text{ f} \lambda / L_{x}$$

$$2 \sigma_{y} = 0, 88 \text{ f} \lambda / L_{y}$$

$$(3.4)$$

動物學者可以不確保不够問題 医野家 遊遊 超过 医血液多位 经国际公司 化克里

となることがわかる。しかし(3.3)式の条件が満たされないときは実効的な開口長が小さくなり集光特性は(3.4)式で与えられる値より劣化する。 x 方向の集光スポット幅については入力ビーム幅 w を十分大きくとることにより(3.4) 式の上式を満たすことができるので問題はない。しかし一方 y 方向については後述のように高効率化のためには α をできるだけ大きくする必要があり、これは(3.3) 式の条件と拮抗するものである。そこで、集光特性の劣化を抑えかつ高効率化を実現するためには、 $\alpha \simeq 1/L_y$ とすればよい。 $\alpha = 1/L_y$ のときはF のフーリエ変換を用いた計算によると集光スポット幅は回折限界の約4%の増大で収まることがわかった。

3. 2. 結像特性

FGCによる物点(発散中心)と像点(葉束中心)の位置関係を明らかにすることは、デバイスの具体化の上で必要なことである。この節ではFGCの結像式をガウス参照面法により導く。

i) 物点($-R\sin\delta$, $-R\cos\delta$)から発散する導波光が(2.4)式で表されるFGCに入射する場合を考えると(図 3.1参照),入射波の位相は

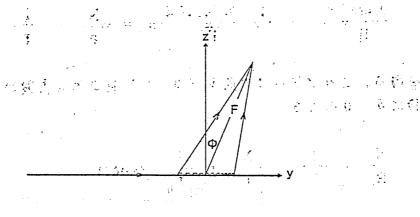
$$\Phi_{I} = k N \sqrt{(x + R \sin \delta)^{2} + (y + R \cos \delta)^{2}}$$
(3.5)

医多种毒物病 医氯基苯甲

であり、 x y 平面に回折波の位相は

$$\Phi_{\rm p} = \Phi_{\rm I} + (\Phi_{\rm 2} - \Phi_{\rm 1}) + {\rm const.}$$
 (3.6)

で与えられる。



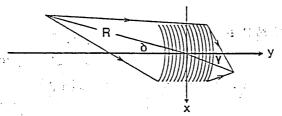


図 3.1 結像関係の説明図

ここでこの回折波の集光点(像点)を求めるために、点(Fsinøsinィ、 Fsinøcosィ、Fcosø)に集光するガウス参照面

$$\Phi_{D} = -k \sqrt{(x - F \sin \phi \sin \tau)^{2} + (y - F \sin \phi \cos \tau)^{2}} + (F \cos \phi)^{2}$$
(3.7)

を考え、(3.6)式を展開し、x,yに関する2次の項までを係数比較することにより、像点と物点の関係式をもとめる。x,yの1次の項の係数比較より

$$\sin \phi \sin \tau = N \sin \delta \qquad (3.8)$$

$$\sin \phi \cos \tau = N (\cos \delta - 1) + \sin \theta \qquad (3.9)$$

が得られる。これは屈折関係を表している。 xの2次の項の係数比較より

$$\frac{N\cos^{2}\delta}{R} + \frac{1 - N^{2}\sin^{2}\delta}{F} = \frac{N}{r} + \frac{1}{f}$$
 (3.10)

を得る。これはFGCの曲率(カーブ)によるx方向の結像式である。特に $\delta=0$ のとき、

$$\frac{N}{R} + \frac{1}{F} = \frac{N}{r} + \frac{1}{f} = \text{const.}$$
 (3.11)

となる。

yの2次の項の係数比較より

$$\frac{N\sin^2\delta}{R} + \frac{1 - (N(\cos\delta - 1) + \sin\theta)^2}{F} = \frac{\cos^2\theta}{f}$$
(3.12)

を得る。これはFGCの周期変化 (チャープ) による y 方向の結像式である。特に $\delta=0$ のとき、

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{f} \tag{3.13}$$

强创自然已起 [4]

激出的。各位的医检查内容的高效应用的特别也是对称的反应。但是有关方式

となる。 $(3.10)\sim(3.13)$ 式においてx方向とy方向の結像関係に相違が見られる。 簡単のため話を $\delta=0$ 、のときに限ると、R=rではもちろん設計通りの 集光作用が行われるが、デバイス作製設差等により $R\neq r$ となれば、 (3.11) 式、(3.13) 式からスポットがx方向に絞られる位置とy方向に絞られる位置が異なり、非点収差が生じる。これはFG C 特有の結像関係である。

ii)物点(F sin ϕ sin T 、F sin ϕ cos T 、F cos ϕ)から発散する球面波が(2.4)式で表されるF 、G 、C に入射する場合は、i)、の場合の(3.5)、式の代わりにこの物点から発散する球面波を考えて同様の取り扱いを行えば、全く同じ関係式が導かれる。しかし、ここではR 、 δ がE 、 ϕ 、 τ に依存することに留意しなければならない。

物点が本来用いられるべき位置(0、 $f\sin\theta$, $f\cos\theta$)からわずかにずれた場合を考えると、屈折率変化の式から物点のx方向変位(τ に対応)は像点のx方向の変位(δ に対応)に反映され、また、結像関係を表す(3.11)式から物点の出射方向変位(Fに対応)は像点のy方向の変位(Rに対応)として現れることがわかる。すなわち空間中の発散中心の位置変化は導波光の集光点の位置変化に反映されることがわかった。これはトラッキングエラー及びフォーカジングエラーが導波光の集光位置変化として検出可能であることを意味する。なお、(3.13)式は $F \neq f$ の場合には成立せず、後節の反射面変位による入力結合効率の低下に反映される。

等性である。ここでは導波光を集束球面波に変換する出力結合および反射光を再び導波路内に導く入力結合についてその回折効率を論ずる。

i) 出力結合効率

李公爵 医人名德尔奇 化多级银金属

簡単のためx方向には一様であると仮定し、関口長L,のグレーティングカップラに導波光が入射する場合を考える。出力結合効率 π ° (L',)を空間側への1次回折光パワP ° (L,)の導波光パワP。に対する比で定義すると、

が導かれる $\{1, 2\}$ 。 α は放射損失係数、 η °は η °(∞)で回折光の空間側へのパワ分配比である。上式から与えられた長さし、のFGCで高い効率を得るためには η °を大きな値とするとどもに α をできるだけ大きくする必要があることがわかる。

ii)入力結合効率

反射球面波と集束球面波が進行方向が逆で空間的に一致する場合すなわち出力光の焦点位置に反射面があるときは出力結合効率に等しくなる。しかし、反射面が出力光の焦点面からずれ、波面の異なりが生じる場合についても考慮しておく必要がある。よって、ここでは反射波と出力波の発散中心が出射方向に2 f だけ変位 (反射面が f だけ変位) する場合について入力結合効率を導く。 (図 3.2参照)

簡単のためここでは放射損失係数によるFGC開口内の導波光振幅変化は無視($\alpha \ll 1/L$ 、)すると集束球面波および反射球面波はそれぞれ

 $E_{0} = \exp \left\{-i k \sqrt{x^{2} + (y - f \sin \theta)^{2} + (f \cos \theta)^{2}}\right\}$ $\approx \exp \left\{-i k \left(f - y \sin \theta + x^{2} / 2 f + y^{2} \cos^{2} \theta / 2 f\right)\right\}$ (3.15)

$$E_{i} = \exp \left\{ i \, k \, \sqrt{x^{2} + (y - [f + 2 \, \xi] \, \sin \theta)^{2}} \right.$$

$$+ ([f + 2 \, \xi] \, \cos \theta)^{2}$$

$$\simeq \exp \left\{ i \, k \, ([f + 2 \, \xi] - y \, \sin \theta + x^{2} / 2 \, [f + 2 \, \xi] + y^{2} \cos^{2} \theta / 2 \, [f + 2 \, \xi] \right.$$

$$(3.16)$$

で表される。

FGCの開口を $(-L_x/2)$ $< x < L_x/2$, $(-L_y/2) < y < L_y/2$ とすると、入力結合効率 $\eta^{\perp}(\xi)$ は電磁界の相反定理から

$$\eta^{i}(\xi) = \eta^{i} \frac{|\int E_{o}E_{i}dS|}{|\int |E_{o}|^{2}dS \cdot \int |E_{i}|^{2}dS}$$
(3.17)

で与えられることが導かれる。ここで η は $\xi = 0$ のときの値で、積分はFGCの開口面で行われる。その結果

$$\eta^{i}(\xi) = \eta^{i} \frac{S^{2}(u) + C^{2}(u)}{\tilde{u}^{2}} \cdot \frac{S^{2}(v) + C^{2}(v)}{v^{2}}$$
(3.18)

ただし,

$$u = \frac{L_x}{f} \sqrt{\frac{\xi}{\lambda}}, \quad v = \frac{L_y \cos \theta}{f} \sqrt{\frac{\xi}{\lambda}}$$

$$S(x) = \int_{0}^{x} \sin(\frac{\pi}{2}t^{2}) dt$$
, $C(x) = \int_{0}^{x} \cos(\frac{\pi}{2}t^{2}) dt$

となる。

 $\lambda = 0.6328$ 四、 $\lambda = 0.6328$ 回, λ

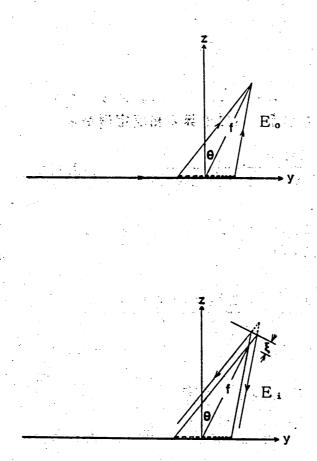


図 3.2 入力結合効率の説明図

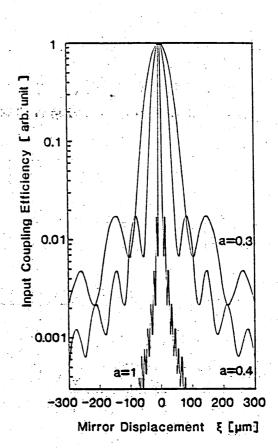


図 3.3 反射鏡の変位による 入力結合効率変化

3. 4. 高効率 F G C の設計理論

光ディスクピックアップに必要な集光特性と高い回折効率を同時に実に必要を現するにはFGCの諸パラメータを最適化する必要がある。我々は厳密解析は既に行っているが、これは煩雑な数値計算を必要とする。その点、精度は劣るが近似的な解析的表現を導出し、各パラメータの相互依存性を系統的に明らかにする方が物理的意味の理解や傾向の把握が容易である。そこで回路論的取扱い [5] で反射性基板をもちいたグレーティングカップラの放射損失係数および回折光の空間側へのパワ分配比の解析的表現を求めた。ここではそのモデルと結果について述べる。

i) モデル

図 3.4に示す導波路を考える。 ϵ は各層の誘電率, t は各層の膜厚を表す。 導波光はTEモードで考え, 1 次回折光(出力光)のみを扱い各層での 2 方向への波数をそれぞれ k° , $k^{$

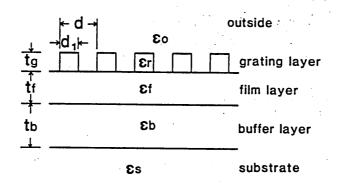


図 3.4 最適設計における導波路構造のモデル

ii) 結果

導波光の放射損失係数αは

122 left AV 100 1-12 feet tot At 122 the a

 $\alpha = 2 \cdot \left(1 + r_{b} \cos \left\{2\left(k^{b} t_{b} + k^{f} t_{f}\right)\right\}\right)$ $\times \frac{\left(\varepsilon_{f} - N^{2}\right)\left(\varepsilon_{r} - \varepsilon_{o}\right)^{2}}{N\left(\varepsilon_{f} - \varepsilon_{o}\right)} \cdot \frac{\Lambda}{t_{eff}} \cdot \frac{t_{g}^{2}}{\lambda^{3}} \sin^{2}\left(\frac{d}{d}\pi\right)$ (3.19)

で表される。ここで t_{eff} は実効導波路厚、 $\Lambda=2\pi/k^9$, r_b はバッファ層と基板の間の反射係数で

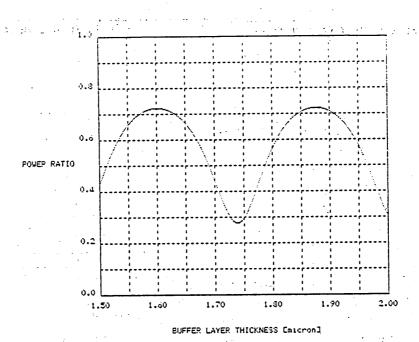
$$\mathbf{r}_{\mathbf{b}} = \frac{\mathbf{k}^{\mathbf{b}} - \mathbf{k}^{\mathbf{s}}}{\mathbf{k}^{\mathbf{b}} + \mathbf{k}^{\mathbf{s}}} \tag{3.20}$$

で表されるものである。ここで $(\varepsilon_1 - N^2)/(\varepsilon_1 - \varepsilon_0)$ は導波路中の電界分布による項で、 $(\varepsilon_1 - \varepsilon_0)^2 \sin^2(\pi \, d_1/d)$ はグレーティングの形状を反映しているが、以下 d=2 d_1 で固定して考える。 (図 3.4 参照) また、 t_0^2 の項は電界とグレーティングの相互作用を表している。 r_0 cos $\{2(k^{\dagger}t_1 + k^{\dagger}t_0)\}$ は反射性基板を採用したために生ずる項で空間側へ直接回折する光と基板面で反射されてから空間側へ出射する光との干渉の様子を表している。

回折光の空間側へのパワ分配比 7° は

$$\eta^{\circ} = \frac{|1 + r_{,g}|^{2}}{2(1 + \text{Re} \{r_{g}\})}$$
 (3.21)

で表される。ここで, $r_{,g} = r_{,b} \exp \left\{ i \left(k^{\,f} t_{,f} + k^{\,b} t_{,b} \right) \right\}$ である。



(a) パワ分配比とバッファ層厚の関係

図 3.5 各パラメータ間の関係図

** INPUT DATA **

BUFFER-FILM-GRATING STRUCTURE

WAVE LENGTH = 0.7900 Cmicronl : GRATING LENGTH = 1.0000 Cmml
REFPACTIV INDEX : EXIT ANGLE = 15.0000 Cdegl

SUBSTRATE ns = 3.7500 : GRATING PERIOD = 0.0261 Emicron3

BUFFER nb = 1.4600

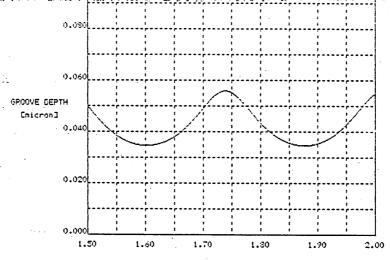
FILM of = 1.5500 : FILM THICKNESS = 0.95000 Emicron3

RESIDUAL nr = 2.0000 : EFFECTIVE GUIDE INDEX = 1.520a1

OUTSIDE no = 1.0000 : EFFECTIVE GUIDE THICKNESS = 1.35558 Emicron1

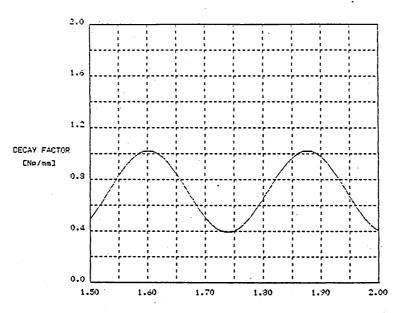


家に必要な事業特性高時回报効率を回貨資素にを対抗事業指導と新の国籍効率を図り



BUFFER LAYER THICKNESS Cmicron]

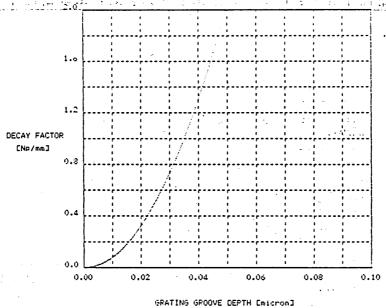
b) グレーティング層厚とバッファ層厚の関係 (α=1)



BUFFER LAYER THICKNESS Emicron3

c) 放射損失係数とバッファ層厚の関係(tg=0.035 μm)





(d) 放射損失係数とグレーティング層厚関係 (t_b=1.86μm)

図 3.5にこの解析結果を用いて求めた各パラメータの関係の 2 , 3 の例を示す。パッファ層厚 t 。に対する各パラメータの変化は周期的な増減となる。これは上述の干渉の項が反映されていることを示す。厳密解析で求められている場合についての比較から両者はほぼ一致していることがわかり,これらの図から η 。 が最大となるような t 。 が求められ,ついて α の値から t 。 がもとめられる。

最後に、我々が用いた諸パラメータの最適化手順のブロックダイヤグラムを図 3.6に示す。

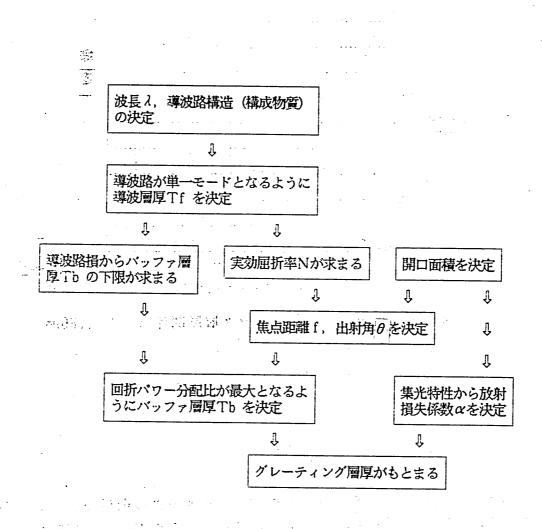


図 3.6 最適化手順のブロックダイヤグラム

4. 実験

4. 1. デバイス作製

図 3.6の最適化手順に沿って諸パラメータを決定した。表 4.1に今回作製した 2 種類の試料の各パラメータを示す。

表 4.1 最適化手順に沿って決定された諸パラメータ

		(a)	(b)		
	FA 1T	ξω/	(5)		
	波長 λ	0.790 µm	0.6328 µm		
	基板 ns	3.7	5		
	パッファ層nb	1.4	6		
屈折率	導波層 nf	1.5	5		
4	クラッド層nr	2	1		
	外部 no				
	バッファ層Tb	1.85 μπ	1.40 μm		
厚さ	導波層 Tf	0.95 μπ	0.60 բա		
	クラッド層Tr	0.035 µm	0.023 µm		
実效	カ屈折率 N	1.521 1.504			
開口	口面積	$1 imes 1$ mm 2			
出身	付角 θ	15 °			
焦点	京距離 f	2 mm			
焦片	京距離 r	10 mm ∞			
放身	村損失係数 α	1 Np/mm			
集光スポ	ポット回折限界	1.4 μт 1.1 μπ			

(a)はLDで端面結合により導波光を励振し、それを直接FGCにより集束球面波に変換するデバイスであり、(b)はHe-Neレーザ用で反射光検出実験のために用いた。またrはLD-FGC間の距離である。反射性基板としてはSiを用いた。これは導波型フォトディテクタ及び他の電気回路の集積化を考慮して決定した。バッファ層にはSiO2、導波層にはCorning#7059ガラスを用いた。グレーティングはクラッド層を加工して得た。 図 4.1にデバイス作製のプロセスを示す。

Si Si	A second second	
		l Oxidization (SiO₂) ing (Corning #7059)
	(3) Plasma	CVD (Si-N)
OERR	(4) Resist (Coating (OÉBR1010)
Si-N #7059 SiO₂		1 17 g/2
Si	<u> </u>	
• .		ing & Developing
0555	of Grati	ng
OEBR		
	(6) Reactiv	e Ion Etching
OEBR SI-N		
	(7) Resist	Removing
Si-N		· · · · · · · ·

図 4.1 デバイスの作製プロセス

熱酸化およびスパッタによって SiO_2 , Corning #7059を形成し、PCVDによりグレーティング層すなわちSi-Nクラッド層を堆積させ、電子ビームレジストOEBR1010を塗布した。つぎに、計算機で制御した電子ビーム直接描画法 [1] でレジストに所望のパターンを作製し、反応性イオンエッチングによりSi-N層に転写し、最後にケミカルエッチングでレジストを除去した。

4. 2. 光学測定

ここでは集光特性およびHe-Neレーザを用いた場合の反射光検出結果について報告する。また、結像関係の確認も行ったので合わせて述べる。

i) 集光特性

表 4.1の(a)の試料について集光特性を測定した。図 4.2に測定系を示す。

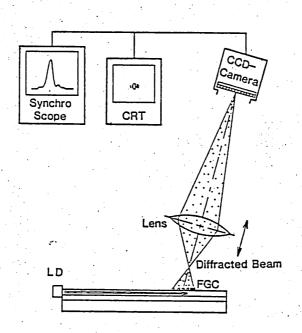


図 4.2 集光特性の測定系

世の納廷室

艾舒比较长少的允许

、版をへき開し端面結合によりLDで導波光を励振し、FGCの回折光、×40の顕微鏡対物レンズを用い拡大し、CCDカメラで観測した。 以 4.3は焦点面での焦点スポットのCRT写真および y 方向(導波光伝播方向)に沿ったスポットの強度分布である。 3 dB幅でのスポット径は回折限界 1.4 mに対して 4 mとなっている。 (b)のタイプの試料では、これまでに回折限界 (1.1 m) に近い集光特性 (1.4 m) が得られている 「1]。

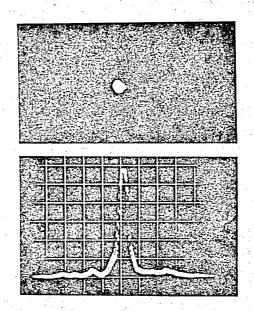


図 4.3 集光スポットのCRT写真 と光強度分布 (3dB幅4 m)

ii) 結像特性

(a)の試料で結像関係を確認した。測定系は i) と同じであり、導波光の発散中心を x, y方向に変位させて集光スポットを観測した。

1) x方向変位

発散中心(LD)のx方向の変位 Δx_B に対する集光スポットのx方向の変位 Δx_F の測定値(〇印)と(3.8)式に基づく計算値(実線)を図 4.4に示す。

2) y方向変位

発散中心を y 方向に遠ざけたとき (Δy_n) , 集光スポットの x 方向に絞られる位置が z 方向にどれだけ変位するか $(\Delta z_r = \Delta f \cos \theta)$ を測定した。変位の測定値 $(\bigcirc P)$ と (3.11)式から求めた値(実線)を図 4.4に示す。また観測により、そのときの y 方向に集光する位置の変化は認められず、(3.13)式が確認された。

両者とも測定値と計算値は測定誤差内での完全な一致が確認された。

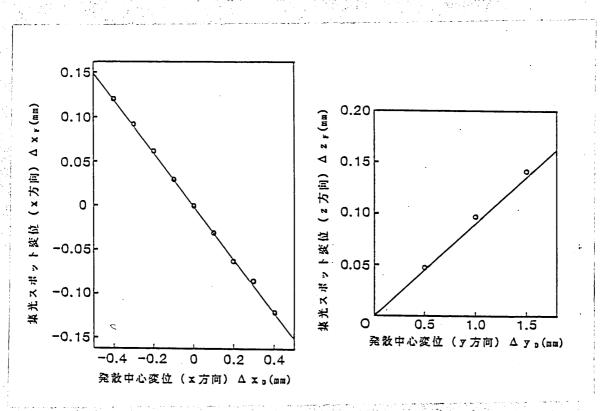


図 4.4 発散中心変位 (x方向)と 集光スポット変位 (x方向)

図 4.5 発散中心変位 (y方向) と 集光スポット変位 (z方向)

23

iii) 反射光検出

(b)の試料について反射光の検出実験を行った。図 4.6に測定系を示す。 光源として $He-Ne\nu$ -ザを用いた。この試料ではFGCと対にして 導波光励振用の一様線型なグレーティング(LGC)も作製した。LGCの開口面積は 1×1 mm² でFGC-LGC間の距離は5 mmである。LGCにより励振された導波光はFGCにより焦点に集光された後,反射 鏡によって反射されFGCにより再び導波光となる。これをLGCによって空間波として取り出し,外部のビームスプリッタを通して観測した。

図 4.7に焦点位置に反射鏡を置いた場合と反射鏡の無い場合の検出光写真を示す。これにより導波路を往復経由してきた反射光が確実に検知できていることがわかった。また,反射鏡を法線方向(ξ軸)に変位させ検出光強度変化を測定した結果を図 4.8に示す。散乱等のバックグラウンドレベルに対する最大検出光強度の比は約 300倍(約25dB)であり焦点深度(半値半幅)は約20㎞であるのがわかる。この曲線の形は反射光と集束光の波面の相違による入力結合効率変化を反映しており,理論解析で求めた結果の図 3.3に対応する。両図を比較すると,実験結果はFGCの開口が 0.4mm長のときの計算結果と微細構造を除いてよく一致することがわかる。

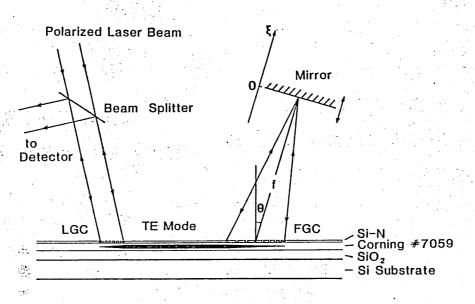
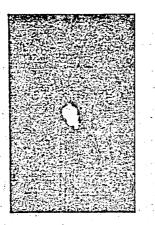
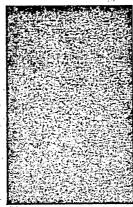


図 4.6 反射光検出の測定系





(a) 反射鏡有

(b) 反射鏡無

図 4.7 検出光写真

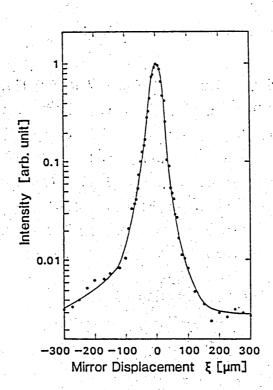


図 4.8 反射鏡変位による検出光 強度変化

5. むすび

光集積ピックアップの中心素子としてのFGCの基本特性を解析し、高効率FGCの設計理論について述べた。それに基づき2種類のデバイスを作気した。LD用のデバイスで集光特性を測定し3dBスポット径約4mを得た。これは作製精度の向上により回折限界に近づけることができる。理論解析によりFGCの結像関係を明らかにし、実験により確認した。また、He-Ne用のデバイスで反射光検出を行い、高密度情報読み出しのための反射光検出が導波型デバイスで可能であることを初めて実証した。今後、エラー検出機能の具体化やFGCと周辺素子群との集積化等の課題を検討してゆく予定である。

参考文献

- 1. 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, OQE83-84 (1983)
- 2. 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)
- 3. 裏, 栖原, 西原, 小山, "光ディスク情報読み出し用集光グレーティングカップラの基礎実験, "信学 通信・光・電波全大, 3 1 5, (昭 5 9 1 0)
- 4. 栖原, "光導波路を用いたホログラム集積化に関する研究, "博士 論文 大阪大学工学部 (1978)
- 5. T. Tamir and S. T. Peng, "Analysis and Design of Grating Couplers, "Applied Physics, 14, 235 (1977)

光方向性結合器における ファブリ・ペロ干渉の影響

松井康, 石野正人, 長谷亘康, 芹澤晧元 (松下電器 中央研究所)

1984年12月7日 幅射科学研究会

1. はじめに

方何性結合器型光变調器は小型化、高 建動作が可能であるばかりでなく光スイッチ 光フルタ等の機能は光回路素子と12有望で ありこれまでLiNbO3等の誘要体を用いたも のでは優れた性能が報告されている。 一方化合物半導体材料を用いた場合、発光・ 受光素子とのモノリシック化が可能という利点 をもっているためちの光回路素子の用発に 期待かもEれている。これまでGAAS系の 材料を用いた素子にあいてはいくつかの報 告かではすれているが、リーヨフInP系のそれは 最近になって注目されつつある。4,50 1.3 um 帯の光集積回路への応用を考え InGaAsP/InP系ダッツルヘテロ構造をも っ PN接合を用いたストリップ 養荷型光方 向性結分器について解析 および実験を 行はった。 光鼻波特性の測定におい て素子端面をミラーと考えたファブリ・ペロ 干渉の影響が大きく観測された。 422" 我々はこの干涉効果を積極的に利用す ることにより光導波路の伝搬特性を精 度よく測定できうることを確認するととも に干渉が方向性結合器素子に与える 影響について考察を、行はったので一般告する。

· .	
	2. 素子の作製
***********************	2-1. 素3 設計
***************************************	装荷型光導波路の解析法と17は
Ç.	いくっかのものが提案されているからここと
· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	は取扱いか、容易である等価屈折率法を
	用いた。の図1に作製した素子の構造図
	を示す。 図中に示すように光はInP装飾
***************************************	の下のInGaAsP層に閉じ込められ導波す
	る。 図1で 導波路幅をW, 等波路向の
	润隔をS,装荷部の层及をH,導波層
***************************************	の厚みを丁とする。ニニマンは詳しい解析
***************************************	結果は有略するかり素子の設計が推
***************************************	は、エピタキシャル層の制御性,加工精度
***************************************	かみがポッケルス効果を考慮したりシェク"ルモート"
	条件 的 能合長 的 消光化 可 又似于
	ング愛圧を解析しこれるを考慮して表っ
•••••	1=示すようなみは様とした。
	2-2. 皓晶成長
	素子を構成する多層エピタキシャル膜は
<i></i>	Shi-7° nt-Inp (100) 面上)= nt-Inp ni.
_ സ	ファ層, m- InGaAsP 光導玻層 (λg=1,0μm
·	m-InP バッファ層, pt-InP クラットで層、
	PT-InGaAsPコニタクト層 (2g=1.10m)をLP
······································	<u> </u>
ı	

• .

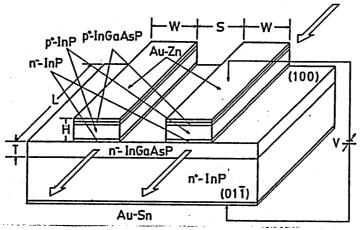


図1 光方向性結合器。構造

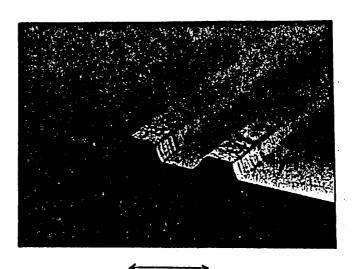
表 1. 光方向性結合器設計仕様

ガイド幅	2.7µm
ガイド間幅	3.3µm
装荷層厚	1.0µm
導波層厚	1.0µm
結合長	~1.5mm
消光比	~ 30dB
スイッチング電圧	~10 V

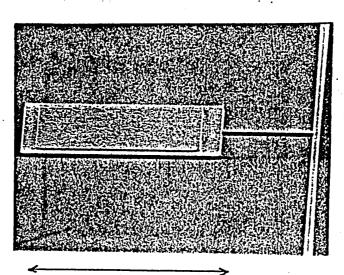
表で多層エピタキシャル構造

·							
·	•	ドーパント	キャリア密度(cm ⁻³)	膜厚(μm)	······································		
	p+ — InGaAsP	Zn	2×10 ¹⁸	0.2			
	p+ — I nP	Zn	8×1017	0.9	•		
1. 1.	nInP	· -	2×1016	0.1			
***************************************	n — I nGaAsP		2×10 ¹⁶	0.6~1.4	•••••		
	n+ — I nP	Te.	1×10 ¹⁸	~5	***************************************		
	n+ — nP(sub)	S	~5×10 ¹⁸	~350	•		
							

	5
	a)シニター:オーミックコニタントを得るため、
.	4202-1011 == 3- 25 130 =。
,	e) 劈用·ボンディン"; 等破路的入出射
	端面を得るために両端を磨用しすら)
:	セラミックステムエーに固着後パウィヤボンラ
	ムングを行む。下。
•	図2に作製した素子のSEM写真を
	示す。 a) は尊吸路の陽南部のもので
- i - i	マトライプ方のはくロバンである。装荷を
	にクレテーパーかん観測しまれるか。これは
	主にトッライエッチ時のレジタト形状かあわれ
 _:	フいると考えられる。また=のSEM写真
; ;	pr3 W~2.7 µm, 8~3.3 µm 2" 43.3
	とかわかる。 b) はハロンが部の中の
	スチェッす 100 um 角 2" あり 装飾 グラット"号
	を利用に導破路部にったからている
•	
:	



6 µт



100 µm

b) パット"郝

図ス、素子の SEM 写真

3. 光導波損失の測定

図3に光鼻波特性の測定系を示す。 光源は He-Ne レーザ (ハ=ハウルm), TEM基本モードで、出力はら加いである。顕微 鏡用対物レニスッドよりピーム経をへえ、加川 絞り、入射端面直接活合でPN接合面 内に電界成分をもつ En モートッを励振 した。別出射光は対対のレニスットより再び 拡大されてニホール、ピームスプリッタ等を へて赤外カメラ、パワーメータ等を用い選り 定を行むった。

華波揚失は最初図4ののようは素子構成で出力パワーの華波路長旅存性を求めたから との出力値は各華波路長で下きくはできつき その側定値がないに華波損失値は信 類性のチレッものであった。そこでこれらの

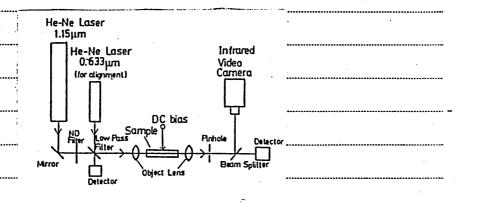
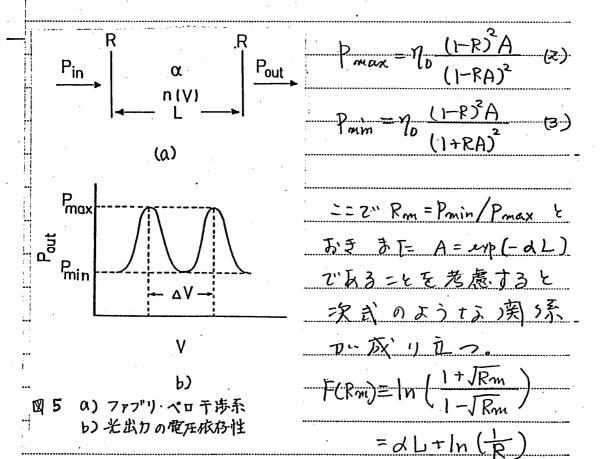


図3 光導波特性の測定系

	•				:	
			•			8
•••••••••••••••••••••••••••••••••••••••	1な"5 つ	きか、磨	甪面を反	射ミラー	七港之1	ニファ
		·	1= 53 t	- · · · · ·		
***************************************	* *		をううな			-
-			吸以系			
•••••••			射率を			
<u> </u>			•			
•	_		屈折率			
			寛圧の 埃			
			187- 5	•	•	
		•	单波路		•	
	•	•	4 J 3 E.	·		ょうに
	Pout 17	产次式。	カ よう)こ	 あわせ :	3	•••••
		•••••	······································	•••••		•••••
	Pout	= 70 (1-R	<u>)A</u>	· \	······································	P
	, , , , , , , , , , , , , , , , , , , ,	10 (1-R	(A)2	4RA	125	
				(1-RA)	2	
· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·		•••••	••••••			(L)
		a) Pin		P _{out}		
		w //		\Rightarrow		
			L			
		•	V	•		······································
	•••••••••••••••••••••••••••••••••••••••	b) Pin		Pout		************************
	······································			=		••••••
	•••••••••••••••••••••••••••••••••••••••		#			•••••••••••••••
••••••	•••••••••••••••••••••••••••••••••••••••	☑4 英=+	性 测声	· 主·2 ret		
		KIT 7718	"損失 測定		<u>Z</u> X	
1.			·	•		

$$S = 4\pi n(V) L / \lambda_0$$

図4 b) ドネオよ3 tx 系で 鼻破路 に 電圧 を印かすると 導破路 に あける 光路長が変 化するため Pout は 図5 b) ドネカンに Pmax と Pmin の 直で振動すると考えられる。ここで AV は 光路差 かって こなる電 圧である。また Pmax あよれ、 Pmin は 次立で 表わすことかできる。



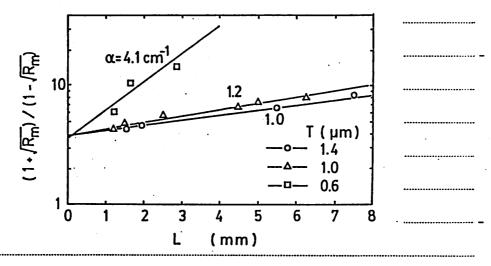
	10
	すなわち Rmの 尊波路長依存性を測定し
***************************************	FURm)を導波路長に対しつロットすれば"
***************************************	その直線の順きかる吸収系数がです
***************************************	り、また L=D 1-おける F(Rm)の値から導
Ť	玻路端面の有効反射率が取する。
***************************************	コミル Rm の循は善波路入射端にあける
	能合効率に無関係ななほとなり測定精
	度の向上が期待できる。ここで仮定として
••••••	道波路内でモート、変換はあきないとし、また
	電圧印加に基づく Yoの変化は小文C無
	視できると考える。

	[冥験能果 おお心 芳察]
	図6 1= T=1,0 μm W=2.7 μm の等3皮
	路について发出力の印加電圧級的性を
•••••	示す。 ==では素子長 pm 6,25,2.75,1,20 ma
······································	のものを示す。これより素子長が増すたつれ
	△Vは小で(ですり振動唱(Pmax-Pmin)も
•••••••••••••••••••••••••••••••••••••••	小なくtaoでいる。図ファAVの等級路
***************************************	長城存性を示したもので、図中の実践は
	計算機解析)=より花めたもので実験S重と
<u>s</u>	メくあっていると考えるれる。ここでアッケルス係
	数はInPの領を用いた。り)以上のことが
•	了 露南兴烈 、 新水工石中 外人
	S層浦端面ド入射光を直接能合ITE

長旅な性を求めることによる導波損失の測 定け非常に誤差の大きいものとでることかを 図8に家バイアス時の事被 光出力と常圧行かによりむかた光出力の 最大領と最小項の等級路長城存生を示 す。 際パイアス時の光出カオ Prax E Pain の 面でなまくばらつき 干渉の影響が現われ 图9 1= 4) 武 2"示止巨 ていると考えられる。 F(Rm) n 導破路長城石性を示す。パラ メータは等限層層 1.4 Um 7"\$ 30 これより だめられる みあよい" Rの値またそれるの標準偏差を後来の方 法でなめたものと比較したものを表るに示す。 これるの結果よりdの測定精度は非常に よくひることがわかる。また端面反射率の値 13 ~ 0.27 2" A = T= 0.6 mm a to = あいて、災失法1253週定話果加示エルマいないか 二小は測定結果のはいろつるか署常に大きいため 有けている。以上の結果より等破損失は等彼 展の层みが減少するに災い たきくなると考え Sh3. 一般二英玻璃失の原因と12 - 主に 學吸路形状、のうフィスや 半年本層のキャリア活 度に影響はれると考えるれる。 例に小なるものであり、ここでは主に等破路 表面や装券部のラフネスか支配的であると

考えられ、等級層厚の減少によるエバン ネッセント波の広かりのために損失か次 さくてるると考えられる。

以上のように干渉を積極的に利用 することにより吸収係数加精度よくでま ると同時に端面にかける有効反射率も 測定可能となることから分後他の分野へ の応用加期待される。



四9. F(Rm) の素子長依存/生

表3 測定結果のもめ

	アブ	11.10	干	抗法	従	来	法.	
T (µm)	u*	σ <mark>*</mark> (cm ⁻¹)		σå	α (cm ⁻¹)		ηο	σ _{η,}
0.6	4.1	2.1	0.24	0.08	_	_	_	_
1.0	1.2	0.07	0.27	0.01	1.2	0.70	0.07	0.09
1.4	1.0	0.06	0.27	0.03	1.4	0.40	0.20	0.17

* F.P.I.

- 1

***************************************	······································	14
•••••	4、光方向性結合器の特性	
***************************************	前章では、劈朗端面をおっ葬る	波路归
·····	あいてはファフツノ、ヤロチン参かで起。	. 2 , . 3
······	ニとか明るかになったかい同様に先	方向性
	活る器にもその影響があると考え	343
	ここ2"は、方向性能合器型光変影	司器)C
	かける光波結合特性と光スイッチニグ"	特性二
••••••	ついて尊波路入出射端面に反射	成分a
<u></u>	ある場合の解析を行ない、実験	(結果と
*******************************	CK較級試を纤なった。	
	装荷型光方何性能合器 図 10 a	
	その屈折率の境界を図10b)のよう	に近似
	表示することかしてできる。 ニニマ"m, m3,	M4 J. 5 V"
	Ms 17 545"北光等设屋,基板,装品	•
	よび空気の周折率で、手EM21下電ブ	=
***************************************	ドより変化した屋が率である。 ==2"c	neg it
***************************************	装荷部の有無により生じる等価的。	巫玠卒
·····	である。6) 分、電圧印加万水水光入射)	
	左側の等波路とする。 導波路内で	
	は、四いいのように ステ何の 5層	
	双路として扱うことかできる。 スァの等	
	ス方何の分類定数を K1, K2, エバネット	, ,
***************************************	での名れをかとしまるに各層での検	
•••••••••••••••••••••••••••••••••••••••	より各位租定数、短鞭定数 およびり	见格化
• • • • • • • • • • • • • • • • • • •	王小小的布力以定文儿子。	



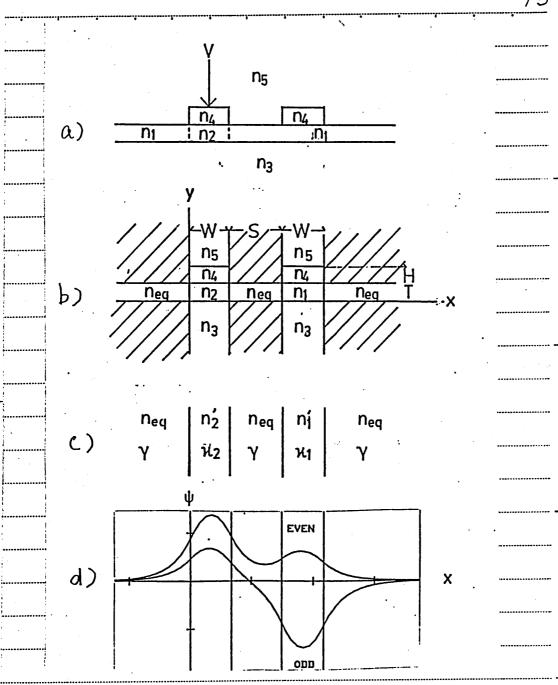
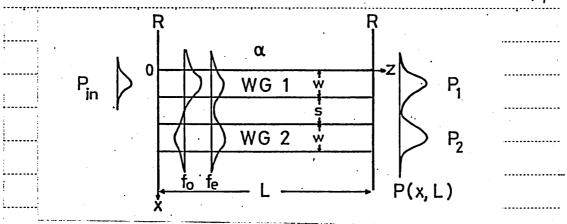


図10. a) 前性結合器の断面にかける展析率分布 り展析率分析の近似的表示 c) 5層スラブ等波路にかける近相定数 d)方向性結合器にかける父方向の界分布

			•				
			· .				16
		次12	片方の毎	波路端	面にレン	次等に	エリ 外部
	***************************************			多場合			
				ven Eth			
			•	分郊季 (•		
	· 	-		す" 中山 を (足 , 4e	_	•	•
				()と, すらこもー)"と			•
				= 7e , '			
	· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	Ne	,	Jum He	a da) <u>s</u>	———(5) -
		•	······			•	·
		上式`万() 結合3条	の各モー	上"。是	∂r f	e(I),
				343. \$F			
•		内での	界分布	F12) 17	汉の百	よう)2表	ht3.
						•••••	
. •		tia,	•	etx) ex) (-	•	***************************************	······································
		••••••••••	+ 1) pxp (-)(8- 8)		——(F-)
		; = Z,,	Be, Bo	は 各モー	F` n ≥ 3	(D) 017	TAZ
	•		•	これもりを			
	<u> </u>			数を内			_
				の多恵			•
	•	•	リハワーか 悪わせる。	がほな	1片数	ELC-/	
	!		·~·, / · · · / ·				* .

|





四11 光狗性防含器1-为竹3727岁·八口 干涉系

$$P(x,L) = \frac{A(1-R)^2}{(1-AR)^4} \cdot \frac{F_c + F_f}{F_e \cdot F_o}$$
 (7)

 $A = \exp(-\alpha L)$

$$F_{e,o} = 1 + \frac{4AR}{(1-AR)^2} \sin^2(\beta_{e,o} \cdot L)$$
 (8)

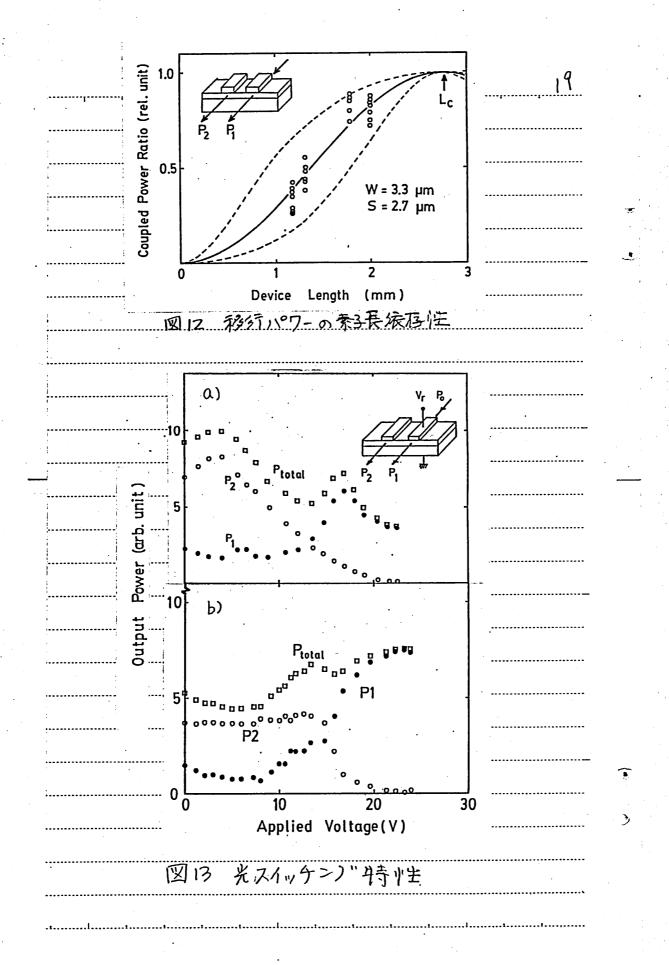
$$F_f = A^2 R^2 (f_e^2 \sin(\frac{\beta_0 L}{2}) + f_o^2 \sin(\frac{\beta_e L}{2})$$

+ 4 $f_e f_o \cos(\beta_e L)\cos(\beta_o L)$)

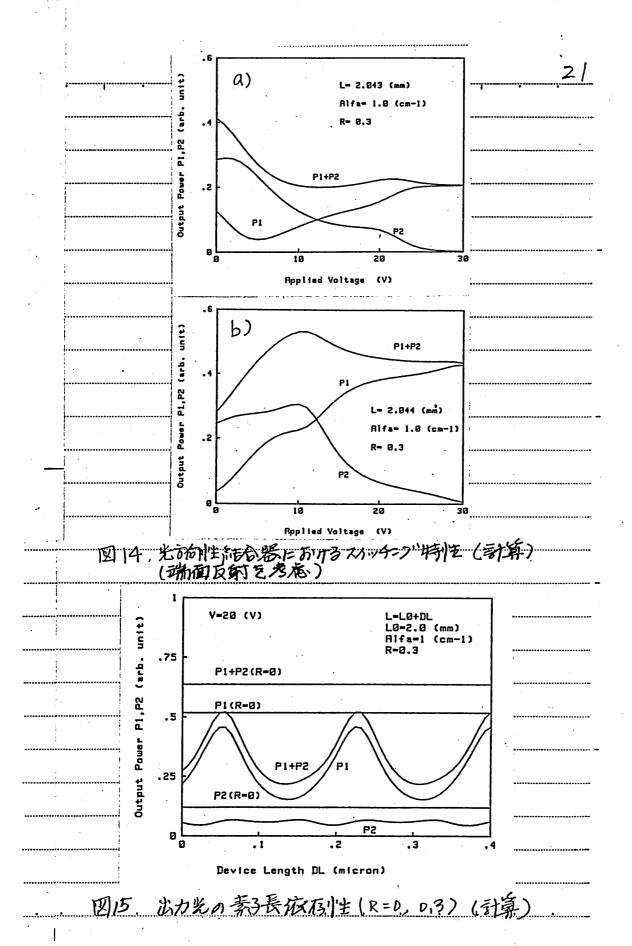
$$F_c = f_e^2 + f_o^2 + 2 f_e f_o \cos(\Delta \beta L)$$
 ——(10)

$$\Delta \beta = \beta_e - \beta_o$$

これより各等波路出射パワーP, P2はマラの等波路の中央から両側P(x,L)をそれぞれ積分することによって得られる。
すなわち



愛压印如比七书二要動儿了的方。 電圧印加ニまりトータルパワーは海少するかい b)は増加の傾向にある。これろのサ ンプルは国ーウェリー内でからごく丘傍の このように 同 ものである。 したものでも そのスイッチン 幣の方何性能 で「時間できなり。 図 を用いてむめたスイッチング、特 性の計算分を示す。 計算に用いた主 ひかラメータは図中に示すかられるの産い が素子長のみで その差は の1 um である. このようにが低かな素多長の達いによりその 特性は大きく変化するとおえられる。また となくがた変化を はている。 も 先の実験結果か予場による影響 をよるく受けていると考えられる。 図15 は 印加摩丘 ZDT で素3長を Zomon 0.4 μm 変化させた場合のそれぞりの 等破略出射)やワーを活動面反射率のあるか 0.3 として計算したものである。 R=Dの場合 参等玻路出力はこの程度の素子長変化 に対しては ほぼ一定と考えられるか、R=0,3! の場合のものは、大きく変化しているこ



とかわかる。これより端面反射による影響 か関着に現りれている。 図16 ドスイッチング 出射パワーの 实験データか各素子) ることが説明できる。 E 123 野コートコンス端面友射率を0,003 程度までかけくすることかの形にかることのかの ゆえこの種の素子の学用ルンニサッマ」は端 面反射のよる以上のような現象を考 慮する必要があると思われる。

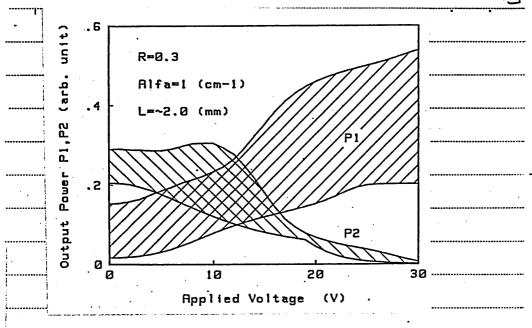
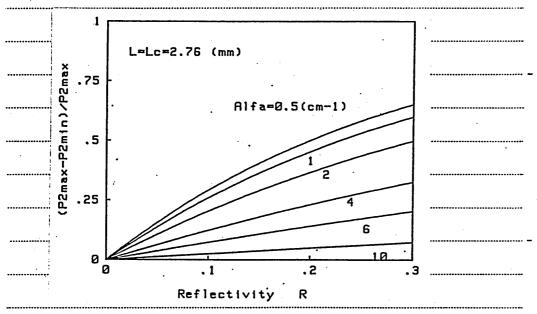


図16. 光方何性活合器 スペッチ 時にあける 各年波光出力の変動範囲(計算)



四17 光出力変動率 0 端面反射率 旅存性 (計算)

		74
•	5 まとめ	
• • • • • • • • • • • • • • • • • • •		
	1. 劈用端面を有する半鼻が光道	车波路
•	素子にかいて その端面をミラーを	こした
, r	ファフック・ペロ干渉が顕著に産	見理り
	される	•
	N. 18. 18. 18. 18. 18. 18. 18. 18. 18. 18	
	ス. 単一導政路にかけるファンツ・	ペロチ
	透特性を測定することにより達	上玻摸
	失及び端面反射率の測定が	
	である,	
<u></u>	3. 光方何性結合器型变調素子	<i>」= あい</i>
	て端面反射を考慮した解析	を行な
	いスイッチング時における光出力	りの異
	常変動と反射率の関係をす	
)= LT=。	
`	4.作製した方向性能合器型光変	调器
•••••)=かりて消光比ZZ dB (V=~	
6	のスイッチングッが作見測しされた。	
_		

. .

, °• ,

参考文献
1) S. Somekh et al.; Appl. Phys. Lett. 22.,
46 (1973)
2) F. J. Leonberger et al., Appl. Phys Lett.
29,652 (1976)
3) K. Tada et. al., J. Appl. Phys. 49,
5404 L1978)
4) M. Fujinara et. al., Tech. Digest of the
Conference on Lasers and Electro-Optics
, THA-1 1983
b) K. Okamoto at. al., J. Appl. Phys., 56
2595 (1984)
b) H. Furuta et. al., Appl. Opt. 13,322
11974)
7) 水工井地, 0日年84-50, 93 (1984)
8) E.A. J. Marcatili, B.S.T.J., 48, 2071 (1969)
9) K. Tada et. al., J. Appl. Phys., 19, 2295
(1980)
<u> </u>

輻射科学研究会資料 RS84-15

進行波動作分岐干渉形溝付 LiNbOs光強度変調素子

芳賀 宏, 井筒 雅之, 末田 正

(大阪大学 基礎工学部)

昭和59年12月7日

進行波動作分岐干渉形溝付LiNbOa光強度変調素子

芳賀 宏 井筒 雅之 末田 正 (大阪大学 基礎工学部)

1. はじめに

広帯域・高速な光変調/スイッチ素子は、将来の通信・信号処理系において、重要な素子である。特に電気光学効果を用いたものは変調が容易かつ高速であるため、方向性結合器形[1]~[3]・分岐干渉形[4]~[6]など、種々の光変調/スイッチ素子がこれまでに報告されている。また、変調電圧印加方式として、集中定数形・定在波形・進行波形等があり、なかでも進行波動作の光変調素子[1],[3],[5],[6]は原理的に最も広帯域動作が可能なものである。これまでに、10 GHz以上の帯域を持つ進行波動作分岐干渉形光変調素子が報告されている[5],[6]。

進行波動作の場合、変調帯域を制限する要因は、基本的には、光 導波路中及び変調電極線路を伝搬する光波及び変調波間の速度非整 合である。これは基板材料の誘電率及び電極構造により定まる。光 波及び変調電界に対する誘電率は材料固有のものであり、両者は一般に異なった値である。従って両者の伝搬速度は一般に異なっているため、電極及び基板形状になんらかの工夫をこらすことにより速度非整合を改善する必用がある。これまでにいくつかの速度非整合 改善法が提案されているが[7]~[10]、10 GH 2以上の広 帯域にわたり実験的に確認しているものはないようである。

導波形光素子の作製及びそれらの集積化を行う場合、光導波路の性質上、異なる導波路を伝搬する光波間の干渉が起り易い。方向性結合器のようにこの性質を積極的に利用する場合もあるが、このような干渉が望ましくない種々の問題を引き起すことも多い。特に干渉形光変調素子では消光比の劣化の要因となる。2本の平行導波路間の一部に溝を設けることにより望ましくない干渉を防ぎ、同時に溝の無い部分を方向性結合器として用いた干渉形変調素子が今迄に報告されている[4]。

我々は分岐干渉形光強度変調素子において、ドライエッチングを 用いて微小な溝を導波路間に設けることにより、導波路間の干渉を 減少させ、同時に進行波動作変調素子において問題になる速度非整 合を改善する方法を提案し、試作・実験により、その有効性を確認 したのでこれを報告する。

2. 素子の構成及び動作

図1に素子の構成を示す。直線導波路に入射した光波は対称 Y 分岐により分岐され、その後、平行な2本の導波路上に設けられた電極間の印加電界によりそれぞれ位相変調を受ける。このとき、各光導波路内では基板面垂直方向の電界は、互いに逆向きになり、各光波は逆符号の位相変化を受け、いわゆるブッシュブル動作となっている。これらの光波は出力部の非対称 X 分岐 [11], [12]を通じて干渉・分波され、2つの出力導波路から出力される。この非

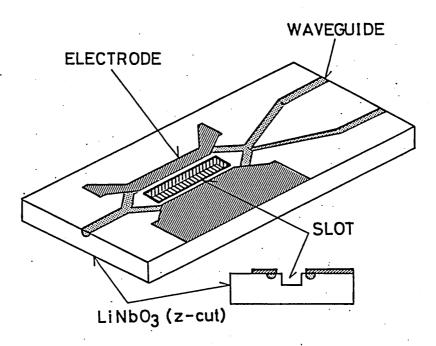


図1 素子の構成

対称 X 分岐は通常のマッハ・ツェンダー干渉計におけるハーフ・ミラーと同様な働きを行い、2本の導波路からは互いに相補的な光出力を得る。従ってこの素子は光強度変調及び1×2光スイッチ素子として動作する。

このような干渉形光強度変調素子では、位相変化を受ける2本の平行導波路を伝搬する光波間の結合が消光比の劣化の大きな要因となる。したがって十分な消光比を保つためには、導波路間隔を狭めることが困難となり、小形化・高能率化のさまたげとなる。図1に示したように導波路間に微小な溝を設けることにより光波間の干渉を減少させることが可能となる。

分岐干渉形光変調素子における導波路間隔と消光比の関係及び導波路間の溝による改善効果を実験的に確認した。測定用素子は次節で述べる作製法を用いて、同一基板上に2本の平行導波路長が8mm 導波路間隔 5~12μmの5種の変調素子を同時に作製したものを3枚用意した。それぞれは2本の導波路間に溝を形成しない通常のもの,1.5μm及び3μmの溝をもつものとした。図2は導波路間の

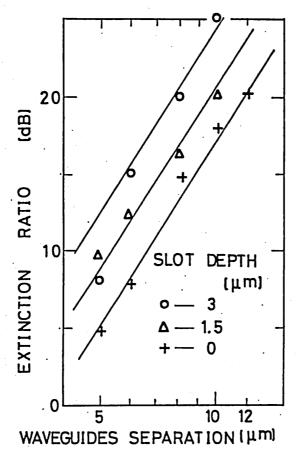
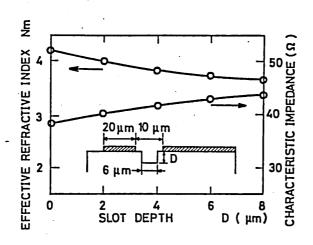


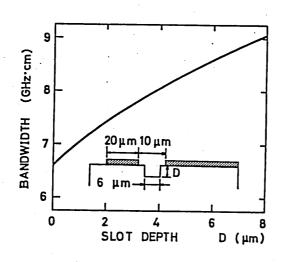
図2 導波路間隔および溝の深さと消光比の関係

溝の深さをパラメータとし、導波路間隔に対する消光比の変化を波長 $0.63~\mu$ mの光源を用い、TEモードで測定したものである。 $3~\mu$ mの深さの溝を形成することにより、溝の無い通常の素子と比べて消光比が約 7~dB 向上している。また 20~dBの消光比を得るのに溝が無い場合、導波路間隔を $12~\mu$ m以上とる必要があるのに対し、 $3~\mu$ mの溝を形成することにより $8~\mu$ m程度まで接近させることができる。TMモードの場合もほぼ同様な傾向を示す。

次に、溝を形成することによる速度非整合改善効果について述べ る。進行波動作による変調を行った場合、 LiNbO3 上の平面電極構 造では、光波及び変調波の感じる屈折率は、それぞれ、N £ =2.2 (波長 $0.63 \mu m$), $N_m = 4.2 \tau$ ある。このとき進行波動作による変 調帯或幅は、Δf・L= 1.4c/π・ | N m - N l | 1=6.6 GHz・cm 真空中の光速、に電極長)で与えられる。ここで電極間の基板に満 を設けることにより、変調波は LiNbO3 に比べて低誘電率な空気を より多く感じるため、等価屈折率が低下する。電極線路を伝搬する 変調波は混成モードであるが、簡単のためTEM波近似を行ない静 電界として解析をおこなった。図3(a) に緩和法を用いた数値計算 例を示す。計算に際しては電極膜厚及びバッファ層を無視している。 形成する溝が深くなるにつれて等価屈折率 N m の低下するようすが わかる。このときの帯域幅の変化を図3(b) に示す。溝の深さ 4 μ mで 20%, 6 μmで 30%程度の向上が期待できる。帯域を制限する 要因には、速度非整合以外に実際上、インピーダンスの不整合や伝 搬損失が影響する。図4には一定の溝深さに対して電極幅の変化に



(a) 等価屈折率 N m 及び特性インピーダンス



(b) 変調周波数帯域幅 図3 溝の深さによる特性変化

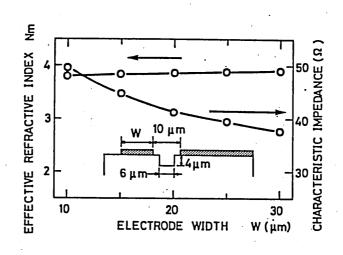


図4 電極幅の変化による特性変化

よる等価屈折率及び特性インピーダンスの変化の計算例を示す。溝がない場合、例えば、 $50\,\Omega$ の特性インピーダンスを得るのに電極幅は電極間隔の 0.6倍程度にする必要があるのに対 $0.4\,\mu$ mの溝では, $1.0\,$ 倍となり電極幅を広くできるため、導電損失の低下も可能となる。

形成された溝の影響で、導波路に加わる有効電界が低下するという問題が考えられる。図5に同一電極間隔,幅で溝の無い通常のもの(a)及び 4μmの溝を形成したもの(b)の基板垂直方向の電界分布を示す。それぞれの線路電極内側、電極直下の電界の値を参照値(図5で*で表わしている)とし、他の部分の電界の大きさを示している。この参照値は基板断面内でのほぼ最大値と考えられ、溝のある場合は無い場合の値の約70%に低下している。しかし、

(a) 溝のないばあい

(b) 4 μ m の 満があるばあい図5 電界分布の計算例

電界分布の変化に着目すると、最大値から 1/2 の値に低下する範囲(図5において、5以上の数値で表わされている部分)は横方向、深さ方向それぞれ(a)では 3μ m, 3μ mであるのにたいし、(b)では 16μ m, 6μ mと大幅にひろがっている。これらのことは溝を形成した場合、有効電界がわずかに低下するが、電極と光導波路との位置ずれに対する許容度が大きくなることを示している。

以上のことから、平行導波路間に溝を形成することにより、溝が無い場合と比べて、同一消光比を得るために必要な導波路間隔が狭まり、さらに速度非整合の改善効果を伴うことにより、全体としてより高能率な変調素子の作製が可能であると期待できる。

3. 素子の作製

図6に素子の具体的寸法を示す。作製には、まず、 LiNbO3 c板上に反応性イオンエッチングを用いて溝を形成し、その後 Ti 熱拡散による光導波路形成をおこなった。導波路上に直接金属を装荷することによる光の伝搬損失を低減するため、 SiO2 バッファ層を介して AI 電極を形成した。

LiNb03 基板エッチングマスクには 7μ m厚のAIを用いた。エッチング条件は、 CF_4 50cc/分 0.025Torr, 200 V で、エッチングレートは 15 nm/分であった。連続 5 時間エッチングにより深さ 4.3μ mの溝を形成した。その後 27 nm厚のTi 導波路パターンをリフトオフ法により形成し、980 °C 酸素雰囲気中で 4.5時間熱拡散を行い

導波路を作製した。さらに 80~nm厚 SiO_2 スパッタ膜をバッファ層とし、 $3~\mu$ m厚 Al 電極を形成した。 SiO_2 スパッタ膜をバッファ層としたばあい、いわゆるD C ドリフトが顕著に現われる [13]。 これを低減するため、電極間隔部分には SiO_2 が存在しないようにパターン化している。電極幅は $10~\mu$ m及び $20~\mu$ mのものを作製

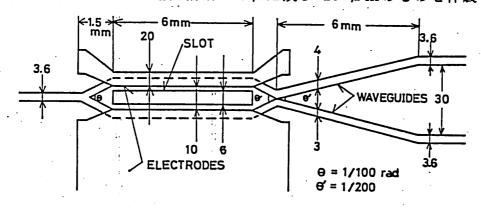


図6 試作素子のパターン

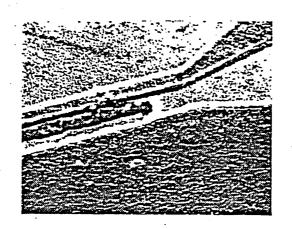


図7素子のSEM写真

した。図7に電極幅 10μ mの素子のSEM写真を示す。この場合の電極膜厚は、 2.2μ mである。

4. 実験

電極幅の異なる2種の素子を用いて実験を行なった。まず、速度 非整合の改善効果を確認するために、TDRを用いて、電気信号の 電極線路伝搬時間の測定を行った。電極長 6 mm に対して溝が無い 場合及び 4.3 μ m の溝がある場合、それぞれ伝搬時間は 85 ps及び 75 psであった。これらは変調波に対する等価屈折率に変換すると N m = 4.2 及び 3.8 に対応し、図3に示す計算結果にほぼ一致するも のである。このことから、変調帯域幅は電極長 6 mm で変調波の伝 搬損失を無視すると、溝が無い場合における 11 GHz から13.3 GHz と約20% の改善が期待できる。

変調波の伝搬損失は電極幅 20 μ mの素子では周波数の上昇に伴い、2 GHz で 2 dB、10 GHzで 5 dBと次第に増加する。電極幅10 μ mでは、10 GHzで 10 dB以上の損失が見られたため、以後の実験は、電極幅20 μ mのものを用いた。

作製した素子の半波長(スイッチング)電圧は波長 $0.63~\mu$ mにおいて、TE, TMモードそれぞれ、7.5~V, 3~Vであった。溝の深さと消光比の関係を調べた結果(図2)からは、 4μ m以上の深さの溝では、消光比 25~dB以上が期待されるが、作製した素子では,約 18~dBであった。これは素子の導波路特性がわずかながら高次モードを導波するような特性であったためと考えられる。

最後に、素子の変調周波数特性の測定を行なった。図8に測定結果を示す。丸印が測定点で、実線は等価屈折率 N_元 = 3.8 で、伝搬損失を無視した場合の理想的特性を示す。測定した 3-dB 帯域幅は約 12 GHz であり、このとき変調能率 P / Δ f = 4.2 mV/GHzであった。帯域幅は理想的には、13.5 GHz程度と見積もられるのに対し、実際の電極における導電損失及びインピーダンス不整合(電源及び負荷の50Ωに対し、変調電極は40Ω)により少し値が小さくなっている。しかし溝の無い場合の約 11 GHz という値と比べて向上が確認された。変調能率は以前我々の作製した溝の無い場合の値の 12 mV/GHz [5] に対して、同じ電極長でありながら、電極間隔の狭小化及び速度非整合の改善により大幅な向上が見られた。

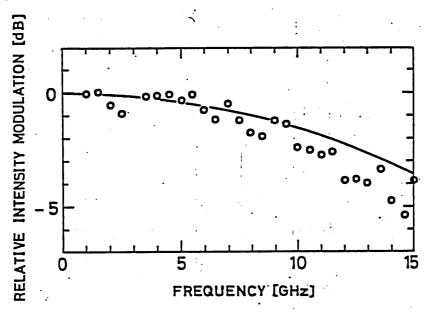


図8 試作素子の周波数特性

5.まとめ

分岐干渉形光強度変調素子において、反応性イオンエッチングを 用いて平行導波路間に微小溝を形成し、消光比の向上及び速度非整 合の改善を行った。作製した素子は 3-dB 帯域幅 12 GHz 、変調能 率 4.2 mW/GHz という高帯域・高能率なものとなった。今後、エッ チング方法を改善し、さらに電極間隔を狭くし、またインピーダン ス整合させることにより、より高能率・広帯域な光強度変調素子の 作製が行なえると考えられる。

猫文

- (1) K.Kubota, J.Noda, and O.Mikami, "Traveling-wave optical modulator using directional coupler LiNbO3 waveguide, IEEE J.Quantum Electron., QE-16, p. 287(1977)
- (2) R.C.Alferness, N.P.Economou, and L.L.Buhl, "Fast compact optical directional coupler switch/modulator,"

 Appl.Phys.Lett., vol.38, p.214(1981)
- (3) R.C.Alferness, C.H. Joyner, L.L. Buhl, and S.K. Korotky, "High-speed traveling-wave directional coupler switch/modulator for λ =1.32 μ m," IEEE J. Quantum Electron., QE-19,p.1339(1983)
- (4) M.Minakata, "Efficient LiNbO3 balanced bridge modulator/switch with an ion-etching slot", Appl.Phys.Lett., vol.35,no.1,p.40 (July 1979)

- (5) 井筒,末田,「広帯域導波形光変調素子」,信学論(C) 64-C, p.264(1981)
- (6) P.S.Cross,R.A.Baumgartner,and B.H.Kolner, "Microwave integrated optical modulator," Appl.Phys.Lett.,vol.44, p.486(1982)
- (7) E.A.J.Marcatili, "Optical subpicosecond gate,"
 Appl.Phys.Lett., vol.19, p.1468(1980)
- (8) P.L.Liu, "Recent developments in high-speed integrated optical gates," J. Opt. Commun., vol. 2. p. 2(1981)
- (9) T.Sueta and M.Izutsu, "High speed guided-wave optical modulators," J.Opt. Commun., vol. 3, p. 52(1982)
- (10) R.C.Alferness, S.K.Korotky, and E.A.J.Marcatili, "Velocity -matching technique for integrated optic traveling wave switch/modulators," Appl. Phys. Lett., vol. 44, p. 486(1984)
- (11) W.K.Burns, A.F.Milton, A.B.Lee, and E.J.West,
 "Optical modal evolutional 3-dB coupler," Appl.Opt.,
 vol.15, p.1053(1976)
- (12) M. Izutsu, A. Enokihara, and T. Sueta, "Optical-waveguide hybrid coupler", Opt. lett., vol.7, no.11, p.549(1982)
- (13) S.Yamada and M.Minakata,"DC drift phennomina in LiNbO₃ optical waveguide devices," Japanese J.Appl.Phys., vol.20,p.733(1981)

车辆科学研究会 RS 84-16

インパットタイナーな用いた多素子尊波管が増幅器

大阪工業大学 一豊田幸弘

昭和59年12月7日

インパットダイオードを用いた多素子導液管形増幅器

Multiple-Diode Waveguide Type Amplifier Using IMPATT-Diode

豊田 幸 弘 Sachihiro TOYODA 大阪工業 大学

Osaka Institute of Technology

1 まんがき

導波管を用いた電力合成発振器の論文については数多く発表されているいっと、インパットなよびがンタイオードを用いたマイクロ波電力合成増振器の論文は少く、福井のは能動素をなはしご形回路にした電力合成増振器を発表している、G.J. Terinic 40は黒川の方法を用いて44石田帯で電力合成増振器を発表している。両者は増協器ンして使用する場合の理論的な解析は行っていたい。

著者はインパットダイオード(以下能動素子 と略記する)を用いたる素子反射形なよび番週 形電力合成増幅器を考察した、2種類の電力合 成増幅器の動作を明らかにするために、その等 個回路を高次の反射の影響を考慮に入れて電磁 界才程式を解いて求めたが、2種類の電力合成増 幅器は10分別にするために入れて電磁 帯器は10分別である。2種類の電力合成増 幅器は10分別である。1つかによる を記述する。1つが を記述する。1つ

2 多素子及射形電力合成增馏器 2-1 導放管空間1=2個の能動素子生发符した 反射形電炉成增幅器の解析工字価回路

草波管空胸内に2個の能動素子を装荷した反射形電力合成増幅器の構造は図1に示す。誘途世界では図1に示す。 世窓外シ11隔では一段ででである。 世窓外シ11隔では一段ででである。 ででは一次では一次では一次では ででは一次では一次では ででは、2本の単位では、高いでは ではしてする。2本の単体構工を動素子では ではしてする。2本の単体構工を動素子では ではしてする。2本の単体構工を動素子では ではしてする。2本の単体構工を動素子では ではりに一様な細い半径とのボストで近似する。

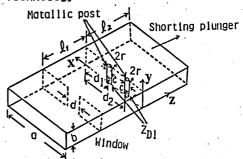


图1 2個唯動幸好装荷は風形電給成增協器

尊体棒と乙川流れる電流をJ(y)5(z)(x-d1), J_(y)δ(z)(x-d2)で近似する。= 水らの仮定に基 ブルて解析した結果の字面回路は図2 に示す(解析の発細はも敵に引き分明)

$$W = \frac{(A_1 - A_2)(S_1 - S_2)b}{(S_1 - S_2) + (A_1 - A_2)(b - C)^2}$$

$$A_1 = \frac{1}{2ab} \sum_{m=2}^{M} \frac{1}{\ln a} (1 - e^{-\frac{1}{1} \ln a}) \left[\cos \left(\frac{m\pi r}{a} \right) - \cos \left[\frac{m\pi (2d_1 + r)}{a} \right] \right]$$

$$A_2 = \frac{1}{2ab} \sum_{m=2}^{M} \frac{(-1)^{m+1}}{\ln a} (1 - e^{-\frac{1}{1} \ln a}) \left[\cos \left(\frac{m\pi r}{a} \right) - \cos \left[\frac{m\pi (2d_1 + r)}{a} \right] \right]$$

$$S_{1}=-\int \frac{2}{\omega \varepsilon_{c} ab} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{1+\omega th \lceil \frac{1}{mn} \rceil} \frac{\int_{0}^{2}}{\int_{0}^{2}} \left[\omega s \left(\frac{m\pi r}{a} \right) - \omega s \left\{ \frac{m\pi (2d_{1}+r)}{a} \right\} \right]$$

$$\cdot \left\{ sin \left(\frac{n\pi c}{b} \right) \left(\frac{n\pi}{b} \right)^{2} \right\}$$

$$S_{2}=-\int \frac{2}{\omega \varepsilon_{o} ab} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{nm} \frac{(-1)^{m+1}}{1+\omega th \lceil \frac{1}{mn} \rceil} \frac{\int_{0}^{2}}{\int_{0}^{2}} \left[\omega s \left(\frac{m\pi r}{a} \right) - \omega s \left[\frac{m\pi (2d_{1}+r)}{a} \right] \right]$$

$$\cdot \left\{ sin \left(\frac{n\pi c}{b} \right) \left(\frac{n\pi}{b} \right) \right\}^{2}$$

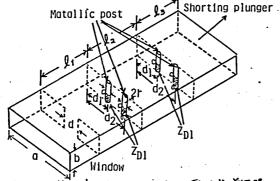
$$V_{1}=-i \gamma \frac{\lambda_{1}}{a} \cot^{2} \left(\frac{\pi c}{ab} \right)$$

$$(2)$$

式(1)に能動表3a1アラ×ータを代入して、アド ミタンスなもまめる。式(2)は誘導性窓のサセ プタンスでする。

2-2 道液管空洞に4個の能動素子な装荷は 反射形電站合成增幅器4解析2等面回路

单波管空洞 □4個a能動素3 5装符 L t 反射 形電力合成增幅器 确凿は图31二示寸、誘導性



团3 4個2能動業子2案許は反射形動合成增幅器

窓のを長さり隔2 も位置で壁面から かとかの位 置で導体棒の下に能動素3を装荷レ、 更に、長 さり勝てた位置に同様な触素子を装むした。 能動素すの後才見の位置に短移板をおりている。増幅器の解析はユーイ節に述べておる。

图4 图31-71区射形电力合成增幅器4等值回路

图 31- 京 1 反射形電力合成增幅器。 等価回路 は四41=ます。

$$Z_{2} = \frac{Ao}{2E_{1}} + \frac{1}{\frac{1}{2E_{1}}(b-c)^{2}} + \frac{(\sqrt{2E_{1}}b)^{2}}{Z\rho}$$

$$= = Z^{*}$$

$$Z_{p} = \frac{Z_{01}Z_{p,2} + \frac{U}{2}(Z_{01} + Z_{02})}{(\frac{1}{12})^{2}Z_{01} + (\frac{1}{\sqrt{2}})^{2}Z_{02} + (\sqrt{2})^{2}\frac{U}{2}}, Z_{01} = Z_{02}$$

$$W = \frac{(A_{1}-A_{2})(S_{1}-S_{2})b^{2}}{(S_{1}-S_{2})+(A_{1}-A_{2})(b-c)^{2}}$$

$$(2) \quad A_{1} = j\frac{\omega\mu_{0}}{2ab} \sum_{m=2}^{2a} \frac{1}{|m_{0}|} \left(\cos\left(\frac{m\pi r}{A}\right) - \cos\left(\frac{m\pi(2d_{1}+r)}{A}\right)\right)$$

$$Z_{1} = -j\frac{\omega\mu_{0}}{2ab} \sum_{m=2}^{2a} \frac{(-1)^{m+1}}{|m_{0}|} \left(\cos\left(\frac{m\pi r}{A}\right) - \cos\left(\frac{m\pi(2d_{1}+r)}{A}\right)\right)$$

$$S_{1} = -j\frac{1}{\omega E_{0}ab} \sum_{m=1}^{2a} \sum_{n=1}^{2a} \frac{(-1)^{m+1}}{|m_{0}|} \left(\cos\left(\frac{m\pi r}{A}\right) - \cos\left(\frac{m\pi(2d_{1}+r)}{A}\right)\right)$$

$$S_{2} = -j\frac{1}{\omega E_{0}ab} \sum_{m=1}^{2a} \sum_{n=1}^{2a} \frac{(-1)^{m+1}|n_{0}|^{2}}{|m_{0}|} \left(\cos\left(\frac{m\pi r}{A}\right) - \cos\left(\frac{m\pi(2d_{1}+r)}{A}\right)\right)$$

$$S_{2} = -j\frac{1}{\omega E_{0}ab} \sum_{m=1}^{2a} \sum_{n=1}^{2a} \frac{(-1)^{m+1}|n_{0}|^{2}}{|m_{0}|} \left(\cos\left(\frac{m\pi r}{A}\right) - \cos\left(\frac{m\pi(2d_{1}+r)}{A}\right)\right)$$

$$S_{3} = -j\frac{1}{\omega E_{0}ab} \sum_{m=1}^{2a} \sum_{n=1}^{2a} \frac{(-1)^{m+1}|n_{0}|^{2}}{|m_{0}|} \left(\cos\left(\frac{m\pi r}{A}\right) - \cos\left(\frac{m\pi(2d_{1}+r)}{A}\right)\right)$$

$$S_{3} = -j\frac{1}{\omega E_{0}ab} \sum_{m=1}^{2a} \sum_{n=1}^{2a} \frac{(-1)^{m+1}|n_{0}|^{2}}{|m_{0}|} \left(\cos\left(\frac{m\pi r}{A}\right) - \cos\left(\frac{m\pi(2d_{1}+r)}{A}\right)\right)$$

$$S_{3} = -j\frac{1}{\omega E_{0}ab} \sum_{m=1}^{2a} \sum_{n=1}^{2a} \frac{(-1)^{m+1}|n_{0}|^{2}}{|m_{0}|} \left(\cos\left(\frac{m\pi r}{A}\right) - \cos\left(\frac{m\pi(2d_{1}+r)}{A}\right)\right)$$

$$S_{4} = -j\frac{1}{\omega E_{0}ab} \sum_{m=1}^{2a} \sum_{n=1}^{2a} \frac{(-1)^{m+1}|n_{0}|^{2}}{|m_{0}|} \left(\cos\left(\frac{m\pi r}{A}\right) - \cos\left(\frac{m\pi(2d_{1}+r)}{A}\right)\right)$$

$$S_{4} = -j\frac{1}{\omega E_{0}ab} \sum_{m=1}^{2a} \sum_{n=1}^{2a} \frac{(-1)^{m+1}|n_{0}|^{2}}{|m_{0}|} \left(\cos\left(\frac{m\pi r}{A}\right) - \cos\left(\frac{m\pi(2d_{1}+r)}{A}\right)\right)$$

式(3)如文人在末出る。

2-3 剪波管空胴に8個の能動業3を装荷は 所形電力合成增幅器 9.等価回路

单放管空胸に8個n能動素子女装荷L在反射 形電か合成増備器の構造は図5に示す。図3に

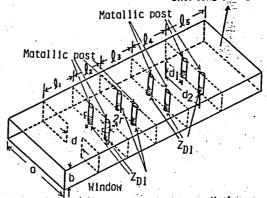
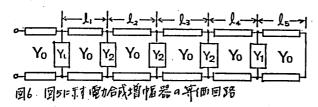


图5 8個內能動料沒裝荷止日射形電給成增格器

示す電力合成増幅器に4個の能動業子が増えた だけで他は同じである。

图51-111 反射形電力合成增幅器の等価回路 は図bにます。図bにます等価回路のTLンToに フリスは 2-1節22-2節に述べた。



3 反射形電力合成増幅器の構造

図1 に示す構造の試介増幅器の写真は図7に 示す、計算で得た単液管空胴の寸法は次のよう になる、単液管空胴の横幅のは22.9mm、高さ



图7 2個a能動素注裝荷止時形動給成增幅 器內写真

bは3mmでする。長されとしはそれぞれ10mmである。山は0/3, d2は20/3でする。能動素子の高さでは1mm, 導体棒の長さは2mmである。誘導性窓の幅はは8mmでする。 草波管空間の高さ3mm から標準の高さまで徐々にテーパをフけ、テーパの長さは3入り(周波数10GH)の長さにした。

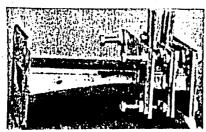


図8 4個a能動素羟装荷止反射形電加合成增幅 器a罕真

図3に示す構造の試作増幅器の写真は図8に示す、導液管空間に4個の能動素子を装荷したときの共振問 波数と同じにするために、計算した導液管空間のす法は次のようになる、連液管空間の構協のは22.9mm、高さらは3mmである。長さんと

見および laはそれぞれ7.3 mm (実験で得ま長さは7mmであった、話くなった理由は4章で説明する)である。 duは1/3 , daは21/3 である。 誘導性窓の幅dは8.5 mm である。

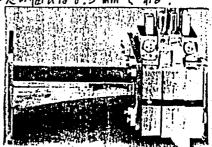


図5に示す構造の試作増協器の写真は図9に示す。導液管空間に8個の能動素3を装荷したと、空間に2個装許したとさの支振胃液数に同じにするために,計算した導液管空間の寸法は次のようになる、薄液管空間の横幅のは229mm,高生しは3mmである。長さ1,12,13と14,15はそれぞ川5,2mm(宗殿で得た長さは5mmである。該導性図の個は4,6mmである。

4 反射形電力合成增幅器a数值計算 と実験程果

電力合成増幅器に用いた能動素をはNEC製品 ISTI2-URである。能動素を内小信号と大 信号アドミタンス特性は図IOに示す。能動素

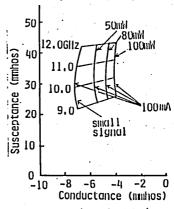


図10 IST12-UR 不小外外十十小倍之材語 下下3.7年性 子850年回軸係路の移端=装符した。文献

[6]~[8]a 測定方法上従って小信号 はNetwork
". Analyzer で、大信号は同軸定在波測定器で測定 した、測定問波数範囲は96Hz -Mら12GHzすでである。

この能動素子のパラメータを用って電力合成 増幅器を試作するとも増幅回路の安定条件式一 着問題になる。それは大信号のとき負性コンター クタンスが小さくなるので増幅回路の安定条件 は満足するが、小信号のとき負性コンタークタン スが大きくなるので増幅回路の安定条件を満捉 させなければならなり、

四101=示す能動素子のパラメータを用って、 導波管空胴に2個から8個までの能動素子を装 行したとさの反射形電力合成増幅器の安定条件 を満足する
単波管空胴の高さ b , 能動素子間の したよび
防導性空の幅 d を計算した(3章を参照)。

单浓管空胸:= 2個內能動素子左装荷した反射 形電力合成增幅器(图12图7至参照)の出加動計 入加動特性时图11 12 下寸,能動素子內以77又電磁

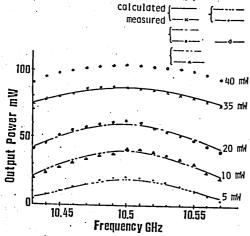


图11 能動學程2個裝荷1次2日本力量的計入力量力特性

100 mA - 定にして, 入力電力を5mWから 40mWまで変化させたとき出力電力は20mWから105mWまでを得た.動作問波教範囲は10.43 GHzが10.57GHzでおる。

草波管空間に4個の能動素 発表前は 同形電か成 増幅器の出か電か対入か電か特性は 図12に示す。 能動素子のバイアス電流を100mA - 定にして、入か電力を0.5mWから28mWまで変化させたとき出力 電力は6mWから102mWまでを得た、計算値と実別値は比較的よく一致している。

尊波管空明1-16個4能動影白装荷山长脚形電动合

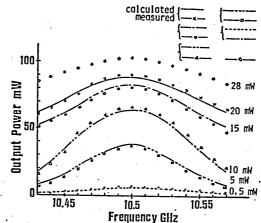


图12 雕動素384個装荷作と20份種的村人力電力特性

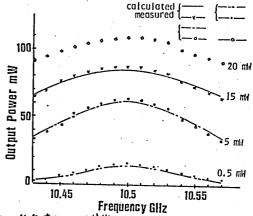


图13能勤素子自6個装荷上下2至0出办勘析入办电力特性

成増幅器の出か動対入が動特性は図13に示す。 導設管空間にも個の能動素子を装荷したときの共振間 空間に2個の能動素子を装荷したときの共振間 政教2同じにするた料に、計算した空間の寸法 は次のようになる、導液管空間の横幅 Aは22.9 mm, 高さらは3mmである。長さより、人はとよる ながよる、誘導性窓の幅はは9.1mmである。 能動素子のバイヤス電流を100mM - 定にして、 入力電力を0.5mW かシ20mWまで変化させた と出力電力は15mWから110mWまでは得 た。

単波管 9月18個 雑動素 32 宏荷には24 出力電が付かで 力特性は 914に下す。 能動素 3 のバイアス 電流を 100mA 一定にして、入力電力を 2mW から 12mWまで変化させたとき出力電力は 50 mW から 11 4 mW までを得 た。

四川に示す出か動か対入力配か特性を基準にして、四にと 四日かよい回川に示す出か電か対入力限か特になるでは較

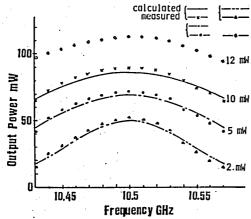


图14 能動素狂8個裝荷は上三の増幅特性

13

1

最初に周12日12日12日本地では入り電が入り電が特性を比較すると、導設管空間に4個の能動素子を装荷することによって、入力電力をmWで出力電力は1.9倍、20mWで1.5倍大きくなっていることがわかる。

図112回13に対土か電が入力電が特性を比較するよう 力電力 5mW で出力電力は3 倍,20mWで1.7 倍大きくなって 11 3 .

四112回141年本加齢が入か動特性を比較する。能動素する6個増すニンによって、入力電からmWで出力電力は3.5倍、10mWで2.2倍大きくなって113ニンが計算値ならが実測値からわかった。

3事で述べた長さ上、たことはおび人の値で図に と図はおよび図はに示す出か動対入力限力特性を 計算したが、試作増幅器の才の長立な征くする と(3章を参照)と実測値と計算値は比較交 的よく一致する、征くなった理由は各々の能動 素子のパラメータの僅かの違いで生じるものと 思かれる、また、導波管空間に2個から8個と 能動素子を増すことによって誘導性窓の幅めも なくなっていることがわかる。

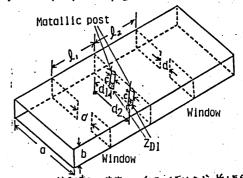
出力電力が最大となる能動素子の落品する位置は、とdzを計算すると、d,はa/3、dzは20/3であった。能動素子を導液管空間の壁面に近づけると出力電力は小さくなることを計算結果から確かれた。

っざに,入り電力を大きくしたときに生じる 高調液を調べるためにスペクトラム・アナライザ で観測したとニろ / 30mW になると高調液が 生じる = とがわかった。

安定条件の満足する準液管空間の高さは4mm まででおる。また、単液管空間に10個の能動 素子を装断すると発振すること計算からたレ かめた。

5 多素子进過形電力合成增幅器 5-1 单被管空间=2個內能動業子を装荷! 在透過形 電动合成增幅器內解析二等個回路

華浓管空間に2個の能動素子を装折した透過 形電か合成増幅器の構造は図15に示す。 導液



四5 2個 a能動素狂港荷比透過形配合成增幅器

管空嗣のエ軸オ向に壁面からdsとdzの位置で導 存棒の下に能動素子を装荷レ、長さ引と見降で た位置に誘導性窓をおいている、増幅器の解析 については2章に述べておる。

四15にする過形電力を成増帳器の等価回路は回16に示す、等価回路に示すているととに

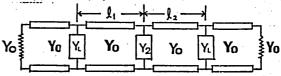


图16 图15=村南岭成增幅器《单面图路

フロでは2章に述べておる。

5.-2 单报管空间1=4個a能動素子至装于1.t 電力合成增幅器a解析工等価回路

導波管空胴に4個の能動素子を装荷した金멸形配力合成増幅器の構造は図17に示す。誘導性窓がら見隔でた位置に壁面がらdixdoの位置で草体棒の下に能動素子を装荷し、更に、長さとなるで置に同様な能動素子を装荷している。

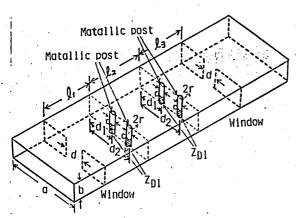
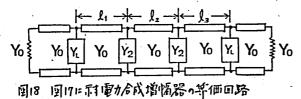


图17 4個內能動素子至著茶は透過形電力 合成增幅器

能動素30後才見30位置=誘導性窓をおりてり 3.電か合成増幅器の解析につりては2章に述 个でおる。



国17に示す電か合成増協器は図18に示す。 図18に示す化と Y2については 2章に述べて 末3.

6 金型形电力合成增幅器内構造

図151=示す構造の試作増協器の写真は図19 1=すず、計算で得ま導波管空胴の寸法は次のよ

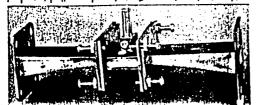


图19 2個m能動素子2装荷山透過形電力合成增幅 器n字真

うになる。 導液管空間の横幅 aは22.9 mm,高 立らは3mmでおる。 長さ しと 足はそれぞれに8 mm でおる。誘導性窓の幅 dは10 mm, dizdz は 0/3 と20/3でおる。 9パオードの高さ Cは 1mm, 導体棒の長さは2 mmでおる。 導波管のテ -11の長さは3章に述べておる。

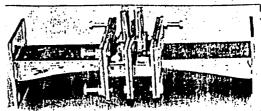


图20 4個a能動素对某符片透過形電加合成增售 器內罕真

図17=示す構造の試作増幅器の写真1期20 = 示す、導流管空間=4個の能動素子を装荷したさる共振 目波数と同じ=するため=計算した算波管空間 の寸法は次のよう=なる、導液管の積極のは 22.9mm,高からは3mmでおる、長さり、上に 上にされぞれ12./mm(寒飲で得た長さは別した mmでおった、短くなった理由は7草で説明する)でおる。 d,と d2 は a/3 と 20/3 でおる。 な グイオードの高さ C は1 mm, 導体棒の長さは 2mmでおる。

7 金亚珍電力合成增幅器a数值計算 z 实验结果

透過形電力合成増幅器 □用 □ に能動素子は 1ST12-URでおる。 = a能動素子のパラメー 9を用 □ で変過形電力合成増幅器を試作すると 芝及射形電力合成増幅器の出力電力計入力電力符 性生本がに同じ方法でおがれてよい。

図10に示す能動素 3のパラメータを用りて、 草液管空間に2個末るりは4個の能動素子を装 荷したときの金過形電力合成増協器の安定条件 の滿足する草液管空間の高さり、能動素子間と まよび誘導住窓の幅dを計算した(6車を参照)

導液管空間に2個a能動業子を装荷した透過形電力合成増幅器(図15×図19を参照)の出力電力対入力電力特性は図21に対、能動業30バイアス電流を100mA一定にレス、入力電力を0.5mW ハラ20mWまで変化させたとき出力電力は5mW ムシアタmWまでを得た。

草栽管空間に4個の能動素子を装荷した番問 砂酸力合成増幅器(図17と図20 26年間の出力動計 入力電力特性は図22に示す、4個の能動素子のバアス電流を100mA-定にして、入力電力をの5mWから12mWまで変化させたとき出力電力は16mWから105mWまでを得た。動作

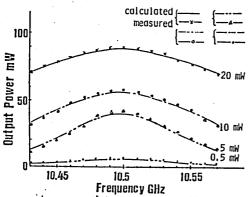


图2 能動素子在2個装荷はときの対力電力計入力電力特性

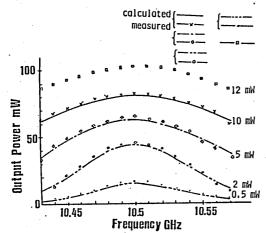


图72 能動養384個潔持1七年4月か零が計10億か特性

周波教範囲は10.43年代2010.57年代でする。計算値と項測値は比較的よく一致1213. 導波管空間に4個の能動素ラダ湯荷すると実験で得た長さられたりは計算ではれた長さられたりは計算ではれた長さらり様くしないというは計算ではれた長さらり移くしないとはの前に一致1111、それは4個の能動素チョバラメータの僅かの違いで生じたものと思われる。 四2121回22に示す出か電が対入力電が特性を比較する。導波管空間に44個の能動素子を製計なるとによって、入力電か0.5m以で出力電かは3倍、入力電か10mWで1.43倍大きくなっていることが計算および実測値からわかった。

安定条件の満足する鼻液管の高さは4mmまでである。また、空間内に6個の能動素子を装荷すると発情することを計算結果外シ確か出た。

7 反射形 木上 (公查過形電力合成增幅器 a 比較 2種類の関か合成増幅器の出か電力対入か配力 特性について比較検討する。

1914と1922に対出か電か計入が電か特性を比較する。 人力電力を2mW から12mW まで変化させた と当生過形は反射形電力合成増幅器に比べて出 力電力が全体に5mW程度低いが、4個の能動素で二川だけの出力電力が得られることは反射 形電力を成増幅器よりすぐれている。1かし、 登野で動力合成増幅器を用いる場合、入出力に 単向管を用いたければなると反射形はサーキュム 一タで入出力を分離できるので簡単である。

むすび

本論文は2種類の電力合成増協器を構成した。使用する能動素子のパラメータを測定さえすれば電力合成増協器の設計ができることを示した。また、太帯域電力合成増協器を作成することが 今後の課題でする。

文献

- 1) K.Kurokawa "line single-cavity multiple -device Oscillation" IEEE MTT. Vol MTT-19, PP. 739/201 Octo 1971
- 2) S.F. Hamilton, "32-diode wavequide power combiner" in 1980 IEEE MITI-S, Int. Microwale Symp. Dig., 1980 Pt. 183/85
- 1980 Pt. 183/85 3) 野木, 四中,福井,"はレニザラ東3構造を用いたマイクロ液 電力地中猛器"即和上7月度 電3通信号系統合全国大会 NOTTA
- 4) G. Jerinic, J. Filines "BW Q Band Solid State
 Amplifier" 1983 IEEE MIT-S Int. Hiereware Symp.
 Dig. June Pr. 481/183
- 5) 豊田 "2本 本本本本 にタイオードを港替した才形達流管の等価回路"マイクロボ 研 資 MW75-96 (1975-12)
- 6) 高山洋一即 "GAs Read, GDAs Min ままな Sipin インパットタイオードのインセータンス 測定による比較 " ED 73-70 (1974-01)
- 7) J.W. Gewartowski "Active IMPATT-diode
 Parameters obtained by computer reduction of
 experimental ofta, Proc IEEE., MIT-18, 3.
 P 157 (Mar. 1970)
- P) 松牛,又留,"か":947-11-155/155/156-9":又a理院" 作学マイクロ研資 MW 73-15 (1973 -05)
- 9)专员、箱田"IMPATT-Dides用us 對於歐洲 器"的外外在逐渐形态综合全国技 的。945

輻射科学研究会資料 RS 84-17

周期的にプラズマが誘起された半導体 導波路におけるミリ波のブラッグ反射

松本正行 堤 誠 熊谷信昭 (大阪大学 工学部)

1985年3月15日

1. まえか"き

近年,ミリ波集積回路における導波路の媒質と して Si, GaAs などの高抵抗率の半導体が注目を 集めている。[1][2] 導波路媒質に半導体を用いること の主な利点として、(1) IMPATT ダイオード などの能 動素子との一体化が可能であること。(2)キャリア密 度を変えることによるミリ波の伝搬特性の制御が可 能であること。が挙げられる。特に(2)に関しては,最 近、Lee 5^[3]、小楠 5^[4]が、光照射による電子正孔対 (以下,これをプラズマと呼ぶ。)の誘起を利用して,方 形半導体導波路におけるミリシ皮の伝搬特性の制御 を試み、その理論的並びに実験的な報告を行った。 これらの報告では、波動の伝搬方向に一様にプラズマ が誘起された半導体導波路における固有モードの伝 搬特性を解析しており、ミリ波帯電子制御移相器や 変調器への応用を目的としている。

本報告では、半導体スラブ導波路の表面に、波動の 伝搬方向に周期的に光が照射される場合を想定して [5] この周期構造導波路からのミリ波のブラッグ反射 特性を理論的に解析し、プラズマ密度とブラッグ、反射 特性との関係などを明らかにする。

2. プラスマが誘起された半導体導波路 の固有モード

本章では、波動の伝搬方向に一様にプラズマが誘起された半導体スラブ導波路におけるTEタイプの固有モードの伝搬特性及び界分布を明らかにする。

図1に示すように、厚さd、上は誘電率 6rの半導体スラブの表面に深さtgにかたって均一な密度でプラズマが誘起された構造を考える。放射モードの連続スペクトルを離散化するために、半導体スラブの上下に間隔れを隔てて完全導体壁が置かれている。電磁界はよ方向には一様であり、波動はZ方向に伝搬するものとす

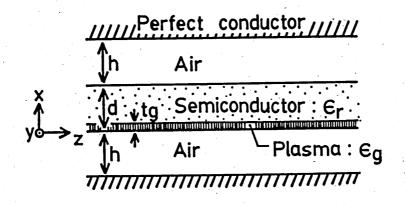


図1 プラズマが誘起された半導体導波路

る。ヌ,電磁界の時間因子はヒ^{jwt}とする。プラズマが 存在する領域 0<エ<tg における比誘電率は

$$\varepsilon_{q} = \varepsilon_{r} - \sum_{i=e,h} \left(\frac{\omega_{pi}^{2}}{\omega^{2} + \nu_{i}^{2}} + j \frac{\nu_{i}}{\omega} \frac{\omega_{pi}^{2}}{\omega^{2} + \nu_{i}^{2}} \right)$$
 (1)

1旦し
$$\omega_{\text{Pi}}^2 = \frac{ne^2}{6.m.*}$$

で与えられる。 $^{[6]}$ ここで, $\mathcal{V}i$,n, e, e, m; * はそれぞ れ,衝突周波数,プラズマ密度,電子の電荷量,自由空間 の誘電率,有効質量である。なお,添字i が付されている 諸量については,i = e の場合は電子に関する量であり,i = o の場合は正孔に関する量である。

$$\left(\cos k_{\text{I}} h \cdot \cos k_{\text{II}} t_{g} - \frac{k_{\text{II}}}{k_{\text{I}}} \sin k_{\text{I}} h \cdot \sin k_{\text{II}} t_{g} \right)$$

$$\cdot \left\{ \frac{1}{k_{\text{I}}} \cos k_{\text{II}} (d - t_{g}) \cdot \sinh k_{\text{I}} (h - d) + \frac{1}{k_{\text{II}}} \sin k_{\text{II}} (d - t_{g}) \cdot \cos k_{\text{I}} (h - d) \right\}$$

$$+ \left(\frac{1}{k_{\text{II}}} \cos k_{\text{I}} h \cdot \sin k_{\text{II}} t_{g} + \frac{1}{k_{\text{I}}} \sin k_{\text{I}} h \cdot \cos k_{\text{II}} t_{g} \right)$$

$$\begin{aligned}
& \left\{ -\frac{k_{\pi}}{k_{r}} \sin k_{\pi} (d - t_{g}) \cdot \sin k_{r} (h - d) + \cos k_{\pi} (d - t_{g}) \cos k_{r} (h - d) \right\} \\
&= 0 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \left\{ -\frac{k_{\pi}}{k_{r}} \sin k_{\pi} (d - t_{g}) \cdot \sin k_{r} (h - d) + \cos k_{\pi} (d - t_{g}) \cos k_{r} (h - d) \right\} \\
&= 0 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \left\{ -\frac{k_{\pi}}{k_{r}} \sin k_{\pi} (d - t_{g}) \cdot \sin k_{r} (h - d) + \cos k_{\pi} (d - t_{g}) \cos k_{r} (h - d) \right\} \\
& \left\{ -\frac{k_{\pi}}{k_{r}} \sin k_{\pi} (d - t_{g}) \cdot \sin k_{r} (h - d) + \cos k_{\pi} (d - t_{g}) \cos k_{r} (h - d) \right\} \\
& \left\{ -\frac{k_{\pi}}{k_{r}} \sin k_{\pi} (d - t_{g}) \cdot \sin k_{r} (h - d) + \cos k_{\pi} (d - t_{g}) \cos k_{r} (h - d) \right\} \\
& \left\{ -\frac{k_{\pi}}{k_{r}} \sin k_{\pi} (d - t_{g}) \cdot \sin k_{r} (h - d) + \cos k_{\pi} (d - t_{g}) \cos k_{r} (h - d) \right\} \\
& \left\{ -\frac{k_{\pi}}{k_{r}} \sin k_{\pi} (d - t_{g}) \cdot \sin k_{r} (h - d) + \cos k_{\pi} (d - t_{g}) \cos k_{r} (h - d) \right\} \\
& \left\{ -\frac{k_{\pi}}{k_{r}} \sin k_{\pi} (d - t_{g}) \cdot \sin k_{r} (h - d) + \cos k_{\pi} (d - t_{g}) \cos k_{r} (h - d) \right\} \\
& \left\{ -\frac{k_{\pi}}{k_{r}} \sin k_{\pi} (d - t_{g}) \cdot \sin k_{r} (h - d) + \cos k_{\pi} (d - t_{g}) \cos k_{r} (h - d) \right\} \\
& \left\{ -\frac{k_{\pi}}{k_{r}} \sin k_{\pi} (d - t_{g}) \cdot \sin k_{r} (h - d) + \cos k_{\pi} (d - t_{g}) \cos k_{r} (h - d) \right\} \\
& \left\{ -\frac{k_{\pi}}{k_{r}} \sin k_{\pi} (d - t_{g}) \cdot \sin k_{r} (h - d) + \cos k_{\pi} (d - t_{g}) \cos k_{r} (h - d) \right\} \\
& \left\{ -\frac{k_{\pi}}{k_{r}} \sin k_{\pi} (d - t_{g}) \cdot \sin k_{r} (h - d) + \cos k_{\pi} (d - t_{g}) \cos k_{r} (h - d) \right\} \\
& \left\{ -\frac{k_{\pi}}{k_{r}} \sin k_{\pi} (d - t_{g}) \cdot \sin k_{r} (h - d) + \cos k_{\pi} (d - t_{g}) \cos k_{r} (h - d) \right\} \\
& \left\{ -\frac{k_{\pi}}{k_{r}} \sin k_{r} (d - t_{g}) \cdot \sin k_{r} (h - d) + \cos k_{\pi} (h - d) \right\} \\
& \left\{ -\frac{k_{\pi}}{k_{r}} \sin k_{r} (d - t_{g}) \cdot \sin k_{r} (h - d) + \cos k_{\pi} (h - d) \right\} \\
& \left\{ -\frac{k_{\pi}}{k_{r}} \sin k_{r} (d - t_{g}) \cdot \sin k_{r} (h - d) + \cos k_{\pi} (h - d) \right\} \\
& \left\{ -\frac{k_{\pi}}{k_{r}} \sin k_{r} (h - d) + \cos k_{\pi} (h - d) \right\} \\
& \left\{ -\frac{k_{\pi}}{k_{r}} \sin k_{r} (h - d) + \cos k_{\pi} (h - d) \right\} \\
& \left\{ -\frac{k_{\pi}}{k_{r}} \sin k_{r} (h - d) + \cos k_{\pi} (h - d) \right\} \\
& \left\{ -\frac{k_{\pi}}{k_{r}} \sin k_{r} (h - d) + \cos k_{\pi} (h - d) \right\} \\
& \left\{ -\frac{k_{\pi}}{k_{r}} \sin k_{r} (h - d) + \cos k_{\pi} (h - d) \right\} \\
& \left\{ -\frac{k_{\pi}}{k_{r}} \sin k_{r} \sin k_{r} (h - d) + \cos k_{\pi} (h - d) \right\} \right\}$$

ここで、 Mo, 月はそれぞれ,自由空間の透磁率, Z方向の 伝搬定数である。

式(1)か5かかるように、Egは複素数であるので、式(2)の解月も複素数となる。図2 は低次の32のモードについて、周波数 f=50 GH_Z において、プラズマ密度 n を変えた場合の伝搬定数月の軌跡を描いたものである。導波路の寸法は d=0.7 mm 、 $t_g=0.05$ mm 、 $t_a=1$ mm YL 、 Z 、 半導体 Z してはシリコンを想定して Er=11.8 、 $Ve=4.53 \times 10^{12}$ S^{-1} 、 $V_R=7.71 \times 10^{12}$ S^{-1} 、 $Me^*=0.259$ mo 、 $me^*=0.38$ mo (mo は電子の静止質量) Z いう値を用いた。 (以下、本報告のすべての数値計算では、半導体 Z してシリコンを想定し、上記の数値を用いる。)

図2のRe[β] 軸並びにIm[β] 軸上に示した〇印及び △印はそれぞれ、n=0の場合の伝搬定数の値,プラズマ

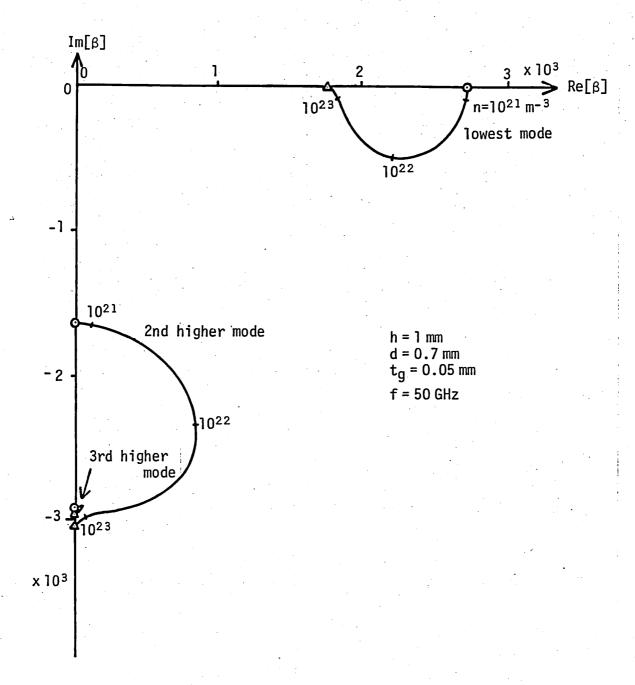
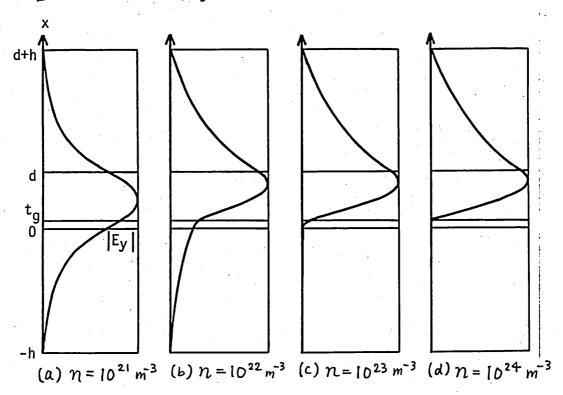


図2 プラズマ密度 n を変えた場合の 伝搬定数 β の軌跡

層を完全導体で置き換えた場合の伝搬定数の値を示す ものであり、同図から、プラズマ密度を零から徐々に増すに 従って伝搬定数はの印で示す値から Δ 印で示す値に連 続的に変化することがわかる。このことを最低次モードの電 界分布で示したものが図るであり、れを増すに従って電界が プラズマ層内から排除され、同図(d)に示すように $n=10^{24}$ m^{-3} の \pm 場合には プラズマ層はほとんと、完全導体として働くことがわかる。。



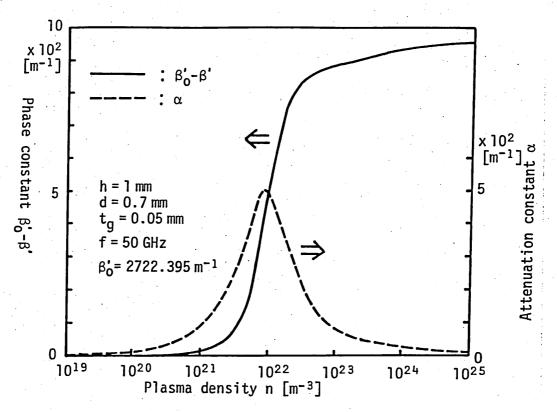


図4 プラズマ密度を変えた場合の,最低次モードの 減衰定数と位相定数の変化量

図4は,最低次モードについて,プラズマ密度れを横軸として減衰定数 α (=- $I_m[\beta]$) 並びに 位相定数 β (= $Re[\beta]$) の α の の 場合の値 β が β の 変化量 β の β を 描いたものである。同図 より, 減衰定数 α は α に α の α で を を なることが かかる。 α 、同図 て、 α で α で α の が α より 大きな値をとる 場合は、 α の 値は 小さく α の 値は 大きい。 α が α の より 大きな 値をとる 場合は、 α の で α で α を α で α の α が α の α に α の α の α が α の α の α の α の α を α の α の

生いさせるような強度をもっ光を用いれば、光を照射するかしないかによって、ミリ波の伝統特性を大きな減衰を伴わずに制御することが可能である。

3. 不連続部の解析

本報告では、図5に示すように、プラスマが誘起された 半導体導波路(導波路b)とプラズマが誘起されていな い導波路(導波路 a)が交互に周期的に接続された 構造について解析を行う。

一般に周期構造導波路における電磁波の伝搬特性を解析する手法としては、(1)摂動法の一種である結合モード理論に基づく方法^[7]、(2)周期構造が無限に続く場合の厳密解が得られる空間高調波展開法^[8]、(3)導波路不連続部におけるモード間の散乱行列をもと

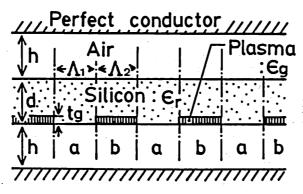


図5 周期構造導波路

にする等価回路論的な手法[4],[10], などの様々な方法がある。しかしながら、ここで取り扱う構造の場合、図午(d)に示す界分布からわかるように、プラスで層が電磁界に与える影響は摂動の範囲を越えていると考えられ、前記の(1)の手法を用いることはできない。又、(2)の手法では 0く又く tg における Z方向の誘電率分布を フーリエ級数展開する必要があるが、プラズマの 比誘電率の絶対値が大きく(f=50 GHz、九=10²⁴m⁻³ の場合 Eg=-7.3×10²-à 1.2×10⁴)、フーリエ展開係数も大きな値とたるので、相当に数の高い空間高調波まで考慮に入れたければ解が収束しないと予想される。そこで、本報告では(3)の手法を用いる。

本章では、以下、最小2乗誤差法による導波路不連続 部の解析^{[9],[11]}について述べる。

3.1 散乱係数の導出

図6に示すような、プラズマが誘起されていない導波路のとアラズマが誘起された導波路 との接合部に、導波

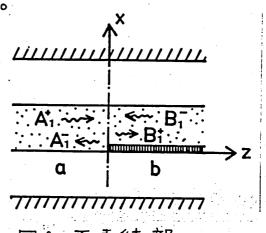


図6 不連続部

路の側から振幅1の最低次のTEモードが入射すると考える。この時の散乱電磁界を各導波路の固有モードで 展開すれば、接合面を=0における電界のよ方向成分 並びに磁界のス方向成分は、導波路の側で

$$E_{y}^{(a)}(x) = E_{y_1}^{(a)}(x) + \sum_{i=1}^{N} A_i E_{y_i}^{(a)}(x)$$
 (3a)

$$H_{x}^{(a)}(x) = -\frac{1}{\omega \mu_{o}} \left\{ \beta_{1}^{(a)} E_{y_{1}}^{(a)}(x) - \sum_{i=1}^{N} A_{i}^{-} \beta_{i}^{(a)} E_{y_{i}}^{(a)}(x) \right\}$$
(3b)

のように表され、導波路6側で

$$E_{y}^{(b)}(x) = \sum_{i=1}^{N} B_{i}^{+} E_{yi}^{(b)}(x)$$
 (4a)

$$H_{x}^{(b)}(x) = -\frac{1}{\omega M_{o}} \sum_{i=1}^{N} B_{i}^{+} \beta_{i}^{(b)} E_{yi}^{(b)}(x)$$
 (4b)

のように表される.

但し Eyi: 導波路ののi次の固有モード関数

Eyi: 1 b 1

βi(a): 導波路 a のi 次の固有モードの伝搬定数

β_i(b): " b "

Ai : 導波路 Qのi次モードへの反射係数

Bi⁺: " b " 透過係数

N:展開モード個数(導波路 a,b 共通)

たお, 導波路 6の固有モード 関数並びに伝搬定数は

複素教である。ヌ, 各導波路の各固有モード 関数は

$$\int_{-h}^{d+h} |E_{yi}|^2 dx = 1 , i = 1 \sim N , P = a, b$$

を満たすように規格化されている。

次に,接合面を=0における境界条件に対する平均2 乗誤差を

$$E_{b} = \frac{1}{2} \left(\frac{\int_{-R}^{d+R} |E_{y}^{(a)} - E_{y}^{(b)}|^{2} dx}{\int_{-R}^{d+R} |E_{y_{1}}^{(a)}|^{2} dx} + \frac{\int_{-R}^{d+R} |H_{x}^{(a)} - H_{x}^{(b)}|^{2} dx}{\int_{-R}^{d+R} |H_{x_{1}}^{(a)}|^{2} dx} \right)$$
(5)

のように定義する。 とんが、停留値をとるための条件

$$\frac{\partial \mathcal{E}_b}{\partial A_i^*} = 0 \qquad \frac{\partial \mathcal{E}_b}{\partial B_i^*} = 0 \qquad i = 1 \sim N$$

より,次の連立1次方程式を得る。

$$\begin{bmatrix}
\mathbb{D}_1 & \mathbb{D}_2 \\
\mathbb{D}_3 & \mathbb{D}_4
\end{bmatrix}
\begin{bmatrix}
\mathbb{A} \\
\mathbb{B}
\end{bmatrix} = \begin{bmatrix}
\mathbb{C}_1 \\
\mathbb{C}_2
\end{bmatrix}$$
(6)

ここで、 D_1 , D_2 , D_3 , D_4 は N 二欠 の正方行列であり その要素は $\left(D_1\right)_{i,j} = \left(1 + \frac{\beta_j^{(\alpha)}\beta_i^{(\alpha)}}{|\beta_i^{(\alpha)}|^2}\right) \int_{-\epsilon}^{d+\beta_i} E_{y_i}^{(\alpha)} E_{y_i}^{(\alpha)} dx$

$$(D_{2})_{ij} = -\left(1 - \frac{\beta_{i}^{(b)}\beta_{i}^{(a)*}}{|\beta_{i}^{(a)}|^{2}}\right) \int_{-R}^{d+R} E_{yi}^{(b)} E_{yi}^{(a)*} dx$$

$$(D_{3})_{ij} = -\left(1 - \frac{\beta_{j}^{(a)}\beta_{i}^{(b)*}}{|\beta_{i}^{(a)}|^{2}}\right) \int_{-R}^{d+R} E_{yj}^{(a)} E_{yi}^{(b)*} dx = (D_{2})_{ji}^{*}$$

$$(D_{4})_{ij} = \left(1 + \frac{\beta_{j}^{(b)}\beta_{i}^{(b)*}}{|\beta_{i}^{(a)}|^{2}}\right) \int_{-R}^{d+R} E_{yj}^{(b)} E_{yi}^{(b)*} dx$$

で与えられる。ヌ、 C_1 、 C_2 は N元 の 列 バクトルで、その成分は $(C_1)_i = -\left(1 - \frac{\beta_i^{(a)*}}{\beta_i^{(a)*}}\right) \int_a^{d+h} E_{y_1}^{(a)} E_{y_i}^{(a)} dx = 0$

$$(C_2)_i = \left(1 + \frac{\beta_i^{(b)*}}{\beta_1^{(a)*}}\right) \int_{-R}^{d+R} E_{y_1}^{(a)} E_{y_i}^{(b)*} dx$$

で与えるれる。さらに、A、B はそれぞれ、反射係数Ai、透過係数Biを成分とするN元の列が7トルである。式(b)を解くことによって導波路 Q 側から最低次モードが A 射した場合の反射係数 並びに透過係数 が求まる。導波路 B側から最低次モードが A 射した場合にも同様にして反射係数 Bi、透過係数 Ai が求まる。

3.2 誤差並びに解の4x東性に関する計算例 誤差として, 式(5)で定義される境界条件の満足度を表す 誤差 としと、エネルギ保存則の満足度を表す誤差

$$\xi_{P} = \frac{\text{Re}\left[\int_{-R}^{d+R} E_{y}^{(a)} H_{x}^{(a)} dx\right] - \text{Re}\left[\int_{-R}^{d+R} E_{y}^{(b)} H_{x}^{(b)} dx\right]}{\text{Re}\left[\int_{-R}^{d+R} E_{y}^{(a)} H_{x_{1}}^{(a)} dx\right]}$$
(7)

(導波路の側から最低次モードが入射する場合)

の両者を用いて計算精度の評価を行う。たお、式(7)の 分子第2項の積分を行う際、導波路 b の固有モード関数 は直交性を有しないことに注意する必要がある。

表1に、展開モード数Nを変えた場合の誤差 E_b 、 E_p の変化を示す。導波路の寸法は $f_n=1$ mm, $f_n=0.7$ mm, $f_n=0.03$ mm, 導波路 $f_n=0.03$ mm, 導波路 $f_n=10^{24}$ m⁻³ である。同表から、モード数 $f_n=10^{24}$ m⁻³ である。同意なから、モード数 $f_n=10^{24}$ m⁻³ である。同意なから、モード数 $f_n=10^{24}$ m⁻³ である。同意なから、モード数 $f_n=10^{24}$ m⁻³ である。同意なから、モード数 $f_n=10^{24}$ m⁻³ である。日本なから、モード数 $f_n=10^{24}$ m⁻³ である。日本なから、モード数 $f_n=10^{24}$ m⁻³ である。日本なから、エード数 $f_n=10^{24}$ m⁻³ である。日本なから、エード数

表 1 言呉差(九=1mm, d=0.7mm, tg=0.03mm, n=10²⁴-3)

		A ₁ ⁺ 入射		B ₁ λ 射	
	Ν	٤6	٤ _P	۶ _ه	٤ _P
	5	8.095 %	1.630 %	6.111 %	14.075 %
	10	4.132	0.764	2.577	6.810
ĺ	20	1.909	0.321	1.145	3.358
ĺ	40	0.802	0.067	0.452	1.406
	80	0.290	-0.114	0.158	0.436
	160	0.163	-0.249	0.090	0.133

Ebの値は単調に減小することがわかる。

図7は,最低次モードの反射係数並びに透過係数の, モード数 Nの増大に対する収束の状況を示したものであ る。同図から,モード数 Nを増せば 反射係数,透過係数 は一定値に収束することがかかる。

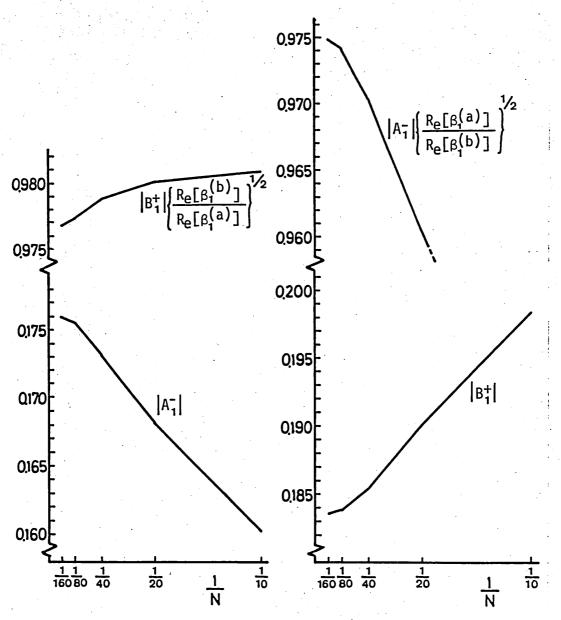
4. ブラッグ反射特性

本章では,前章で求めた導波路不連続部における最低次モードの反射係数並びに透過係数を用いて,図5に示す周期構造導波路の解析を行う。

図6において,導波路 Q側か5最低次のモードが入射した場合の反射係数 AT/ATをP,透過係数 BT/ATをR,導波路 b側か5最低次モードが入射した場合の透過係数 AT/BTをQ,反射係数 BT/BTをSとする。At, Bt間の関係は行列を用いて

$$\begin{bmatrix} A_i^- \\ B_i^+ \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P & Q \\ R & S \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_i^+ \\ B_i^- \end{bmatrix}$$

で表すことができる。上式を変形して得られる不連続部の伝送行列,並びに,一様な導波路部の伝送行列か 5,一周期の伝送行列が



(a) 導波路 a側か5最低次 モードが入射した場合

(b) 導波路 b 側 か5 最低次 モート"か" 入射 L た 場合

図7 反射1条数 並びに透過1条数の4又東の状況 (R=1mm, d=0.7mm, tg=0.03mm, n=10²⁴ m⁻³)

$$\begin{pmatrix}
A_{1}^{+}(\Lambda_{1}+\Lambda_{2}) \\
A_{1}^{-}(\Lambda_{1}+\Lambda_{2})
\end{pmatrix} = \mathbb{T}\begin{bmatrix}
A_{1}^{+}(0) \\
A_{1}^{-}(0)
\end{bmatrix}$$

$$\mathbb{T} = \begin{bmatrix}
Q - PS/R P/R \\
-S/R I/R
\end{bmatrix} \begin{bmatrix}
e^{i\beta_{1}^{(b)}\Lambda_{2}} & 0 \\
0 & e^{i\beta_{1}^{(b)}\Lambda_{2}}
\end{bmatrix} \begin{bmatrix}
R - PS/Q S/Q \\
-P/Q I/Q
\end{bmatrix} \begin{bmatrix}
e^{-i\beta_{1}^{(a)}\Lambda_{1}} & 0 \\
0 & e^{i\beta_{1}^{(a)}\Lambda_{1}}
\end{bmatrix}$$
(8)

のように求まる。但し、上式では高次モードを介しての不連続部間の相互作用は無視されている。 周期構造が無限に続く場合の伝搬定数は行列軍の固有値から求まり、ヌ、周期構造が有限で段数が"Ncの場合の反射係数は

 $\Gamma = \frac{(\mathbb{T}^{N_c})_{12}}{(\mathbb{T}^{N_c})_{22}}$

によって求まる。以下に反射係数ドの周波数特性の数値計算例を示す。導波路の寸法は 允=1mm, d=0.7 mm, tg=0.03 mm であり、この場合、導波路 a,b における伝搬モードの個数は各1個である。(導波路 b では伝搬定数が減素数とたるので、固有モードを伝搬モードとエバネセントモードに分類することはできない。しかしながら、図2からわかるように、各固有モードの伝搬定数 βは |Re[β]| ≫ |Im[β]| のどちらは |Re[β]| ≫ |Im[β]| のどちら

かの不等式を満足し、|Re[β]| ≫|Im[β]| なるモードは伝 † おう モート"とみなすことか"て"きる。) 図8(a)~(d)は,周期 構造の段数をNc=20 とし、プラスで容度を1022 m-3 から 10²⁵ m⁻³ まで 4 通りに 変えた 場合 の 反射特性である。 不連続部の解析における展開モード1固数はN=50であ る。図8(a),(b)ではプラズマ密度が低いため導波路b での損失が、大きく、顕著な反射のピークは現れていない が、図8(c),(d)では導波路 bでの損失が小さく,大きな 反射のピークが現れている。反射係数のピーク値は,図 8(c)では-1.18 dB, 図8(d)では-0.57 dBである。 図 8 (c),(d) に示す反射特性は,反射係数がピークとな る周波数に関して対称な形をしておうず、40~48 GHz の周波数帯でもかなりの反射が生じている。これは、この 周波数帯では導波路占の最低次モードがカットオフ状態 に近く、周期構造の第1段めの不連続部で大きな反 身か生いているためと考えられる。 図9 に Nc=1,2,3 の場合の反射特性を示す。

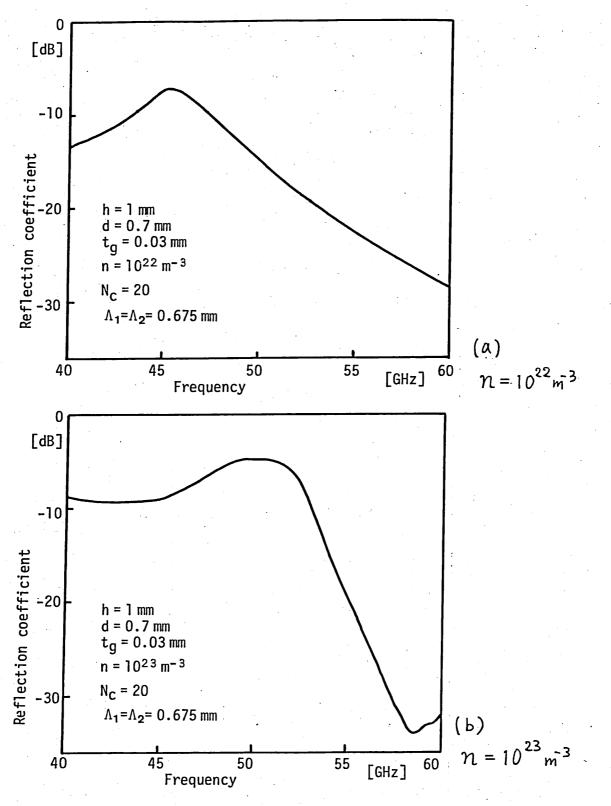


図8 反射係数の周波数特性 18

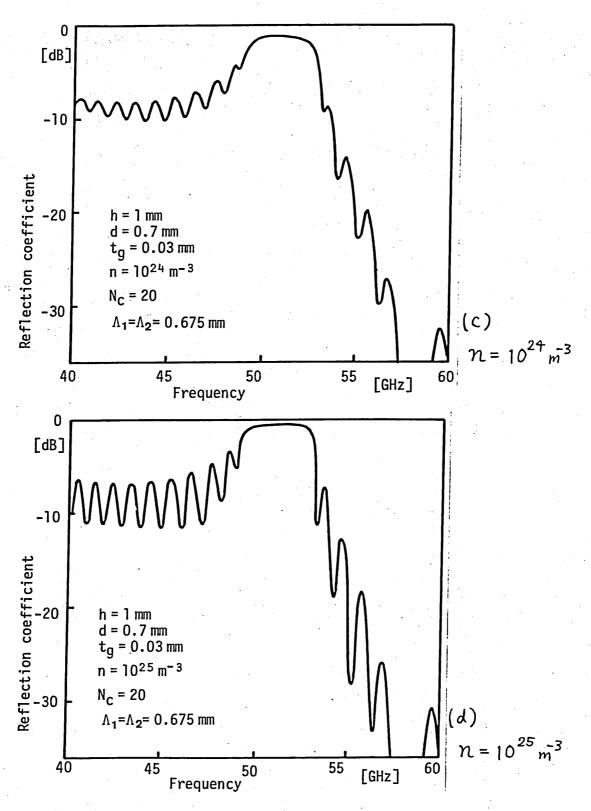


図8 反射係数の周波数特性

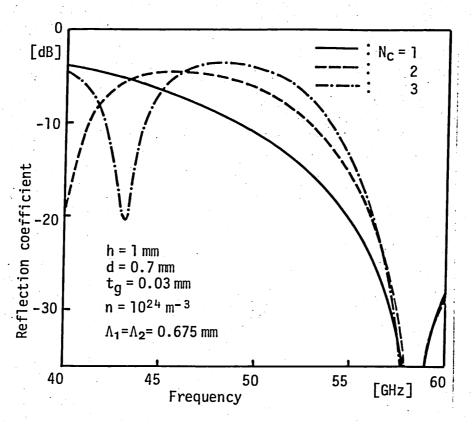


図9 Nc=1,2,3 の場合の反射特性

5. むすび

周期的に光が照射された半導体導波路からのミリ波のブラックで反射特性を理論的に解析した。ここで取り上げた周期構造導波路では、照射する光のパターンの周期を変えることによって、ブラックで周波数を変化させることが可能であり、可変周波数ブラックで反射形フィルタド可変周波数DBR発振器に応用することができる。

今後の課題として、実験的な検討を行うこと、放射

モードの連続スペクトルの離散化のための導体壁を必要としない手法で解析を行うこと、さるにその手法を用いて漏れ波アンテナとしての特性を解析すること、たどが挙げられる。

割辞 本研究を進めるにあたり御協力いただいた 本学4年島崎仁司氏に感謝します。

文 献

- [1] H.Jacobs and M.M.Chrepta: "Electronic phase shifter for millimeter-wave semiconductor dielectric integrated circuits", IEEE Trans. Microwave Theory & Tech., MTT-22,4,pp.411-417 (Apr. 1974).
- [2] F.K.Schwering and S.T.Peng: "Design of dielectric grating antennas for millimeter-wave applications", IEEE Trans. Microwave Theory & Tech., MTT-31,2,pp.199-209 (Feb. 1983).
- [3](a) C.H.Lee, P.S.Mak, and A.P.DeFonzo: "Optical control of millimeter-wave propagation in dielectric waveguides", IEEE J.Quantum Electron., QE-16,3,pp.277-288 (Mar. 1980).
 - (b) A.M. Vaucher, C.D. Striffler, and C.H. Lee: Theory of optically controlled millimeter-wave phase shifters, IEEE Trans. Microwave Theory & Tech., MTT-31,2,pp.209-216 (Feb. 1983).
- [4](a)小楠,田中,伊藤:"光によって制御されたフプラズマ層を 持つ言秀電体導波路の伝報(特性",信学論(C),J66-C, 1,pp.39-46(昭58-01).
 - (b) 小楠,田中:"光電効果を用いた誘電体導波路形ミリ波 変調器",信学論(B),J67-B,4,pp.416-423(昭59-04).

- [5] R.Karg and E.Kreutzer: Light-controlled semiconductor waveguide antenna", Electron. Lett., 13,9,pp. 246-247 (Apr. 1977).
- [6] 1취치다, S.Ramo, J.R.Whinnery, and T.V.Duzer: Fields and waves in communication electronics, pp.338-342, John Wiley & Sons, Inc., New York (1965).
- [7] D.Marcuse: "Theory of dielectric optical waveguides", ch.3,4, Academic Press, New York (1974).
- [8] S.T.Peng, T.Tamir, and H.L.Bertoni: Theory of periodic dielectric waveguides, IEEE Trans. Microwave Theory & Tech., MTT-23,1,pp.123-133 (Jan. 1975).
- [9] 鳥羽, 过, 繁沢, 滝山: 周期構造誘電体装荷導波管の一解析法", 輻射科学研資, RS 83-15 (1983年12月).
- [10] T.E.Rozzi and G.H.in'tVeld: Field and network analysis of interacting step discontinuities in planar dielectric waveguides ", IEEE Trans. Microwave Theory & Tech., MTT-27,4,pp303-309 (Apr.1979).
- [11] 稲垣,森下,熊谷:"最小2乗誤差法を用いた誘電体 線路の不連続部の解析",信学論(C), J61-C, 10, PP.621-627(日353-10)

弾性表面波パルスによる光偏向と その応用デバイス

山下 牧 井上 直久 俣野 正治 加藤 充孝

立石電機 中央研究所

1985年 3月 15日

輻射科学研究会

V.

弾性表面波パルスによる光偏向と その応用デバイス

山下 牧 井上 直久 俣野 正治 加藤 充孝

立石電機 中央研究所

1. まえがき

導波型光デバイスを実現する上で、音響光学効果を利用する光波制御技術は、電気光学効果を利用するものと並んで、重要な基礎技術^{1),2)}で光偏向器等への応用が研究されている。しかし、種々の機能の集積化という面では、弾性表面波(SAW)の空間的な拡がりのコントロールがむずかしい為、3次元導波路とのマッチングが悪いと考えられ、電気光学効果に、一歩遅れをとっていた。

しかしながら、電気光学効果を利用するデバイスに於ては、その機能がアップすればする程、電極配線の問題がクローズアップされ、又そのコントロールも複雑になると考えられるが、音響光学効果を利用するデバイスに於ては、SAWの伝搬を利用すれば、複数本の導波光のコントロールは、むしろ、簡単になることが期待出来る。 我々は、SAWの光ICへの応用を主眼に、パルス変調されたSAWと、3次元導波路からの出射ビームの相互作用について検討し、さらにその応用デバイスに関して研究を行なってきた。33~80

本稿では、3次元導波路からの出射ビームのSAWパルスによる偏向現象について、導波路幅、SAW励振用電極対(IDT)の周期、開口等の各種パラメータと、 偏向効率の関係を明らかにし、偏向効率の改善の試みについて述べる。

さらに、その応用デバイスとして、導波型光パラレルーシリアル変換素子(PSC)や導波型光コンパレータの概要について記す。

2. 偏向現象の解析

SAWによる細い導波光(3次元導波路からの出射ビーム)の偏向現象を解析するために、図1にしめすモデルを考え、下記の仮定をおいた。

- ① 光、SAWとも深さ方向は一定。
- ② 光は3次元導波路幅Dに対応する有限開口から出射する波動として扱う。
- ③ SAWは光弾性効果により屈折率変化型のグレーティングを誘起する。
- ④ グレーティングは十分厚い。

幅Dの3次元導波路を伝搬してきた光は、 2次元導波路に出射して、回折現象で拡が る。この拡がり角度 $\Delta \theta_D$ は λ /Dであたえられる。ここで λ は媒質中の光の波長である。光軸はSAWの波面とブラッグ角 θ_B をなしており、 Λ をSAWの波長とすると θ_B は(1)式で表わされる。

$$\theta_{\rm B} = \sin^{-1}(\lambda/2\Lambda)$$
 (1)

図1 SAWパルスによる光偏向

計算においては、媒質としてYカット

Li Nb O₃, SAWの伝搬方向はZ軸を想定した。光は平面波に展開し、その各成分平面波とSAWの相互作用にもとずく偏向効率をK ogelnik 9 により与えられた式により計算した。

$$\eta = \frac{\sin^2(\nu^2 + \xi^2)^{\frac{1}{2}}}{1 + (\xi/\nu)^2} \tag{2}$$

$$\mathcal{V} = \pi \cdot \Delta \theta \cdot L / \chi \cos (\theta_B + \Delta \theta) \tag{3}$$

$$\xi = \pi \cdot \Delta \theta \cdot L \cos \theta_B / \Lambda \cos (\theta_B + \Delta \theta)$$
 (4)

ここで、LはSAWの幅、 Δ nはSAWにより誘起される屈折率変化、 $\Delta\theta$ は平面波のブラッグ角からのズレを表す。 Δ nとSAWの音響パワーPacとの関係は簡単化してスカラー的に

$$\Delta n = \frac{n^3 P}{2} \sqrt{\frac{P_{0c}}{P V_{0c}^3 L \Lambda}}$$
 (5)

で与えた。

ここで、nは媒質の屈折率、Pは光弾性定数、pは密度、VacはSAWの伝搬速度である。各平面波の偏向効率を光量に応じて重み付けし、全体としての偏向効率を求めた。

3. 計算結果

図2に偏向効率の音響パワー依存性をしめす。この図において、破線は、光の響パーが増加するのでで、音響のでは、音響のでは、音響のでは、音響のではは、音響のではは、音響のではは、音響のでは、音響のでは、音響のでは、音響のでは、音響のでは、音響のでは、音響のでは、音響のでは、音響のでは、音響のでは、音響のでは、音響のでは、一定なのに長くなっていくことが分る。

SAWの幅しに対しては、L=1mmと L=5mmの曲線を比較して分るようにしが 大きくなると得られる偏向効率の極大値は 小さくなる。

最小パワーでの偏向効率の極大値かmaxのSAW幅Lとの関係をSAWの波長へをパラメータとして図3に示す。今回の計算では厚いグレーティングを仮定しているため、Qパラメータは10以上に設定する必要がある。「O)Qを10に設定した場合、L≥5.53 ∧2 となり、この関係をハッチングをつけた線で図中に示す。すなわち、ハッチングをつけた領域において今回の結果

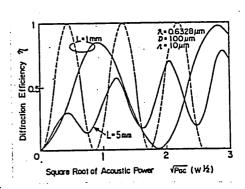


図2 偏向効率の音響パワー依存性

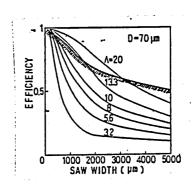


図3 カmax のSAW幅依存性

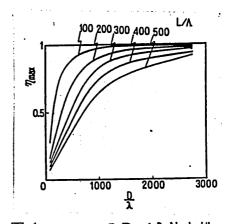
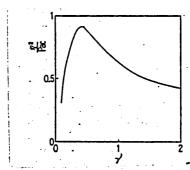


図4 カmax のD/λ依存性

が妥当性を持つ、図4に、光の波長入で規格化した導波光の幅D/入に対する偏向効率のmax の関係を示す。パラメータにSAWの波長入で規格化したSAWの幅、L/入をとった。以上の結果より細い導波光の偏向においては、3次元導波路からの出射時の回折現象により、ビームが拡がる為、ブラッグ角のズレが発生し、偏向効率が低下することが分る。つまり、SAWの幅Lが同じ場合、導波光の幅Dが小さい程光の拡がりが大きくなり、ブラック角からのズレが大きくなって偏向効率が低下する。導波ビームの幅Dが一定の場合、SAWの幅Lが小さいほどSAWの拡がりが大きくなり、回折により拡がった光とブラッグ条件を満足する成分が増加し、偏向効率が増加する。II)

細い導波光のSAWによる偏向を応用したデバイスを構成する場合には、小さなパワーで高い偏向効率が得られるようにすることが重要である。また、光一電気変換を介さずに直接光の信号を処理するため、偏向効率の絶対値そのものも大きくとらなければならない。そこで、カmax / Pacと



 η max との積がY= λ L/ Λ Dに対してど 図5 η ² max /PacとYの関係 のような関係にあるかを図5にしめした。

ここで、 Υ は光の拡がり(λ /D)とSAWの拡がり(Λ /L)の比で、これが1より大きい場合には光の拡がりの方が大きい状態にある。

4. 実験と考察

4.1 素子作製

Li Nb O3 Y板上に通常のTi 拡散法で3次元導波路と2次元導波路を同時に作製した。IDT電極は、Ti -A1 の2層構造とし、リフト オフ法で作製した。作製した3次元導波路の幅Dは、 31μ m 、 47μ m 、 70μ m 、 105μ m 、 200μ m 、 400μ m 、 800μ m 、 $07種類、IDTは周期(SAWの波長) <math>\Lambda$ を 20μ m 、 13.3μ m 、 10μ m 、 8μ m 、 6.8μ m 、 6.4μ m 、 5.6μ m 、 4.8μ m 、08種類とし、それぞれ、交叉幅しを適当に変えた。 作製したデバイスは、セラミック基板上に実装され、適当なコイルにより、インピーダンスマッチングをとり、実験用治具に実装した。

4.2 測定系

使用した測定系を図6に示す。光源には 被長〇.63μmのHe -Ne レーザを用 い、プリズム結合法により、導波路に入射 した。出射ビームは、Pi Nフォトダイオ ードを用い、オシロスコープもしくはボッ クスカーで、波形の観察を行なった。高周 波信号は、ミキサによりパルス化され、方 向性結合器を通してIDTに印加した。

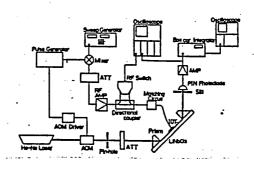


図6 測定系

4.3 導波光のブラッグ回折

図7に偏向効率の高周波印加パワー(Pelの平方根)依存性を示す。導波路幅をパラメータにプロットしてあるが、いずれの場合も、理論解析結果のパターンとよい一致を示している。

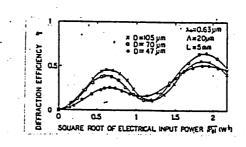
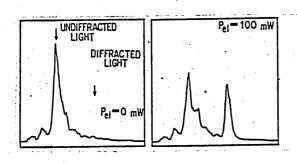


図8にTVカメラで撮った偏向の状態を 図7 偏向効率の電気入力パワ依存性 示す。導波光の偏向の場合には、回折効果

により、ブラッグ角度を満足しない成分が生じ、その為 偏向現象はビームの中心 部から生じ、周辺部の効率が悪い事が分る。また高周波印加パワーを増加すると、 偏向効率が一度ピークをとり、再び減少しているのが観察される。



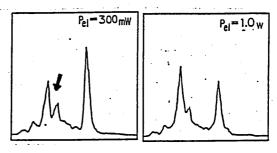


図8 導波光の偏向状態

図9は偏向効率のIDTの幅に対する依存性を示したもので、実線は計算値,丸印等は、実測値を示す。

図10は偏向効率のSAW波数Nに対する依存性を調べたもので、波数Nは、導波ビーム中に含まれるSAWの波面の数で定義され、N=D/ハとなる。実験では回折の効果を無視出来るよう、Y値を一定にした。通常のブラッグ回折においては、光と相互作用するSAWの波面は十分、多数であると考えられるが、細い導波ビームの場合には、SAWの波数Nが小さくなることにより、偏向効率が低下することが分る。

つまり、細い導波ビームのSAWによる 偏向においては、導波ビームの回折よりブ ラッグ条件からのズレによる偏向効率の低

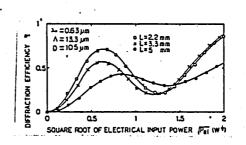


図9 偏向効率のSAW幅依存性

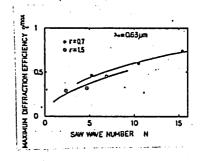


図10 偏向効率のSAW波数依存性

下と、導波ビーム中に含まれる、SAWの波数が小さくなることによって、偏向効率が低下する2つの大きな要因があることが分る。前者を回折効果、後者を波数効果と名付けた。

5. 偏向効率の改善

細い導波光の偏向効率は前述の回折効果や、波数効果により、導波路幅が狭くなればなるほど、悪くなることが分った。しかし、デバイスの設計に当っては、集積度の点からも、アクセス時間の点からも、導波路幅はせまくする必要があり、偏向効率の

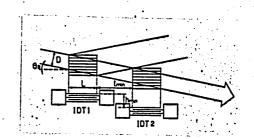


図11 2つのIDTの配置図

低下はさけられない。そこで、それをカバーする方法とし、複数のIDTを用いる方法について述べる。⁸⁰¹²⁰図11は2つのIDTを用いた場合の構成図で、2つのIDT間の距離は、同時に導波ビームが偏向され、しかも、第1のSAWで偏向された光が第2のSAWで再び偏向されないよう、設定されている。

この時の最小距離、 lmin , hmin は次式で与えられる。

$$l_{min} = D/(2 \sin \theta_B)$$
 (6)

$$f_{min} = Ltan\theta_B + D/(2cao\theta_B)$$
 (7)

ここで θ B はブラッグ角である。 一般に n 個の I D T を並べた時の偏向効率 η は、各 I D T の偏向効率が、同じ値、η。 をとるとする。

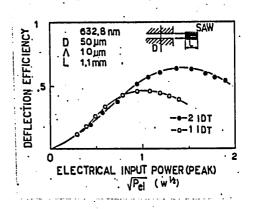


図12 偏向効率の電気入力パワ依存性

$$\gamma_{\pm} = 1 - (1 - \gamma_{\circ})^{n} \tag{8}$$

で表わされる。2つのIDTの場合は簡単に $\eta_{\pm}=(2-\eta_{\circ})$ η_{\circ} で表わされ、 $\eta_{\circ}=0.5$ の場合 $\eta_{\pm}=0.75$ となり、0.25 の改善が得られる。図12は、これを実験的に確かめたもので、2つのIDTを用いることにより、偏向効率が、0.45 から 0.65 と 20% の向上が得られている。この時の高周波周波数は 350M Hz ,印加パワーはそれぞれ、1.4 W 、1.1 Wである。

6. 導波型光パラレルーシリアルコンバータ 43,53,73,133,143

パルス変調されたSAWパルスを励振し、伝搬方向にそって複数の導波路を、 SAWとブラッグ角をなすように配置しておくと、SAWの伝搬につれ 各導波路

からの光が次々に偏向され、この光をレンズ等により集めると、導波路の位置に対応した時間遅れで、時系列な信号が得られる。 すなわち、光信号を電気信号に変換する事なく光のままで、パラレルーシリアル変換が実現出来る。

導波ビームの回折拡がりを無視すると一つの導波光の偏向時間TはVacをSAWの 伝搬速度とすると T=D/Vacで与えられる。

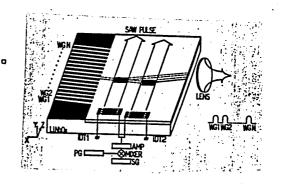


図13 PSCの構造図

又 、全体の変換時間 T_{\pm} は導波路間の間隔をG, 導波路数をm, SAWが最初の 導波路に到達するまでの遅れ時間とTd とする、次式で表わされる。

$$T_{x} = (m-1) \frac{D+G}{Vac} + \frac{2D}{Vac} + Td$$
 (9)

作製したパラレルーシリアルコンバータ(PSC)の構造を図13に示す。 基板はYカットLi Nb O を用い Ti 拡散法により導波路を作製した。

導波路幅は50μm, 導波路間隔は、100μmで、導波路数は12本である。IDTは中心周波数350MHzペア数21/2とした。図14に得られたシリアル出力波形を示す。

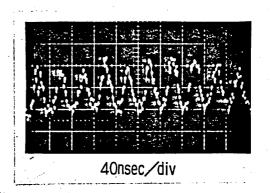


図14 出力ビーム波形

7. 導波型光コンパレータ (5), (6)

導波型光コンパレータは、導波路列がIDTに対して対称に配列された構造でIDTから励振されるSAWが、両方向に伝搬される性質を利用している。

すなわち、IDTに対して対称な2つの導波路からの出射ビームを同時に偏向することにより、対応する導波路からの光信号が同じタイミングで検出出来る。

図15はその原理を示したもので、U方向の成分のみを出力光としてとると A列およびB列からの光信号はそれぞれ、正、負の光信号として観測される。従っ

て、結果として図に示したような、 論理で、出力光が得られる。従って 対応する導波路間の不一致だけでな く、A、BのH-L、L-Mの区別 も出来る。図16に光コンパレータの 構造図を示す。導波路の幅及び間隔 は200μmで、IDTをはさんで 対称にブラッグ角をなすよに8本づ つ作製した。

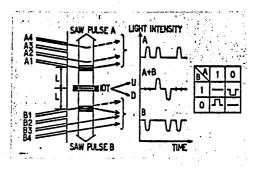


図15 光コンパレータの原理図

図17に出力波形を示す。A入力は
"01110110",B入力は
"11001101"状態で、それに
対応した出力波形の"LOHHLOH
L"を示している。ここで、L及びH
はそれぞれ、負及び正パルスを表わす
。 偏向効率のバラツキや、導波路の
位置精度に起因する若干のノイズが観
されるが、これらのノイズは、適当
なスレッシュホールドを設けることに
より除去出来る。

8. まとめ

導波路からの出射ビーム、つまり細い導波ビームの弾性表面波パルスに動いて、理論の現象について、理論的が対象になりになり、その結果、回折効果により偏向効率が低下すして、を数のよりによりの場合にして、その前になりができた。その前に、その前に、その動作を確認した。

今後は、さらに細い導波路, つまり シングルモード導波路についても検討 を深める予定である。

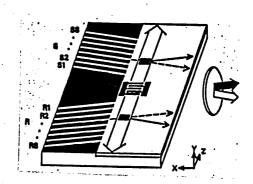


図16 光コンパレータの構造図

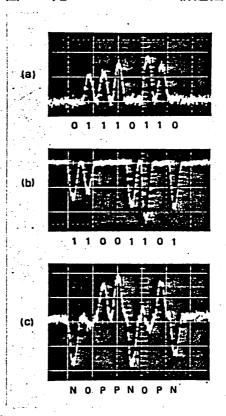


図17 出力波形

本研究は通産省の重要技術研究開発費の助成を受けて実施したものである。

参考文献

- 1) E. I. Gordon; Proc. of IEEE 54, 1391 (1966)
- 2) N. Uchilda and N. Niizeki; Jpn. J. Appl. Phys., 43, 171 (1973)
- 3) 侯野, 井上, 森, 山下, 渡辺: S57年春季応物講演会, 2P-F-6 (1982)
- 4) 山下, 井上, 森, 俣野, 渡辺; S57年春季応物講演会, 2P-F-7 (1982)
- 5) 井上,森,侯野,山下,渡辺;S57年信学会光·電波部門全国大会, 303(1982)
- 6) 侯野, 井上, 山下, 加藤; S58年秋季応物講演会, 25P-S-4 (1983)
- 7) M. Matano, N. I noue, T. Yamashita and M. Katoh; Jpn. J. Appl. Physo, 22, 1931 (1983)
- 8) 山下, 井上, 俣野, 加藤; S59年春季応物講演会, 31a K 5 (1984)
- 9) H. Kogelnik; Bell Syst. Tech. J. <u>48</u>, 2909 (1969)
- 10) W. R. Klein and B. D. Cook; IEEE Trans. Sonics and ULTRASON., SO-14, (1967)
- 11) 井上, 緒方, 俣野, 山下, 加藤; 光・量エレ研究資料 <u>OQE84-69</u>, 9 (1984)
- 12) T. Yamashita, M. Matano, N. I noue and M. Katoh; Jpn. J. Appl. Phys., 24, 108 (1985)
- 13) M. Matano, N. I noue, T. Yamashita and M. Katoh; ICO, Pd3-33 (1984)
- 14) 侯野, 井上, 山下, 加藤; S59年秋季応物講演会, 14a L 4, (1984)
- 15) 井上, 俣野, 山下, 加藤; S 59年信学会光・電波部門全国大会, 366 (1984)
- 16) 日経エレクトロニクス, 11月 5日号, PP85~87 (1984)

偏波面保存ファイバを用いた 磁界センサ

榎原 晃、 井筒雅之、 唐木堯之、 末田 正

(大阪大学 基礎工学部)

昭和60年3月15日

輻射科学研究会資料

偏波面保存ファイバを用いた 磁界センサ

榎原 晃、 井筒雅之、 唐木堯之、 末田 正

(大阪大学 基礎工学部)

1、 はじめに

偏波面保存ファイバを用いることによって、ファイバに加わる 外乱に影響されにくい、磁界センサを考案し、試作・実験を行っ た。

光ファイバの応用分野として、今、最も研究、実用化が進んでいるのは、言うまでもなく、通信の分野であろう。これは、ファイバ中を通る光波が多くの情報を運ぶことができるというのが大きな理由だが、その他に、ファイバの低損失性や、ファイバ中の光波が外部からの電磁誘導を受けにくいという面も忘れてはならない。このため、中継器の間隔を大きくできたり、また、電力ケーブル中に通信用ファイバを通すというような、普通の同軸ケーフル等による通信では考えられないことが可能となった。このよ

うな光ファイバの性質はセンサに対しても重要である。なぜなら、 非常に雑音の多い環境下での計測や長距離のリモートセンシング 等に対する要求を満たしてくれるものと考えられるからである。 さらに、光ファイバは石英等の高絶縁材料でできているため、高 電圧下や水中での計測も比較的容易にでき、火花の発生の危険が ないので、妨爆性が要求される所での計測にも適している等の優 れた特長も有するものと期待される。

ところで、光ファイバ中の光波の位相定数は、ファイバに対する圧力、温度変化によって、影響されやすい。光波の強度変化だけを利用するセンサではあまり問題にならないが望ましたが望ましたが望ましたが望ましたが望ませたである。そのため、ファイバの影響を最小限に抑えることが不可欠である。中で、本報告では、偏波面保存ファイバの終端にファイバのを置き、入力光の偏波面を90°回転させて、ファイバを置き、入力光の偏波面を90°回転させて、ファイバを指さることによって、ファイバの伝搬定数の影響等を相殺するな磁界センサを考案しい、試作及び、基礎実験を行ったので、それについて述べる。そして、最後に他の物理量計測への応用についても述べる。

2、 磁界センサの原理(2)

偏波面保存ファイバは大きな複屈折を持っているため、2つの固有偏波光の間の結合は非常に小さく、固有偏波光の偏波面が回転することはないが、ファイバに加わる圧力や温度変化等により、両偏波光の位相関係は影響されやすい。したがって、両偏波を直接、干渉させる場合、外乱の影響が問題になってくる。このような性質を逆に、温度センサとして利用した例が以前に報告されて

いる (3) 。ここで述べる磁界センサでは、光波が、偏波面を90°回転させて、ファイバ中を往復することによって、外乱による両偏波の伝搬特性の変化を相殺するような動作をする。図1にセンサの構成を示す。図のようにファイバの、直交する2つの固有偏波方向をx及びy方向とし、それらに対して45°の方向の偏波光を入射すると、x及びy偏波は同等に励起され、互いに偏波面を保存したままファイバ中を伝搬する。ファイバの終端側では、反射鏡で反射され、再び、ファイバにもどってくるが、その間に、

1/4 波長板、磁気光学媒質を2度通るため、偏波面は90°回転し、非相反である磁気光学効果によって両偏波間に位相差が生じる。ファイバ内では、両偏波は、行きと帰りで、互いに反対向き

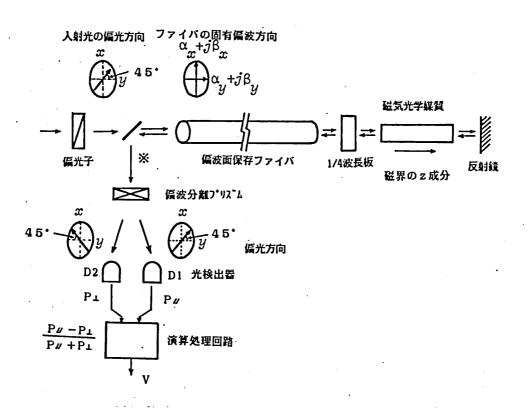


図1 センサの構成

で同じ道筋を通ることになる。そのため、ファイバは、両偏波に全く同じ位相、及び、振幅変化を与える。ここで重要なことは、 光波の走行時間を無視すれば、このような構成ではファラデー効果のような光学的に非相反な効果は相殺されずに残り、その他の相反な効果は最終的には全て相殺されるところにある。したがって、このセンサにおいては、ファイバの伝搬定数の影響だけでなく、ファイバへの光波の入出射での損失や、反射鏡、ハーフミラー等での損失の影響をも除去することができる。

ここでの光波のふるまいを式に表すと次のようになる。

入力光:

$$\overline{E}_{i} = \frac{A}{\sqrt{2}} (\overline{a}_{x} + \overline{a}_{y})$$
 (1)

出力光:

$$\overline{E}_{o} = \frac{A}{\sqrt{2}} \exp\{-(\alpha_{x} + \alpha_{y}) \mathcal{L} - j(\beta_{x} + \beta_{y}) \mathcal{L}\}$$

$$\cdot [\exp(-j2\beta_{cw} L) \overline{\alpha}_{x} + \exp(-j2\beta_{ccw} L) \overline{\alpha}_{y}] \qquad (2)$$

但し、

ax、ay : x、y方向の単位ベクトル、

ℓ: ファイバの長さ、

L: ファラデー媒質の長さ、

A : 入射光の振幅、

βcw、βccw : +z方向に伝搬する円偏波の位相定数

(cw :右回り、 ccw :左回り)

 $\alpha x + j \beta x$ 、 $\alpha y + j \beta y$: ファイバの x 、 y 方向の偏波光の

伝搬定数

(2)式からもわかるように、ファイバの伝搬定数の項は両偏波に共通に掛っている。ここで、

$$(\beta cw - \beta ccw)/2 = v \cdot Hz$$

[v:ヴェルデ定数 Hz:磁界のz成分]

と置けるので、光検出器 D1、D2からの出力 P//、Pi は次のように表せる。但し、kは光検出器の変換能率。

$$P_{/\!/} = k \frac{A^2}{2} \exp\{-2(\alpha_x + \alpha_y) \ell\} [1 + \cos(4vH_zL)]$$
 (3)

$$P_{\perp} = k \frac{A^2}{2} \exp\{-2(\alpha_x + \alpha_y)\ell\} [1 - \cos(4vH_zL)]$$
(4)

この2つの出力は相補的な関係にあるので、これを用いて次のような処理を行う。

$$V = \frac{P'' - P_{\perp}}{P'' + P_{\perp}} = \cos(4vH_{z}L)$$
 (5)

これより、ファイバの伝搬定数等の影響を受けない磁界計測ができることがわかる。

次に、図1で、%の部分に 1/4 被長板を挿入した場合を考える。電界のx成分がy成分に対して、 $\pi/2$ だけ位相が遅れるとすると (2)式以下は次に示すように表される。

出力光

$$\overline{E}_{so} = \frac{A}{\sqrt{2}} \exp\{-(\alpha_x + \alpha_y) \ell - j(\beta_x + \beta_y) \ell\}$$

$$\cdot [\exp(-j2\beta_{cw} L - j\frac{\pi}{2}) \overline{\alpha}_x + \exp(-j2\beta_{ccw} L) \overline{\alpha}_y] \quad (2')$$

D1からの出力 :

$$P_{s} = k \frac{A^2}{2} \exp\{-2(\alpha_x + \alpha_y)\ell\} [1 + \sin(4vH_zL)]$$
 (3')

D2からの出力

$$P_{sL} = k \frac{A^2}{2} \exp\{-2(\alpha_x + \alpha_y)\ell\} [1-\sin(4vH_zL)]$$
 (4,)

演算処理の結果

$$V_{s} = \frac{Ps / - Ps I}{Ps / + Ps I} = sin(4vH_{z}I)$$
 (5')

これらの式からわかるように、出力が sinの関数となるので微 少磁界での感度が向上する。

3、 実験、及び、結果

前節で述べた原理に基づき、実際に磁界センサを構成し、動作 実験を行った。図2にその構成を示す。磁気光学媒質には、鉛ガ ラス (保谷 FR-5: ヴェルデ定数; -0.242 min/0e-cm 〔-0.304 min/A〕、長さ; 5cm) を用い、偏波面保存ファイ バとしては、波長 0.63μ m用 SP-6315 (日立電線、長さ:

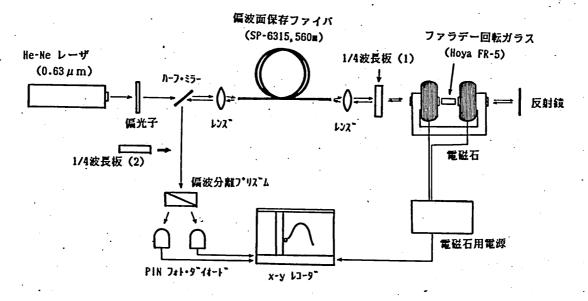
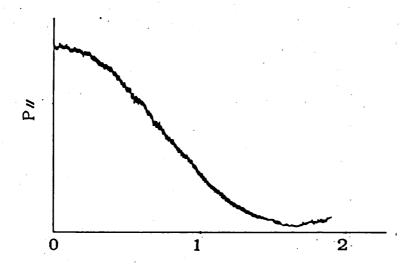


図2 実験の構成

560m)を用いた。磁気光学媒質に、磁界を印加するのに、鉄心の中央に光波を通すための穴のあいた電磁石を利用した。測定にはHe-Neレーザの 0.63 μ m 光を用い、ファイバのへき開面をそのまま利用した端面結合により、ファイバへの光波の入出力を行った。光検出器にPINフォト・ダイオードを用い、出力は X-Yレコーダで観測した。図3にその結果を示す。光検出器の出力が(3),(4)式のように変化していることがわかる。図3で出力が小刻みに変動しているが、これは振動等による入出力光とファイバをの結合効率の変化が原因と思われる。また、出力の最小値が完全に0にならないのは端面結合において、ファイバへの入射光が反射し出力光と一緒に検出されたことによるもので、ファイバ端面に無反射コートを施したり、端面を斜めにしたりすることで解決できると考えられる。図4は振動による小刻みな変動をならして、グラフ上で(5)式の処理を行った結果である。図5は図1の※の部分に1/4波長板を挿入した時の測定結果で図6はさき



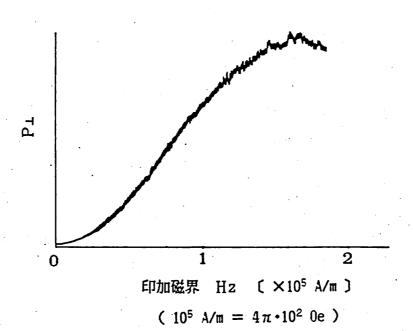


図3 出力波形 (cos)

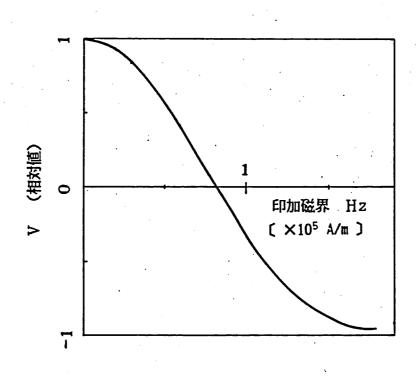


図4 演算処理の結果(cos)

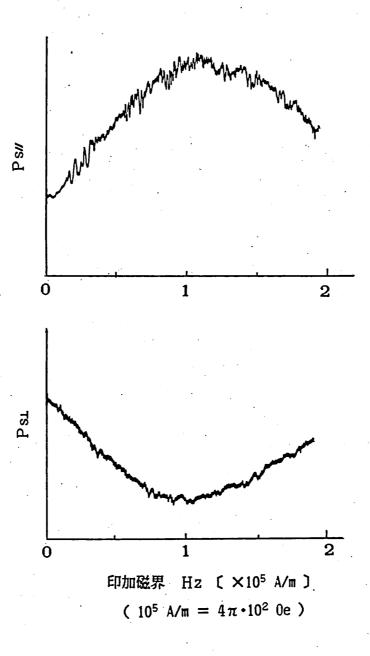


図5 出力波形 (sin)

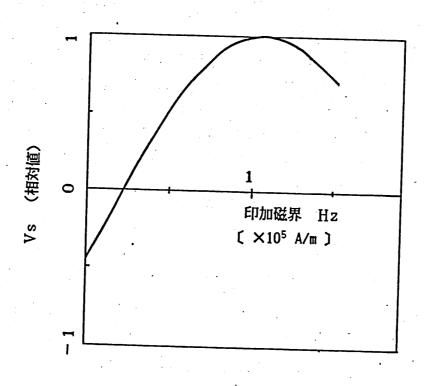


図6 演算処理の結果(sin)

どと同様に (5)に示す処理を行った結果である。図のように sin の関数になっていることがわかる。波形の零点がずれているのは、1/4 波長板や偏波分離プリズムの主軸方向がファイバの軸に対して、少しずれていたためと思われる。

次に、原理で述べたようにファイバの伝搬定数の影響が相殺されることを確認するために、図1で、ファイバの終端側にある1/4 波長板(1)を取り除いた場合の出力の変化を観測した。このように、1/4波長板がない場合、ファイバの終端を出た光波は偏波面が回転することなく、そのままもどってくるので、両偏波光

はそれぞれ別々の伝搬定数を感じて返ってくる。したがって、ファイバの伝搬定数の変化の影響は相殺されずに出力に現われる。図7は磁界をかけない状態でファイバにわずかな温度変化を与え、その時のP』の変化を描いたものである。はじめは出力が激しく変動しているが、1/4波長板を挿入した後は以前のような変動は見られない。1/4波長板挿入後のわずかな変化は振動等によってファイバへの入出射の結合効率が少しずつ変化したためのもので、P」を同時に測定し(5)式の処理を行えば取り除くことができると思われる。

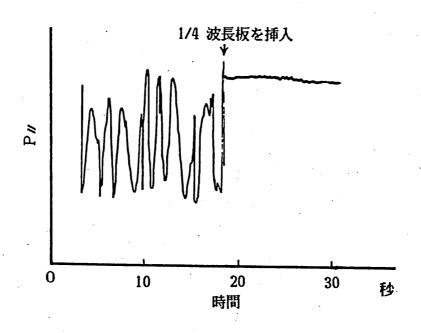


図7 1/4 波長板がない時の出力の変動

4、 他の物理量計測への応用

前節で述べたセンサでは、ファラデー効果等の非相反な効果しか検出できない。そこで、ファイバの影響は受けず、相反な効果も検出できるようなセンサ部分の構成を図8に示す。ここではファイバの終端側にまず45°のファラデー回転子、つづいてフ質はファイバの固有偏波方向に対して45°の方向に主軸を持つ複屈折媒はファラデー回転子で偏波ので、ファラデー回転子で偏波ので、な屈折媒質中では、なっては最近ながの方にを通って返っている。同が光としてファイバを通って返ってくる。同が光として対解質中でのみを感じ、メイバの伝搬定型のでは、といる。といることができる。をは相殺させることができる。しかし、複屈折媒質中で検出することができる。複屈折媒質の両主軸方向の屈折率の次、の差、および、媒質の長さが温度により変化するので、これはそ

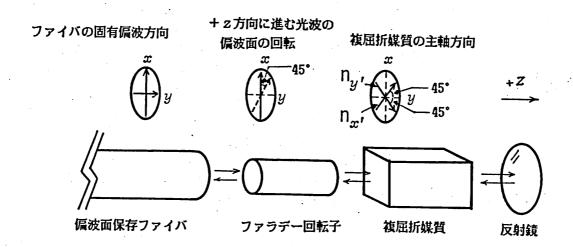


図8 相反な効果も検出できるセンサの構成 (センサ部分)

のまま温度センサとして利用できる。また、電気光学効果や光弾 性効果を持つ複屈折媒質を使えば、電界や圧力も検出できる。

5、 むすび

本報告では、偏波面保存ファイバを用いファイバへの外乱の影響等が相殺され安定な計測のできる磁界センサを提案し、実験によりその動作を確認し、その結果を述べた。また、同じような構成で他の物理量計測の可能性を示した。

ここで述べたセンサは終端側で光波の偏波面を非相反に90°回転させて反射し、ファイバを往復させる。ファイバの伝搬定数の変動の影響が両偏波光に同等に与えられるので、両偏波光を干渉させることにより、このような影響は取り除くことができる。これは、相反な効果は相殺され、ファラデー効果のような非相反な効果のみが出力に現われるからである。次に、この構成を発展させ、複屈折を持つ媒質を用いて相反な効果もファイバに影響されることなく検出できるセンサを考案した。

ここで示したセンサを構成している光回路部品の大部分は、工夫すればファイバを用いて作製できる。複屈折媒質は偏波面保存ファイバがそのまま利用でき、また、ビート長の 1/4の長さにすれば、 1/4波長板となる。ハーフ・ミラーにはファイバー・カップラー (4) が利用でき、ファラデー媒質、偏光子についてもファイバによるものがすでに報告されている (5) 。もし、光回路部品をファイバだけで構成し、一体化できれば、小型で安定な動作のできる、実用的なセンサができるものと期待される。

铭餹

実験に使用した偏波面保存ファイバを御提供くださった、 日立電線の石川一徳氏を始め、関係各位に深謝いたします。

参考文献

- (1) 榎原、井筒、末田 "偏波面保存ファイバを用いた磁界センサ"、昭和60年度電子通信学会総合全国大会講演論文集 1038.
- (2) 末田、後藤、牧本 "偏光回転反射法を用いた進行波光強度変調器"、電子通信学会論文誌、<u>vol.53-B</u>、no.8、pp.464-471、(1970).
- (3) M.Corke, A.D. Kersey, K.Liu and D.A. Jackson, "Remote temperature sensing using polarisation-preserving fiber", Electron. Lett., vol. 20, no. 2, pp. 67-69, (1984).
- (4) M.Kawachi, B.S.kawasaki, and K.O.Hill, "Fabrication of single-polarisation single-mode-fiber couplers", Electron. Lett., vol. 18, pp. 962-964, (1982).
- (5) K.Shiraishi, S.Sugaya, and S.Kawakami, "Fiber faraday rotator", Apll. Opt., vol. 23, no. 7, pp. 1103, (1984).