輻射科学研究会資料 資料番号 RS 02-01

# 不規則半平面による回折と散乱

田村安彦 中山純一 (京都工芸繊維大学 工芸学部)

2002年5月24日(金)

輻射科学研究会 (於 京都工芸線維大学 1号館3階大学院会議室)

## 1 はじめに

不規則表面に対する波動散乱の研究は、ほとんど全てが不規則に変形した無限に広い平面境界 を対象としている。しかしながら、現実の散乱体は有限の大きさ(もしくは半無限構造)かつエッジ やウェッジ等の鋭い端部を有する場合が少なくない。従って、不規則表面による波動散乱に端部が 及ぼす影響を調べることは、電磁波や光による半導体材料(端部を持つ有限サイズ)の非破壊測定、 都市空間における粗い表面を持つビルディングによる電磁波の回折・散乱等の環境電磁工学、アン テナ表面の微小な凹凸による特性への影響等を検討する上で、理論的にも実用的にも重要で興味深 い。我々は、不規則な凹凸を持つ半平面やストリップによる TE 平面波散乱問題を確率的手法、表 面摂動法及び Wiener-Hopf 法を併用して解析し、散乱特性を議論した<sup>[1]-[3]</sup>。一方、TM 平面波入 射に対し同手法を適用すると、無限に広い不規則表面の場合と同様に1次摂動解発散の困難を生じ ることが分かっている<sup>[4]</sup>。

我々は報告 [5, 6] において、表面摂動法ではなく確率汎関数法 <sup>[7, 8]</sup> を用いることで発散の困難 を克服し、不規則表面による'衣を着た'散乱と端部でのエッジ回折との'弱い'相互作用を含んだ近 似解を非定常過程の Wiener-伊藤展開の形に求めた。展開係数である Wiener 核は観測点に依存し ており、無限に広い不規則表面の場合の Wiener 核と不規則半平面による散乱及び回折を記述する 二種類の Fourier 積分により構成される。しかしながら、Fourier 積分の積分核 (回折核) は不規則 表面による多重散乱効果を含むため評価が容易でない。そのため、解の発散が生じない範囲で多重 散乱効果を無視することで、回折核を評価する。この場合、二種類の Fourier 積分は、鏡面反射波 等の伝搬平面波成分を含む強い寄与である複素 Fresnel 積分と円筒波オーダーの弱い寄与である最 急降下路に沿った積分とブランチカットに沿う積分を用いて書ける。その結果、散乱波に対し不規 則表面の影響は、照射側では主に伝搬平面波成分に生じるという意味で強く、影側はエッジ回折波 成分に対して起こるという意味で弱く現れることを指摘した。また、報告 [9] ではインコヒーレン ト散乱の角度分布を数値的に計算し、エッジからある程度離れた場合、影側のインコヒーレント散 乱パターンに対し、入射角で定まる散乱角の近傍においてピークとそれに伴うリップルを生じるこ と、表面に近い範囲において強度の急劇な増加し得ることが分かった。

今回は、報告 [9] の結果を整理し、かつ、TE 波入射に関する解表現をも示す。コヒーレント及 びインコヒーレント散乱の角度分布を種々のパラメータについて数値的に計算し、具体的に散乱特 性の評価と、TE 波と TM 波の場合の特性の相違に関して議論を行なう。なお、波動場の時間因子 を e<sup>-i2π fit</sup> として省略する。

## 2 ランダム波動場の表現

ここではランダム波動場の表現についてまとめておく。

### 2.1 不規則半平面による TE 及び TM 平面波の回折と散乱の問題

厚みが無限に薄く完全導体からなる1次元不規則半平面 (図 1) を Gauss 一様確率場<sup>[7,8]</sup> で記述する。

$$z = f(T^{x}\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\lambda x} F(\lambda) dB(\lambda, \omega) \quad (x \le 0)$$
(1)

ここで、 $\omega$  は見本空間  $\Omega$  中の一見本点、 $T^a$  は  $\Omega$  内の保測変換:  $T^0 \equiv 1$ (恒等変換), $T^{a+b} = T^a T^b$   $(a, b \in \mathbf{R} = (-\infty, \infty))$  を表す。 $dB(\lambda, \omega)$  は実  $\lambda$ -軸上の複素 Gauss ランダム測度<sup>[7, 8]</sup> で以



図 1: 問題の座標系

下の性質を持つ。

 $dB^{*}(\lambda,\omega) = dB(-\lambda,\omega), \quad dB(\lambda,T^{a}\omega) = e^{-i\lambda a}dB(\lambda,\omega)$  $\langle dB(\lambda,\omega)\rangle = 0, \quad \langle dB(\lambda,\omega)dB^{*}(\lambda',\omega)\rangle = \delta(\lambda-\lambda')d\lambda d\lambda'$ (2)

ただし、 $\langle \cdot \rangle$  は事象  $\omega$  に関するアンサンブル平均、\* は複素共役、 $\delta(\cdot)$  は Dirac デルタを表す。(1) 及び (2) から不規則表面の平均、分散及び相関関数は以下となる。

$$\begin{aligned} \langle z \rangle &= 0, \quad \langle z^2 \rangle = \sigma^2 = R(0), \\ R(x) &= \langle f(\omega) \cdot f^*(T^x \omega) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} |F(\lambda)|^2 e^{i\lambda x} d\lambda \end{aligned}$$
(3)

 $|F(\lambda)|^2$  は不規則表面のスペクトル密度、 $\sigma(> 0)$  は RMS 粗さである。 全波動場  $\phi(x, z, \omega)$  は、2次元波動方程式:

$$(\partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial z^2 + k^2)\phi(x, z, \omega) = 0$$
(4)

不規則表面上での Dirichlet 条件:  $\phi(x, z, \omega) = 0$  (TE 波) もしくは Neumann 条件:  $\partial \phi(x, z, \omega) / \partial n = 0$  (TM 波、*n* は不規則表面上の外向法線方向成分)、無限遠方での外向放射条件及びエッジ近傍で のエッジ条件を満たすランダム境界値問題の解である。

全波動場  $\phi(x,z,\omega)$  を TE または TM 入射平面波  $\phi_i(x,z)$  と不規則半平面による散乱場  $\phi_s(x,z,\omega)$  の和で書く。

$$\phi(x, z, \omega) = \phi_i(x, z) + \phi_s(x, z, \omega)$$
(5)

$$\phi_i(x,z) = e^{-i\lambda_0 x + \operatorname{sgn}\theta_i \gamma(\lambda_0) z}, \quad \lambda_0 = k \cos \theta_i$$
(6)

ただし、 $\theta_i$  ( $|\theta_i| < \pi$ ) は入射角、k は自由空間中の波数、 sgn(·) は符号関数: sgn $\mu = 1(\mu > 0)$ ; -1( $\mu < 0$ ) である。二価関数  $\gamma(s)$  は以下のように定義する。

$$\gamma(s) = 2\bar{\gamma}^+(s)\bar{\gamma}^-(s), \quad \bar{\gamma}^\pm(s) = 2^{-1/2}e^{-i\pi/4}\sqrt{k\pm s}, \quad \gamma(0) = -ik \tag{7}$$

 $\bar{\gamma}^{\pm}(s)$ のブランチカットを分岐点 s = k, -k から、各々  $k + i\infty, -k - i\infty$  に至る虚数軸に平行な 直線とする。なお波数 k に媒質の微小損失:  $k \equiv k_1 + ik_2, 0 < k_2 \ll k_1$ を持たせておく。

## 2.2 散乱場の表現 (I)

本報告では、不規則表面の粗さが波長に比べて十分小さくかつ滑らかな場合:  $(|k|\sigma, \int_{-\infty}^{\infty} \lambda^2 |F(\lambda)|^2 d\lambda \ll 1)$  に有効な解を求める。そこで、厳密な境界条件ではなく、次の平均面 z = 0 上での実効境 界条件を用いる。

$$\begin{bmatrix} \phi + f \frac{\partial}{\partial z} \phi \end{bmatrix}\Big|_{z=0} = 0 \qquad \text{Dirichlet} \qquad (8)$$

$$\frac{1}{k} \Big[ -\frac{df}{dx} \frac{\partial}{\partial x} \phi + \frac{\partial}{\partial z} \phi + f \frac{\partial^2}{\partial z^2} \phi \Big]\Big|_{z=0} = 0 \qquad \text{Neumann} \qquad (9)$$

具体的に散乱場を求める手順は以前の文献 [5, 10] に詳しい。ここでは解析の概略を述べておく。

不規則半平面による散乱場は、実空間での非定常過程となるため、1)境界条件をも含めて散乱 場の諸量を  $D^{a}$ -Fourier 変換によりスペクトル領域での定常過程に変換、2)得られたスペクトル領 域での未知量を Wiener-伊藤展開、3)実効境界条件からその展開係数 (Wiener 核)が満たす階層 方程式を得る。よって、この階層方程式を解けばよい。しかしながら、無限に広い不規則表面の場 合の意味で解くことは困難であるため、要請:a)エッジが無ければ無限に広い不規則表面の解に移 行する、b)散乱場の分散が有限 ( $\langle |\phi_{s}|^{2} \rangle < \infty$ )である、を満たす近似解として求める。まず、4) 階層方程式の不規則表面散乱部分を解き、5)無限回繰り込まれた多重散乱効果を内蔵する一連の Wiener-Hopf 方程式を得る。これら一連の Wiener-Hopf 方程式は共通 Wiener-Hopf 方程式へと還 元される。6)Wiener-Hopf 法を適用して共通 Wiener-Hopf 方程式を解き、スペクトル領域での定 常過程として散乱場を得てから、7) $D^{a}$ -逆 Fourier 変換 により実空間での解表現を非定常過程とし て得る。これらの手順を経ることで、非定常過程である散乱場は次のように表される。

$$\phi_s(x,z,\omega) = a_0(x,z) + \sum_{n=1}^{\infty} \int \cdots \int_{-\infty}^{\infty} a_n(x,z;\lambda_1,\cdots,\lambda_n) \hat{h}^{(n)}[dB(\lambda_1,\omega),\cdots,dB(\lambda_n,\omega)] (10)$$

$$\equiv \phi_s^c(x,z) + \phi_s^{ic}(x,z,\omega)$$
(11)

 $a_n(x,z;\lambda_1,\dots,\lambda_n|s)$ は n 次の Wiener 核であり、観測点 (x,z) に依存し、変数  $(\lambda_1,\dots,\lambda_n)$  に関 し対称である。 $\hat{h}^{(n)}[\cdot]$ は n 次の複素 Wiener-Hermite 微分式 [7,8] である。TE 波に対しては

$$a_{0}(x,z) = \frac{1-A_{0}(\lambda_{0})}{2}g_{1}(x,z;\lambda_{0}) + \operatorname{sgn} z \operatorname{sgn} \theta_{i} \frac{\gamma(\lambda_{0})}{1+\gamma(\lambda_{0})M_{D}(\lambda_{0})} \\ \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\gamma(\lambda_{0}+\lambda)|F(\lambda)|^{2}}{1+\gamma(\lambda_{0}+\lambda)M_{D}(\lambda_{0}+\lambda)}g_{2}(x,z;-\lambda,\lambda_{0}+\lambda)d\lambda$$
(12)

$$a_{1}(x, z; \lambda_{1}) = \operatorname{sgn}\theta_{i} \frac{A_{1}(\lambda_{1}|\lambda_{0})}{2} g_{1}(x, z; \lambda_{0} + \lambda_{1}) + \operatorname{sgn}z \frac{A_{1}(\lambda_{1}|\lambda_{0})}{2} g_{2}(x, z; \lambda_{1}, \lambda_{0}) (13)$$

$$(x, z; \lambda_{1}, \dots, \lambda_{n}) = (\operatorname{sgn}\theta_{i})^{n} \frac{A_{n}(\lambda_{1}, \dots, \lambda_{n}|\lambda_{0})}{2} g_{1}(x, z; \lambda_{0} + \lambda_{1} + \dots + \lambda_{n})$$

$$(\operatorname{sgn}\theta_{i})^{n-1} \operatorname{sgn}z \frac{1}{2} \mathcal{S} \left[ \hat{A}_{n}(\lambda_{1}, \dots, \lambda_{n}|\lambda_{0}) g_{2}(x, z; \lambda_{n}, \lambda_{0} + \lambda_{1} + \dots + \lambda_{n-1}) \right] \quad (n \geq 2)$$

$$(14)$$

TM 波に対しては次のように求められている<sup>[9]</sup>。

 $a_n$ 

$$a_0(x,z) = \operatorname{sgn} z \operatorname{sgn} heta_i \frac{1+A_0(\lambda_0)}{2} g_1(x,z;\lambda_0) + \frac{1}{\gamma(\lambda_0)+M_N(\lambda_0)}$$

$$-\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\{\lambda_0(\lambda_0+\lambda)-k^2\}^2 |F(\lambda)|^2}{\gamma(\lambda_0+\lambda)+M_N(\lambda_0+\lambda)} g_2(x,z;-\lambda,\lambda_0+\lambda) d\lambda$$
(15)

$$a_1(x,z;\lambda_1) = \operatorname{sgn} z \frac{A_1(\lambda_1|\lambda_0)}{2} g_1(x,z;\lambda_0+\lambda_1) + \operatorname{sgn} \theta_i \frac{A_1(\lambda_1|\lambda_0)}{2} g_2(x,z;\lambda_1,\lambda_0) (16)$$

$$(x,z;\lambda_1,\ldots,\lambda_n) = \operatorname{sgn} z (\operatorname{sgn} \theta_i)^{n+1} \frac{A_n(\lambda_1,\ldots,\lambda_n|\lambda_0)}{2} g_2(x,z;\lambda_1,\lambda_0) (16)$$

$$+(\operatorname{sgn}\theta_i)^n \mathcal{S}\left[\hat{A}_n(\lambda_1,\dots,\lambda_n|\lambda_0)g_2(x,z;\lambda_n,\lambda_0+\lambda_1+\dots+\lambda_{n-1})\right] \quad (n \ge 2)$$

$$(17)$$

 $S[\cdot]$ は変数  $(\lambda_1, \dots, \lambda_n)$  に関する対称化のオペレータである。(11) は表現 (10) をコヒーレント (平均) 部分  $\phi_s^c(x, z)$  とインコヒーレント (変動) 部分  $\phi_s^{ic}(x, z, \omega)$  に分離したもので、前者はランダム 要素の無い  $a_0$  そのものである。Wiener 核  $a_n$  に現れる係数  $A_n(\dots | \lambda_0)$  等は、無限に広い不規則 表面に対する Wiener 核の対角近似解 <sup>[11]</sup> である。TE 波に対しては

$$A_0(\lambda_0) = -\frac{1 - \gamma(\lambda_0) M_D(\lambda_0)}{1 + \gamma(\lambda_0) M_D(\lambda_0)}$$
(18)

$$A_1(\lambda_1|\lambda_0) \simeq -\frac{\gamma(\lambda_0)\{1 - A_0(\lambda)\}F(\lambda_1)}{1 + \gamma(\lambda_0 + \lambda_1)M_D(\lambda_0 + \lambda_1)} \equiv \hat{A}_1(\lambda_1|\lambda_0)$$
(19)

$$A_n(\lambda_1, \dots, \lambda_n | \lambda_0) \simeq S\left[\frac{\gamma(\lambda_0 + \lambda_1 + \dots + \lambda_{n-1})A_{n-1}(\lambda_1, \dots, \lambda_{n-1} | \lambda_0)F(\lambda_n)}{1 + \gamma(\lambda_0 + \lambda_1 + \dots + \lambda_n)M_D(\lambda_0 + \lambda_1 + \dots + \lambda_n)}\right]$$
(20)

$$\equiv S\left[\hat{A}_n(\lambda_1,\dots,\lambda_n|\lambda_0)\right] \quad (n \ge 2)$$
(21)

TM 波に対しては

$$A_0(\lambda_0) = \frac{\gamma(\lambda_0) - M_N(\lambda_0)}{\gamma(\lambda_0) + M_N(\lambda_0)}$$
(22)

$$A_1(\lambda_1|\lambda_0) \simeq \frac{\{1+A_0(\lambda)\}\{\lambda_0(\lambda_0+\lambda_1)-k^2\}F(\lambda_1)}{\gamma(\lambda_0+\lambda_1)+M_N(\lambda_0+\lambda_1)} \equiv \hat{A}_1(\lambda_1|\lambda_0)$$
(23)

$$A_n(\lambda_1, \cdots, \lambda_n | \lambda_0) \simeq$$
 (24)

$$S\left[\frac{\{(\lambda_0+\lambda_1+\dots+\lambda_{n-1})(\lambda_0+\lambda_1+\dots+\lambda_{n-1}+\lambda_n)-k^2\}A_{n-1}(\lambda_1,\dots,\lambda_{n-1}|\lambda_0)F(\lambda_n)}{\gamma(\lambda_0+\lambda_1+\dots+\lambda_n)+M_N(\lambda_0+\lambda_1+\dots+\lambda_n)}\right] (25)$$

$$\equiv S\left[\hat{A}_n(\lambda_1,\cdots,\lambda_n|\lambda_0)\right] \quad (n \ge 2)$$
(26)

として得られている。 $A_0(\lambda_0)$ は不規則表面のコヒーレント反射係数を表す。 $M_D(s), M_N(s)$ は、無限に広い不規則表面による多重散乱効果を表す (複素)多重繰り込み mass operator であり、次の 非線形積分方程式の解である <sup>[11]</sup>。

$$M_D(s) = -\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\gamma(s+\lambda)|F(\lambda)|^2}{1+\gamma(s+\lambda)M_D(s+\lambda)} d\lambda$$
(27)

$$M_N(s) = -\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\{s(s+\lambda)-k^2\}^2 |F(\lambda)|^2}{\gamma(s+\lambda)+M_N(s+\lambda)} d\lambda$$
(28)

Wiener 核  $a_n$  を構成する関数  $g_1(x, z; \lambda_i), g_2(x, z; \lambda_s, \lambda_i)$  は以下の Fourier 積分として定義される。 TE 波に対しては

$$g_1(x,z;\lambda_i) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty+i\mu}^{\infty+i\mu} \Delta_D(\lambda_i) \frac{G(s,\lambda_i)}{\gamma(s)} e^{-\gamma(s)|z|-isx} ds$$
(29)

$$g_2(x,z;\lambda_s,\lambda_i) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty+i\mu}^{\infty+i\mu} \Delta_D(\lambda_i) \frac{G(s-\lambda_s,\lambda_i)}{\gamma(\lambda_i)} e^{-\gamma(s)|z|-isx} ds$$
(30)

TM 波に対しては

$$g_1(x,z;\lambda_i) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty+i\mu}^{\infty+i\mu} \Delta_N(\lambda_i) G(s,\lambda_i) e^{-\gamma(s)|z|-isx} ds$$
(31)

$$g_2(x,z;\lambda_s,\lambda_i) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty+i\mu}^{\infty+i\mu} \Delta_N(\lambda_i) G(s-\lambda_s,\lambda_i) e^{-\gamma(s)|z|-isx} ds$$
(32)

である。ただし、 $\mu = \text{Im } s$ は  $|\mu| < k_2$ を満たすようにとる。 $G(s,\nu)$ は、共通 Wiener-Hopf 方程式の解で、等価表面インピーダンス  $\gamma(s)M_D(s), M_N(s)/\gamma(s)$ を持つ平坦な半平面よる散乱場を記述する。以下、回折核と呼ぶ。その具体形は TE 波に対しては

$$G(s,\nu) = \frac{\iota}{\Delta_D^-(s)\Delta_D^+(\nu)(s-\nu)}$$

$$\Delta_D(s) = \frac{1+\gamma(s)M_D(s)}{2} = \frac{\gamma(s)}{\gamma(s)}$$
(33)

$$\Delta_D^{\pm}(s) = \frac{\sqrt{|\sigma|}}{\sqrt{k\pm s}} \exp\left(\pm \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty\mp i\mu}^{\infty\mp i\mu} \frac{\log[\{1+\gamma(\tau)M_D(\tau)\}/\{i|\sigma|\}]}{\tau-s} d\tau\right)$$

$$(|\operatorname{Im} s| < \mu < k_2) \tag{35}$$

$$\Delta_D^+(-s) = \Delta_D^-(s) \tag{36}$$

TM 波に対しては次のように求められている。

$$G(s,\nu) = -\frac{i}{\Delta_N^{-}(s)\Delta_N^{+}(\nu)(s-\nu)}$$
(37)

$$\Delta_N(s) = \frac{\gamma(s) + M_N(s)}{2} \equiv \Delta_N^+(s)\Delta_N^-(s)$$

$$\Delta^{\pm}(s) = \bar{\alpha}^{\pm}(s) + \sqrt{|\sigma|}\sqrt{k+s}\exp\left(\pm\frac{1}{4\pi}\int_{0}^{\infty\mp i\mu} \frac{\log[\{1+M_N(\tau)/\gamma(\tau)\}/\{i|\sigma|\gamma(\tau)\}]}{d\tau}\right)$$
(38)

$$(|\operatorname{Im} s| < \mu < k_2) (39)$$

$$\Delta_N^+(-s) = \Delta_N^-(s) \tag{40}$$

ただし、 $\mu$ は  $|\text{Im }s| < \mu < k_2$ を満たすようにとる。 $\Delta_D(\cdot), \Delta_N(\cdot)$ は共振因子である。 $\Delta_D^{\pm}(\cdot), \Delta_N^{\pm}(\cdot)$ は、共通 Wiener-Hopf 方程式の核関数の分解関数で、各々半平面領域 Im  $s > -k_2, \text{Im }s < k_2$ において正則かつ非零である。回折核  $G(s,\nu)$ の引数  $s,\nu$  は各々散乱と入射波動ベクトルの x成分に対応する。(36) あるいは (40) より、回折核  $G(s,\nu)$ は、次の相反性を満たすことが分かる。

$$G(-\nu, -s) = G(s, \nu) \tag{41}$$

## 2.3 散乱場の表現 (II)

Fourier 積分  $g_1, g_2$  を具体的に評価するため、分解関数  $\Delta_D^{\pm}(s), \Delta_N^{\pm}(s)$  が内蔵する mass operator  $M_D(s), M_N(s)$  を無視する。

$$\Delta_{D}^{\pm}(s)\Big|_{M_{D}(s)\to 0} = \frac{1}{2\bar{\gamma}^{\pm}(s)}$$

$$\Delta_{D}(\nu)\frac{G(s,\nu)}{\gamma(s)} = \frac{\gamma(\nu)}{\gamma(s)}\frac{i\Delta_{D}^{-}(\nu)}{\Delta_{D}^{-}(s)(s-\nu)}$$

$$\frac{\gamma(\nu)}{\gamma(s)}\frac{i\bar{\gamma}^{-}(s)}{\bar{\gamma}^{-}(\nu)(s-\nu)} = \frac{i\sqrt{k+\nu}}{\sqrt{k+s(s-\nu)}} \equiv G_{F_{D}}(s,\nu)$$
(42)
(42)
(42)

$$\Delta_N^{\pm}(s)\Big|_{M_N(s)\to 0} = \bar{\gamma}^{\pm}(s)$$

$$\Delta_N(\nu)G(s,\nu) = -\frac{i\Delta_N^{-}(\nu)}{\Delta_N^{-}(s)(s-\nu)}$$
(44)

$$\rightarrow -\frac{i\bar{\gamma}^{-}(\nu)}{\bar{\gamma}^{-}(s)(s-\nu)} = -\frac{i\sqrt{k-\nu}}{\sqrt{k-s(s-\nu)}} \equiv G_{F_N}(s,\nu)$$
(45)

物理的には、多重不規則表面散乱とエッジ回折との相互作用の一部を無視する近似に相当する。なお、後の数値計算例でも分かるように、mass operator を無視することによる (特に TM 波の場合) 波動場の発散等の困難は生じない。以下  $k_2 = 0$  として解析を行なう。Fourier 積分 (29),(30) 及び (31),(32) は、TE 波については

$$g_1(x,z;\lambda_i) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G_{F_D}(s,\lambda_i) e^{-\gamma(s)|z| - isx} ds$$
(46)

$$g_2(x,z;\lambda_s,\lambda_i) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\gamma(s-\lambda_s)}{\gamma(\lambda_i)} G_{F_D}(s-\lambda_s,\lambda_i) e^{-\gamma(s)|z|-isx} ds$$
(47)

TM 波については次のように書ける。

$$g_1(x,z;\lambda_i) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G_{F_N}(s,\lambda_i) e^{-\gamma(s)|z| - isx} ds$$
(48)

$$g_2(x,z;\lambda_s,\lambda_i) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G_{F_N}(s-\lambda_s,\lambda_i) e^{-\gamma(s)|z|-isx} ds$$
(49)

近似した回折核により、 $g_1, g_2$  自体は不規則表面の統計的性質に直接的には依存せず (パラメータ  $\lambda_s$ の意味で間接的に関与)、入射波  $\lambda_i$  と観測点 (x, z)のみで定まることに注意されたい。

次の変数変換と原点を中心とする円筒座標系を導入して、角スペクトル表現 (Sommerfeld 積分) に書き換える。

$$s = -k \cos w \ (s \in \mathbf{R} \ , \ w \in \mathbf{C})$$
  

$$ds = i\gamma(k\cos w)dw \ , \ w = \cos^{-1}(-s/k)$$
  

$$c = r\cos\theta \ , \ z = r\sin\theta \ (r > 0, \ |\theta| < \pi)$$
(50)

r は原点からの距離、 $\theta$  は散乱角を表す。ここでは  $\cos^{-1}\eta \equiv -i\log\{\eta + i\sqrt{1+\eta}\sqrt{1-\eta}\}$  と定義し 主値をとる。集合 C は複素 w-平面上の経路:  $0+i\infty \to 0 \to \pi \to \pi - i\infty$  である。変数変換により 全複素 s-平面は複素 w-平面上で指数因子  $e^{i\cos w}, e^{i\cos(w-\pi)}$ の鞍部点である  $w = 0, \pi$  を通る最急降 下路によって挟まれる領域 D に写像される (図 2)。解析手順は省略し、結果のみ記す。 $g_1(x, z; \lambda_i)$ は次式で表現される。

$$g_1(x, z; \lambda_i) = -D(kr, |\theta| + \beta) - D(kr, |\theta| - \beta) \quad \text{(TE)}$$
(51)

$$g_1(x, z; \lambda_i) = D(kr, |\theta| + \beta) - D(kr, |\theta| - \beta)$$
 (TM) (52)

ただし、 $\beta = \cos^{-1}(\lambda_i/k)$ である。関数  $D(kr, \alpha)$  はエッジによる 1 次回折を記述し <sup>[2]</sup> 複素 Fresnel 積分  $F(\alpha)$  <sup>[1]</sup> を用いて書ける。

$$D(kr,\alpha) = e^{ikr\cos\alpha} F(\sqrt{2kr}\cos(\alpha/2))$$
(53)

$$F(\alpha) = \frac{1}{2} - \frac{1}{\pi^{1/2}} e^{-i\pi/4} \int_0^\alpha e^{i\tau^2} d\tau \quad (\alpha \in D)$$
(54)

 $g_1$  は不規則半平面により散乱された距離減衰性の無い伝搬平面波成分を含む波動の寄与をもたら す。 $g_2(x,z;\lambda_s,\lambda_i)$  は論文 [1] の極分離の手法を適用することにより解析可能で、次のように書ける。

$$g_2(x, z; \lambda_s, \lambda_i) = g_1(x, z; \lambda_i + \lambda_s) + g_I(x, z; \lambda_s, \lambda_i)$$
(55)



図 2: 複素 w-平面上の経路 C、領域 D 及び鞍部点  $|\theta|$  を通る最急降下路  $p(\tau)$  と分岐点  $\theta_B(\lambda_s)$ を通る分岐線  $q(\tau)$  ( $\theta_i = 60^\circ, \theta = 80^\circ, \lambda_i = 0.5k, \lambda_s = -1.5k$ )

関数  $g_I(x, z; \lambda_s, \lambda_i)$  は次の Fourier 積分で定義される。

$$g_I(x, z; \lambda_s, \lambda_i) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G_I(s; \lambda_s, \lambda_i) e^{-\gamma(s)|z| - isx} ds$$

$$G_I(s; \lambda_s, \lambda_i) = \frac{\gamma(s - \lambda_s)}{2\pi} G_F(s - \lambda_s, \lambda_i) - G_F(s, \lambda_i + \lambda_s)$$
(TE)
(57)

$$\begin{array}{ll} \gamma(\lambda_i) & & & \\ G_I(s;\lambda_s,\lambda_i) &= & G_{F_N}(s-\lambda_s,\lambda_i) - G_{F_N}(s,\lambda_i+\lambda_s) & & (\text{TM}) \end{array}$$
(58)

積分核  $G_I(s; \lambda_s, \lambda_i)$  は  $(\lambda_s + \lambda_i \, i \, -k(\text{TE})$  または k(TM) なる場合を除いて) 極の特異性を持た ない。従って、角スペクトル表現時に存在する特異性は、因子  $\bar{\gamma}^-(s - \lambda_s)$  に由来する  $s = k + \lambda_s$ での分岐点及び生じる分岐線である。この場合、積分変数 s に対し、TE 波の場合には解析上の困 難は無いが、TM 波の場合には分岐点の近傍で  $|s - (k + \lambda_s)|^{-1/2}$  なる可積分特異性を有するため、 注意が必要である。関数  $g_I(x, z; \lambda_s, \lambda_i)$  を角スペクトル表現する。

$$g_I(x,z;\lambda_s,\lambda_i) = \frac{i}{2\pi} \int_{\mathcal{C}} G_I(-k\cos w;\lambda_s,\lambda_i) e^{ikr\cos(w-|\theta|)} \gamma(k\cos w) dw$$
(59)

上式の披積分関数は  $w = |\theta|$  に鞍部点、 $w = \theta_B(\lambda_s)$  での分岐点及び分岐線の特異性を持つ。 $\theta_B(\lambda)$  は以下で定義する。

$$\theta_B(\lambda) = \cos^{-1}(-1 - \lambda/k) \tag{60}$$

(59)を積分路変更<sup>[1]</sup>によって数値計算に適した形にして評価する。

$$g_I(x, z; \lambda_s, \lambda_i) = g_{SDP}(kr, |\theta|; \lambda_s, \lambda_i) + H(|\theta|, \lambda_s)g_{BC}(kr, |\theta|; \lambda_s, \lambda_i)$$
(61)

ここで  $g_{SDP}(\dots)$  は鞍部点を通る最急降下路  $p(\tau)$  ( $\tau \in \mathbf{R}$ ) に沿う積分を、 $g_{BC}(\dots)$  は (存在する 場合には) 分岐点を通る最急降下路  $q(\tau)$  ( $\tau \in \mathbf{R}$ ) に沿う積分を表す。

$$g_{SDP}(kr, |\theta|; \lambda_s, \lambda_i) = -\frac{(1+i)k}{2\pi} e^{ik\tau} \int_{-\infty}^{\infty} G_I(-k\cos p(\tau); \lambda_s, \lambda_i) \frac{\sin p(\tau)}{\cos \frac{p(\tau) - |\theta|}{2}} e^{-k\tau\tau^2} d\tau$$
(62)

$$p(\tau) = |\theta| + 2\sin^{-1} \left( 2^{-1/2} e^{-i\pi/4} \tau \right)$$
(63)

$$g_{BC}(kr, |\theta|; \lambda_s, \lambda_i) = -\frac{ik}{\pi} e^{ikr\cos(\theta_B(\lambda) - |\theta|)} \int_{-\infty}^{\infty} G_I(-k\cos q(\tau); \lambda_s, \lambda_i) \frac{\sin q(\tau)}{\sin(q(\tau) - |\theta|)} \tau e^{-k\tau\tau^2} d\tau$$
(64)

$$q(\tau) = |\theta| + \operatorname{sgn}(\operatorname{Re} \theta_B(\lambda) - |\theta|) \cos^{-1}(\cos(\theta_B(\lambda) - |\theta|) + i\tau^2)$$
  
(q(0) = \theta\_B(\lambda\_s)) (65)

$$H(|\theta|,\lambda) = \begin{cases} 1 -k \sec |\theta| < \lambda + k < -k \cos |\theta| & (|\theta| < \pi/2) \\ 1 -k \sec |\theta| < \lambda + k, \ \lambda + k < -k \cos |\theta| & (|\theta| > \pi/2) \\ 0 -k \sec |\theta| > \lambda + k, \ \lambda + k > -k \cos |\theta| & (|\theta| < \pi/2) \\ 0 -k \sec |\theta| > \lambda + k > -k \cos |\theta| & (|\theta| > \pi/2) \end{cases}$$
(66)

ここで  $\sin^{-1}\eta \equiv \pi/2 - \cos^{-1}\eta$  と定義した。関数  $H(|\theta|, \lambda)$  は分岐積分の寄与の有無を表す。物 理的には  $g_{SDP}$  は位相因子  $e^{ikr}$  を持つ円筒波的な波動を、 $g_{BC}$  は位相因子  $e^{ikr\cos(\theta_B(\lambda_s)-|\theta|)}$  を 持つため  $|\theta| = \theta_B(\lambda_s)$  方向へ伝搬する非一様な平面波を表す。また、振幅の振舞いについては  $kr \to \infty$  に対して鞍部点法を適用することで得られる。TE,TM 波とも  $g_{SDP}$  は  $O(((kr)^{-1/2})$ (TM 波の  $\lambda_s + \lambda_i = k$  を除く)、 $g_{BC}$  に関しては、TE 波では  $O(((kr)^{-3/2})$ 、TM 波では分岐点での特異 性のため  $O((kr)^{-1/2})$ (ただし鞍部点と分岐点が一致する場合:  $|\theta| = \theta_B(\lambda_s)$  を除く) で減衰する。 以上の積分評価を用いることで、TE 波の場合の  $a_n$  (12)-(14) は次のように書ける。

$$a_{0}(x,z) = \frac{1 - \operatorname{sgn} z \, \operatorname{sgn} \theta_{i} \gamma(\lambda_{0}) M_{D}(\lambda_{0})}{1 + \gamma(\lambda_{0}) M_{D}(\lambda_{0})} g_{1}(x,z;\lambda_{0}) + \frac{\operatorname{sgn} z \, \operatorname{sgn} \theta_{i} g_{M_{D}}(x,z;\lambda_{0})}{1 + \gamma(\lambda_{0}) M_{D}(\lambda_{0})}$$
(67)

$$a_1(x,z;\lambda_1) = \frac{m_1(\lambda_1|\lambda_0)}{2} \left\{ (\operatorname{sgn} z + \operatorname{sgn} \theta_i) g_1(x,z;\lambda_0 + \lambda_1) + \operatorname{sgn} z g_I(x,z;\lambda_1,\lambda_0) \right\}$$
(68)

$$\begin{aligned} u_n(x,z;\lambda_1,\cdots,\lambda_n) &= \left(\operatorname{sgn} z \operatorname{sgn} \theta_i + 1\right) \left(\operatorname{sgn} \theta_i\right)^{n-1} \frac{2n(\lambda_1,\cdots,\lambda_n|\lambda_0)}{2} g_1(x,z;\lambda_0+\lambda_1+\cdots+\lambda_n) \\ &+ \left(\operatorname{sgn} \theta_i\right)^{n-1} \operatorname{sgn} z \frac{1}{2} S \Big[ \hat{A}_n(\lambda_1,\cdots,\lambda_n|\lambda_0) g_I(x,z;\lambda_n,\lambda_0+\lambda_1+\cdots+\lambda_{n-1}) \Big] \quad (n \ge 2) \quad (69) \end{aligned}$$

同様に、TM 波の an (15)-(17) は

$$a_0(x,z) = \frac{\operatorname{sgn} z \, \operatorname{sgn} \theta_i \gamma(\lambda_0) - M_N(\lambda_0)}{\gamma(\lambda_0) + M_N(\lambda_0)} g_1(x,z;\lambda_0) + \frac{g_M(x,z;\lambda_0)}{\gamma(\lambda_0) + M_N(\lambda_0)}$$
(70)

$$a_1(x,z;\lambda_1) = \frac{A_1(\lambda_1|\lambda_0)}{2} \left\{ (\operatorname{sgn} z + \operatorname{sgn} \theta_i) g_1(x,z;\lambda_0 + \lambda_1) + \operatorname{sgn} \theta_i g_I(x,z;\lambda_1,\lambda_0) \right\}$$
(71)

$$a_{n}(x,z;\lambda_{1},\cdots,\lambda_{n}) = (\operatorname{sgn} z \operatorname{sgn} \theta_{i} + 1)(\operatorname{sgn} \theta_{i})^{n-2} \frac{A_{n}(\lambda_{1},\cdots,\lambda_{n}|\lambda_{0})}{2} g_{1}(x,z;\lambda_{0}+\lambda_{1}+\cdots+\lambda_{n}) + (\operatorname{sgn} \theta_{i})^{n-2} \frac{1}{2} \mathcal{S} \left[ \hat{A}_{n}(\lambda_{1},\cdots,\lambda_{n}|\lambda_{0}) g_{I}(x,z;\lambda_{n},\lambda_{0}+\lambda_{1}+\cdots+\lambda_{n-1}) \right] \quad (n \geq 2)$$
(72)

となる。0次 Wiener 核にのみ現れる因子  $g_{M_D}, g_{M_N}$  は次で定義する。

$$g_{M_D}(x,z;\lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\gamma(\lambda+\lambda')}{1+\gamma(\lambda+\lambda')M_D(\lambda+\lambda')} |F(\lambda')|^2 g_I(x,z;-\lambda',\lambda+\lambda') d\lambda'$$
(73)

$$g_{M_N}(x,z;\lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\{\lambda(\lambda+\lambda')-k^2\}^2}{\gamma(\lambda+\lambda')+M_N(\lambda+\lambda')} |F(\lambda')|^2 g_I(x,z;-\lambda',\lambda+\lambda') d\lambda'$$
(74)

(27),(28) で示した mass operator の表式と比較すれば非常に似た形をしている。これはエッジ回 折を中継とした特別な,衣を着た,二重散乱過程を表す。以下,回折 mass operator,と呼ぶ。数値 計算によると回折 mass operator がコヒーレント散乱に与える寄与は非常に小さいようである<sup>[9]</sup>。

## 2.4 解の吟味

得られた近似解 (67)-(69) と (70)-(72) に対し、zを固定して $x \to -\infty$  とした極限、すなわち、 エッジから十分離れた散乱場の式を求める。このような極限では、 $|\theta| \to \pi, r \to \infty$  であるから、

$$q_1(x, z; \lambda_i) \longrightarrow -e^{-i\lambda_i x - \operatorname{sgn}\theta_i \gamma(\lambda_i)|z|}$$
(75)

$$g_{M_{\rm D}}, g_{M_{\rm N}}, g_I \longrightarrow 0 \tag{76}$$

を用いて計算すれば (簡単のため  $\theta_i > 0$ とする)

$$\phi_{s}(x,z,\omega) \rightarrow \begin{cases} e^{-i\lambda_{0}x}A_{0}(\lambda_{0})e^{-\gamma(\lambda_{0})z} + e^{-i\lambda_{0}x}\sum_{n=1}^{\infty}\int\cdots\int_{-\infty}^{\infty}A_{n}(\lambda_{1},\cdots,\lambda_{n}|\lambda_{0}) & (z>0) \\ \cdot e^{-i(\lambda_{1}+\cdots+\lambda_{n})x-\gamma(\lambda_{0}+\lambda_{1}+\cdots+\lambda_{n})z}\hat{h}^{(n)}[dB(\lambda_{1},\omega),\cdots,dB(\lambda_{n},\omega)] & (77) \\ - e^{-i\lambda_{0}x+\gamma(\lambda_{0})z} &= -\phi_{i}(x,z) & (z<0) \end{cases}$$

となる。(77)は、z>0 では無限に広い不規則表面による散乱場、z<0 では全波動場が零となる 消滅定理を表す。よって、得られた近似解は、無限に広い不規則表面に対する解の拡張となってい る。従って、解くための前提条件を満たした解が確かに得られた。

また、TE 波に関して、今回の Wiener-伊藤展開による解と以前に摂動解析による解との関係 について言及しておく。(67)-(69) において全ての複素 mass operator  $M_D$  及び回折 mass operator  $g_{M_D}$  を零と置き、(10) における Wiener-Hermite 微分式を引数の複素 Gauss ランダム測度の積に 置き換える:  $\hat{h}^{(n)}[dB(\lambda_1,\omega),\cdots,dB(\lambda_n,\omega)] \rightarrow dB(\lambda_1,\omega)\cdots dB(\lambda_n,\omega)$  ことで、摂動解析による 解<sup>[2, 13]</sup> に完全に一致する。

## 3 回折核の評価

## 3.1 統計量

(5),(10),(11), (70)-(72) と  $\hat{h}^{(n)}[\cdot]$ の直交性を用いれば、ランダム波動場に関する各種の統計量は直ちに得られる。

コヒーレント散乱波動場 コヒーレント波散乱動場  $\phi_s^c(x,z)$ 

$$\phi_s^c(x,z) = \langle \phi_s(x,z,\omega) \rangle = a_0(x,z) \\
= \begin{cases}
-A_0(\lambda_0)g_1(x,z;\lambda_0) + \frac{\gamma(\lambda_0)g_{M_D}(x,z;\lambda_0)}{1+\gamma(\lambda_0)M_D(\lambda_0)} & (\operatorname{sgn} z \operatorname{sgn} \theta_i > 0) \\
g_1(x,z;\lambda_0) - \frac{\gamma(\lambda_0)g_{M_D}(x,z;\lambda_0)}{1+\gamma(\lambda_0)M_D(\lambda_0)} & (\operatorname{sgn} z \operatorname{sgn} \theta_i < 0)
\end{cases}$$
(TE) (78)

$$= \begin{cases} A_0(\lambda_0)g_1(x,z;\lambda_0) + \frac{\gamma(\lambda_0)g_{M_N}(x,z;\lambda_0)}{\gamma(\lambda_0) + M_N(\lambda_0)} & (\operatorname{sgn} z \operatorname{sgn} \theta_i > 0) \\ -g_1(x,z;\lambda_0) + \frac{\gamma(\lambda_0)g_{M_N}(x,z;\lambda_0)}{\gamma(\lambda_0) + M_N(\lambda_0)} & (\operatorname{sgn} z \operatorname{sgn} \theta_i < 0) \end{cases}$$
(TM) (79)

因子 sgnz sgn $\theta_i > 0$  及び sgnz sgn $\theta_i < 0$  は各々半平面について表 (照射側) と裏 (影側) を表す。 照射側での不規則表面の影響は、平均面 z = 0 からの鏡面反射波及びエッジ回折波を含む  $g_1$  に掛 けられるコヒーレント反射係数  $A_0$  という意味で強く現れる。一方、影側での不規則表面の影響は、 影形成波 (図 3) を含む  $g_1$  に対しては現れず、回折 mass operator  $g_{M_D}$ ,  $g_{M_N}$  の意味で弱く現れる。

インコヒーレント散乱強度 自乗平均により散乱場の分散を得る。

$$\langle |\phi_s^{ic}(x,z,\omega)|^2 \rangle = \langle |\phi_s(x,z,\omega) - \phi_s^c(x,z)|^2 \rangle$$

$$= \sum_{n=1}^{\infty} \int \cdots \int_{-\infty}^{\infty} |a_n(x,z;\lambda_1,\cdots,\lambda_n)|^2 d\lambda_1 \cdots d\lambda_n$$

$$\approx \int_{-\infty}^{\infty} |a_1(x,z;\lambda_1)|^2 d\lambda_1$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} |A_1(\lambda_1|\lambda_0)|^2 \Big| g_1(x,z;\lambda_0+\lambda_1) + \frac{1}{2} g_I(x,z;\lambda_1,\lambda_0) \Big|^2 d\lambda_1$$

$$( \operatorname{sgn} z \operatorname{sgn} \theta_i > 0 )$$

$$(81)$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{A_1(\lambda_1|\lambda_0)}{2} g_I(x,z;\lambda_1,\lambda_0) \right|^2 d\lambda_1 \quad (\text{ sgn} z \, \text{sgn}\theta_i < 0)$$
(82)

本報告では1次オーダーのインコヒーレント散乱のみを対象にする。(81)及び(82)より、不規則表面の影響は関数  $A_1$ の形で、照射側では主に  $g_1$  すなわち伝搬平面波成分に対する意味で強く、影 側では  $g_I$  つまりエッジ回折波成分に対する意味で弱く現れることが分かる。

波動場の平均強度 全波動場に対してもコヒーレント部分  $\phi^{\circ}$  とインコヒーレント部分  $\phi^{ic}$  に分離 しておく。

$$\phi(x, z, \omega) = \phi^c(x, z) + \phi^{ic}(x, z, \omega)$$
(83)

(5),(11) 及び(83)より、明らかに以下が成り立つ。

$$\phi^c(x,z) = \phi_i(x,z) + \phi_s^c(x,z) \quad \phi^{ic}(x,z,\omega) = \phi_s^{ic}(x,z,\omega) \tag{84}$$

特に無摂動  $\sigma^2 = 0$ の場合は  $A_0 = -1, g_{M_D} = 0$  (TE)、 $A_0 = 1, g_{M_N} = 0$  (TM) となり

$$\phi(x,z) = e^{-i\lambda_0 x + \operatorname{sgn}\theta_i \gamma(\lambda_0) z} + g_1(x,z;\lambda_0)$$
(TE) (85)

$$\phi(x,z) = e^{-i\lambda_0 x + \operatorname{sgn}\theta_i \gamma(\lambda_0) z} + \operatorname{sgn} z \operatorname{sgn}\theta_i g_1(x,z;\lambda_0)$$
(TM) (86)

よく知られている粗さの無い滑らかな半平面による波動場に一致する。(83),(84) より自乗平均を計 算すると次式を得る。

$$\langle |\phi(x,z,\omega)|^2 \rangle = |\phi^c(x,z)|^2 + \langle |\phi^{ic}(x,z,\omega)|^2 \rangle \tag{87}$$

## 3.2 数值計算

具体的な数値計算のためスペクトル密度 |F(λ)|<sup>2</sup> を Gauss 型とする。

$$|F(\lambda)|^2 = \kappa \sigma^2 e^{-(\kappa\lambda)^2} / \sqrt{\pi}$$
(88)

「金額的な」

ただし、 $\kappa$ は不規則表面の相関距離である。計算する統計量は入射波強度で規格化したコヒーレント 散乱強度  $I_s^c(r, \theta)$ 、インコヒーレント散乱強度  $I_s^{cc}(r, \theta)$ 、コヒーレント波動場強度  $I^c(r, \theta)$  である。

$$I_{s}^{c}(r,\theta) = \frac{|\phi_{s}^{c}(x,z)|^{2}}{|\phi_{i}(x,z)|^{2}} \quad I_{s}^{ic}(r,\theta) = \frac{\langle |\phi_{s}^{c}(x,z,\omega)|^{2} \rangle}{|\phi_{i}(x,z)|^{2}}$$

$$I^{c}(r,\theta) = \frac{|\phi^{c}(x,z)|^{2}}{|\phi_{i}(x,z)|^{2}} \quad (89)$$

以下 TM 波に対しては本報告での  $a_0, a_1$  の近似解 (70),(71) を用いて数値計算を行う。TE 波に関 しては今回は、Wiener-伊藤展開による解を用いた計算は行わず、摂動解析の論文 [2] の結果を引 用するにとどめる。特にことわらない限り、表面粗さを  $k\sigma = \pi/10$  (0.05 波長単位)、相関距離を  $k\kappa = 1$  ( $\approx 0.16$  波長単位)、入射角を  $\theta_i = 60^\circ$  に固定する。

コヒーレント散乱とインコヒーレント散乱(概観) まず照射側と影側での振舞いの相違を見る。  $kr = 2\pi, 20\pi$  とした  $I_s^c(r, \theta), I_s^{ic}(r, \theta)$  及び無摂動 ( $\sigma^2 = 0$ ) 散乱強度を図 4に示す。コヒーレント散 乱は主に、半平面からの鏡面反射波の存在領域  $\theta > 120^\circ$  及び影形成波の存在領域  $\theta < -120^\circ$  に現 れており、照射側では無摂動の場合と比較して、およそ 20% 程度強度が減少する。一方影側では、  $kr = 2\pi$  では  $\theta < -160^\circ$  の領域において若干の減少が見られるものの、 $kr = 20\pi$  に対しては無摂 動との差はほとんど見られない。インコヒーレント散乱は、主に照射側( $\theta > 0^\circ$ )で現れ、不規則表 面による拡散散乱により  $0^\circ < \theta < 120^\circ$  を含む広範囲に存在する。一方影側では、 $\theta < -60^\circ$ の範 囲で弱く現れている。またインコヒーレント散乱強度は、不規則表面に近い領域( $\theta > 170^\circ$ )で急峻 に増加している。この現象は、無限に広い不規則表面の場合の異常散乱(不規則表面上の複素モー ドの励振による水平方向散乱の強い顕在化)<sup>[12]</sup>に対応するものと考える。

kr 依存性 次に kr-依存性を見るため、kr =  $0.2\pi$ , $2\pi$ , $20\pi$ , $200\pi$ , $200\pi$  に対して  $I_s^c(r, \theta)$ , $I_s^{ic}(r, \theta)$ を計算した結果を図5に示す。比較のため TE 波入射の場合 (摂動解析) の計算結果<sup>[2]</sup> を図6に示 す。コヒーレント散乱については、TE 及び TM 入射双方において散乱強度は、図4の結果と同じ くラフネスの影響により照射側で減少し $\theta = 0^\circ$  に関し非対称なパターンとなっている。kr 依存性 は、エッジ近傍 kr =  $0.2\pi$ , $2\pi$  の結果を除き、伝搬平面波の存在領域  $|\theta| > 120^\circ$  では kr が大きく なるに従って、エッジ回折波との干渉による非常に細かいリップルを生じるものの、振動の中心の レベルはほぼ1 で変わらない。それ以外の領域  $|\theta| < 120^\circ$ -では、強度は  $O((kr)^{-1})$  で減少してお り、散乱場が  $O((kr)^{-1/2})$ のエッジ回折波のみで構成されていることが分かる。また、エッジ近傍 での振舞いを見ると、TM 波の方が TE 波よりも強度分布の歪みが大きい。 $\theta = 0^\circ$  近傍において も、TE 波では散乱波は存在するのに対し、TM 波では消滅している。これは、無摂動の場合にも ともとあるところの偏波による散乱パターンの相違に由来する。

インコヒーレント散乱については、TE,TM 波とも照射側  $\theta > 0^\circ$  での大なる kr に対して、エッ ジ回折波が減衰することにより、伝搬平面波に基づく拡散散乱が顕在化していくことが分かる。TM 波の方が、 $\theta = 0^\circ$  極近傍まで散乱波が存在する理由は、異常散乱のためである。影側  $\theta < 0^\circ$  につ いては、大なる kr での TE 波の場合は、散乱角  $\theta = -\theta_i = -60^\circ$  において零点となっているのに 対し、TM 波の場合は、零点どころか周囲に細かいリップルを伴って逆にピーク点のようになって いる。 $\theta = -\theta_i$  に対し TE 波で零点を生じる理由は、(43) 及び (57) からすぐ分かるように、影側 を支配するエッジ回折波成分 g<sub>I</sub> の積分核 G<sub>I</sub> が  $\lambda_s, \lambda_i$  のいかんによらず

$$G_I(-\lambda_i;\lambda_s,\lambda_i)=0$$

なる性質を持つためである。このため、散乱角  $\theta = -\theta_i$  (より正確には  $|\theta| = |\theta_i|$ ) に対する  $kr \to \infty$  に対する漸近展開での  $O((kr)^{-1/2})$  の主要部が消滅する。物理的には  $O((kr)^{-1/2})$  の回折波成分に

対して、二つの相互作用 (粗面散乱→エッジ回折とエッジ回折→粗面散乱) が打ち消し合うためで ある<sup>[1]-[3]</sup>。一方、TM 波の場合、零点にならない理由は簡単で、入。≠0 に対し

## $G_I(-\lambda_i;\lambda_s,\lambda_i)\neq 0$

となって、対応する二つの相互作用が打ち消し合わないためである。しかし、リップルを伴うビークを生じる理由となるとやや複雑である<sup>[9]</sup>。概略を述べると次のようである。「1.gr が与えるエッジ回折波のうち、特異性を持った分岐点近傍の波数成分が不規則表面上の複素モード<sup>[14]</sup> (この場合は  $k + \lambda_1$ )により強く励振されて強調され、2. さらに不規則表面による散乱を受けることで複素 モードを励振 (この場合は  $\lambda_0 + \lambda_1 \approx -k$ )することによる重畳」で生じる。ピーク周囲のリップル も gr に存在する円筒波的なエッジ回折波と非一様平面波的なエッジ回折波の干渉した波動が、複素モードを励振する場合に強調されることにより生じる。更に TM 波に関しては、影側の不規則半 平面近傍  $\theta < -170^\circ$ において急激に強度が上昇し、リップルは次第に埋没していくことが分かる。こちらは、観測点が半平面に近づくことで、強く励振されたエッジ回折波が、不規則表面からの散 乱を受けもう1つの複素モード (この場合は  $\lambda_0 + \lambda_1 \approx +k$ )を励振することで生じる<sup>[9]</sup>。

相関距離依存性 次に  $I_s^{cc}(r,\theta)$  の相関距離依存性を見るため、パラメータ  $k\kappa = 0.5,1,2,4,8,16,kr = 200\pi$  での計算結果を図 7 に示す。 $k\kappa$  が小なれば広範囲に拡散散乱を生じるため、照射側では  $\theta \rightarrow +0^\circ$  ぎりぎりまで、言わば切り立つ崖のように散乱波が現れる。影側においても、広い範囲で 強度が上昇することが分かる。一方、 $k\kappa$  が大なれば拡散散乱は減少する。このため照射側では拡散散乱が縮小し、幾何光学的反射波領域のみとなる。影側においても  $k\kappa = 4$  では特徴的なリップ ルやピークが消滅し、 $k\kappa \geq 8$  では不規則半平面近傍の強度の増加が見られなくなる。

 $k\sigma$  依存性 図8は  $I_s^{ic}(r, \theta)$  の表面粗さ依存性を  $k\sigma = \pi/40, \pi/20, \pi/10, \pi/5, kr = 200\pi, k\kappa = 1$  に 対して計算した結果である。概して言えば、全体として散乱パターンは  $k\sigma$  の増加に応じて上方へ シフトしている。特に  $k\sigma = \pi/40, \pi/20, \pi/10$  に対しては、 $0 < \theta < 10^\circ$  を除いてほぼ  $(k\sigma)^2$  に比例 している。 $k\sigma = \pi/5$  に対しては増加度はやや鈍化し  $k\sigma$  に関する 1 次のインコヒーレント散乱波 の非線形性が現れている。しかしながら、散乱パターン形状自体の変化はあまり見受けられない。

入射角依存性 次に入射角依存性を見るため、 $\theta_i = 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 150^\circ, k\kappa = 2, kr = 200\pi$ に対 する  $I_s^c(r, \theta), I_s^{ic}(r, \theta)$  の計算結果を図 9 に示す。まずコヒーレント散乱については、入射角に応じ た領域  $|\theta| > \pi - |\theta_i|$  において、伝搬する平面波成分が現れている。照射側では、コヒーレント反 射係数  $A_0$  の影響により強度が減少する。一方影側では、規格化強度は 1 を中心に振動したままで あり、ラフネスの影響はほとんど見受けられない。インコヒーレント散乱に対しては、照射側での 拡散散乱の現れ方に影響が見られる。相関距離が  $k\kappa = 2$  と比較的長いため、 $\theta_i < 90^\circ$  に対しては 拡散散乱はあまり広範囲には生じない。逆に  $\theta_i > 90^\circ$  では水平角近傍での強度が増加し、拡散散 乱を広範囲に生じる。一方影側では、入射角に応じてリップルパターンと  $\theta \approx -\theta_i$  に現れるピーク が追従することが分かる。

影側の不規則半平面近傍のインコヒーレント波動場 全コヒーレント波動場、特に不規則半平面に よって影となる領域での強度とインコヒーレント強度との関係について述べておく。図 10 は  $I^{c}(r,\theta)$ と  $I_{s}^{ic}(r,\theta)$  を  $kr = 20\pi, 2000\pi$  で比較した結果である。 $\theta < -120^{\circ}$  なる影領域において、コヒー レント波動場の強度は非常に小さくなる。注目すべきは、影領域の不規則半平面近傍におけるイン コヒーレント散乱で、特異性を持った分岐点近傍の波数成分と複素モードとの結合で生じる波動が 大きな値を持ち、影領域の全コヒーレント強度をも上まわる ( $kr = 20\pi$   $\tau \approx 4.1$  倍、 $kr = 2000\pi$  で ≈ 256 倍) ことが分かる。つまり、このような影領域では、インコヒーレント波のみを直接観測 (入射波あるいは平均波動を減算等の統計処理をすることなく) 可能である。モードの励振は不規 則表面の統計的性質に大きく依存しているため、この付近のインコヒーレント波を測定することに より、逆に不規則表面の状態を推定できる可能性が有る。あるいは、直接観測にこだわらなければ θ = −θ<sub>i</sub> 近傍に生じるピーク及びリップルを観測することで、より詳細に不規則表面の情報を取得 でき得ると考えられる。これらを踏まえた表面計測等への応用については今後検討してみたい。

## 4 むすび

本報告では、不規則半平面に TE,TM 平面波が入射した場合の散乱場を確率汎関数法と Wiener-Hopf 法により解析し、コヒーレント波動場と1次のインコヒーレント散乱場の表現を導出した。具体的に数値計算を行ない、散乱特性について議論した。

今後は、本報告で示した TE 波の式を用いた計算、TM 波の二次 Wiener 核までを計算するこ とで照射側での後方強調散乱の振舞い等を報告する予定である。また、回折核中の mass operator を無視すること無く精密に評価した場合の計算等を行いたい。

## 文献

- [1] J.Nakayama, Y.Tamura and T.Nishio, "Scattering and diffraction of a plane wave by a randomly rough half-plane", Waves in random media 5, pp.443-459(1995)
- [2] Y.Tamura, J.Nakayama and K.Komori, "Scattering and diffraction of a plane wave by a randomly rough half-plane: evaluation of the second-order perturbation", IEICE Trns. Electron. E80-C, pp.1381-1387(1997)
- [3] Y.Tamura and J.Nakayama, "Scattering and diffraction of a plane wave from a randomly rough strip", Waves in random media 6, pp.387-418(1996)
- [4] 田村安彦、中山純一,"ランダムストリップによる平面波の散乱 III(Neumann 条件の解に関す る考察)",(関西) 輻射科学研究会資料,RS 94-10(1994.10.21)
- [5] 田村安彦、中山純一, "不規則半平面による TM 平面波の散乱と回折 I", 電磁界理論研究会資料, EMT 00-33(2000.5.19)
- [6] 田村安彦、中山純一, "不規則半平面による TM 平面波の散乱と回折 II (その 1) 回折核の近 似評価 -", 電磁界理論研究会資料,EMT 00-33(2000.11.19)
- [7] 小倉久直,"物理・工学のための確率過程論", コロナ社 (1978)
- [8] J.Nakayama, "Scattering from a random-surface:Linear equations for coefficients of Wiener-Hermite expansion of the wave field", Radio Sci. 21, pp.707-712(1986)
- [9] 田村安彦、中山純一, "不規則半平面による TM 平面波の散乱と回折 II (その 2) 散乱特性の 具体評価 -", 電磁界理論研究会資料,EMT 00-33(2001.11.1)
- [10] 田村安彦、中山純一,"有限幅不規則表面による波動散乱 (壱の巻、弐の巻)", 電磁界理論研究 会資料,EMT 96-46,47(1996.10.9)
- [11] Y.Tamura and J.Nakayama, "Mass operator for wave scattering from a slightly random surface", Waves in random media 9, pp.341-368(1999)
- [12] J.Nakayama, "Anomalous scattering from a slightly random surface", Radio Sci. 17, pp.558-564(1982)
- [13] 小森一輝、田村安彦、中山純一, "ランダムな半平面による平面波の散乱-2次摂動の評価 (その2)-", 電磁界理論研究会資料,EMT 96-44(1996.10.9)
- [14] J.Nakayama, "A note on the guided complex waves supported by a slightly random surface", IECE Trans. E-66, pp.202-206(1983)

















的。但是不是你的我也没有。 中国的一般的现在是

輻射科学研究会資料

RS02-02

# 導波路グレーティング対を用いた光アドドロップ結合

Optical Add-Drop Multiplexer Consisting of Waveguide Gratings

# 裏 升吾

京都工芸繊維大学工芸学部

Shogo Ura Kyoto Institute of Technology

2002年5月24日 於 京都工芸繊維大学

## 1. はじめに

情報技術(IT)が急進展する近年、演算プロセッサの高速化・大容量化は極めて重要で あるが、その性能向上は配線容量で律速され、その容量確保が現状技術の延長では困難と なることが予測されている。光インターコネクト技術はこの課題を解決する手段として注 目され、ボード上のチップやモジュール間の伝送への適用も各種検討され始めている。す なわち、送信側チップに集積された面発光レーザ(VCSEL)からの信号光を光導波路に 結合し、受信側チップに集積されたフォトディテクタ(PD)まで送信する構成や手法が 注目されている。光導波路としては光接続の簡便性や結合効率を考慮してマルチモード型 や厚膜型(導光板)が主に検討されている。しかしながら、機能性や高密度性を重視すれ ば単一モード型が有利である<sup>1-4)</sup>。また、信号チャネル数が成否を決めることになるが、 空間的に高密度集積した光導波路に、光領域での多重化すなわち波長多重技術を導入すれ ば、ポテンシャルを高めることができる。

我々は、波長多重システムを視野に入れ、積層した薄膜導波路にグレーティング素子を 集積し、仲介モードを利用した結合を、理論的実験的に検討している<sup>5-11)</sup>。グレーティ ングの波長分散性および導波モードの離散性を利用して、鋭い波長選択性を得る。また、 各チップ上の受発光素子と光導波路とのインターフェース方式として導波光-自由空間光 結合についても理論的、実験的に検討してきた<sup>12)</sup>。

図1に想定しているチップ間光インターコネクトの構成概念図を示す。電子回路チッ プを、VCSELアレイおよびPDアレイを搭載したインターポーザとともに、ボード上に表 面実装する。ボードには電気配線以外にチャネル光導波路アレイが埋め込まれている。光 導波路チャネルには波長アドドロップ素子が集積されており、VCSELアレイからの自由 空間光およびPDアレイへの自由空間光と光アドドロップ結合する。



本稿では、スーパーモードを介した積層導波路間光アドドロップ結合および導波光-自 由空間光アドドロップ結合について、これまでの検討結果を報告する。

2. 積層導波路間光アドドロップ結合

積層された導波路間の光波の結合に関しては、縦方向Y分岐型、方向性結合器型、グ レーティングアシスト型、ARROW結合器型、グレーティングカプラ型など多数の報告が あり、高分子導波路や半導体導波路、誘電体導波路を用いた波長フィルタや光スイッチ等 が検討されている。しかしながら、方向性結合器型やグレーティングアシスト型などで は、結合部分でのみ導波路を近接させたり導波モードプロファイルを拡大して導波光電界 の重なりを形成しなければならず、複雑な構造および煩雑な作製プロセスを必要とする。 Y分岐型も同様である。他方、ARROW結合器型やグレーティングカプラ型などでは、片 方の導波路の導波モードを、パワー移行の仲介をする第3のモード(仲介モード)に一旦 変換し、その仲介モードを出力導波路の導波モードに結合する構成としており、結合導波 モード間の直接的な電界重なりは不要である。





図2 スーパーモードを介した2階積層導波路間の波長ドロップ結合

2.1 構造と結合原理

スーパーモードを利用した波長ドロップ素子の鳥瞰図および断面構造を図2に示す。基板上に2つの単一モード導波路 WG(1) および WG(2) が導波路分離層を挟んで積層されている。導波路分離層を、その屈折率が WG(1) および WG(2) の導波コア層の屈折率より低

く、上部および下部のクラッド層の屈折率より高い材料で構成しておくと、導波路分離層 をも導波コアとみなすモード、すなわちスーパーモードを伝搬させることができる。スー パーモードのモード屈折率は導波路分離層の屈折率より小さく、上部および下部のクラッ ド層の屈折率より大きくなる。また、界分布は WG(1) および WG(2) の双方に広がり、双 方の導波モードの界分布と重なりを持つ。これは、スーパーモードを WG(1) および WG(2) の導波モードの間のパワー移行のための仲介モードとして利用できることを意味する。グ レーティングカップラ GC(1) および GC(2) はそれぞれ導波路 WG(1) および WG(2) に集積 されている。

導波路 WG(1) を波長  $\lambda_I$ ・・・ $\lambda_n$  の導波モード A が左方から伝搬してきた場合を考える。WG(1) に集積された GC(1) の周期  $\Lambda_I$  が次式の整合条件を満たすようにしておくと、 波長  $\lambda_I$  の導波モード光 A は左方に伝搬するスーパーモード C に結合される。

$$\Lambda_1 = \frac{\lambda_1}{N_A + N_C} \tag{1}$$

ここで  $N_A$  および  $N_C$  はそれぞれ導波モード A およびスーパーモード C のモード屈折率 である。モード A からモード C へは逆方向結合であり、異なるモード間の分布ブラッグ 反射とみなすことができ、高い結合効率と鋭い波長選択性が期待できる。また、導波モー ドもスーパーモードも伝搬定数は離散的であり、他の波長  $\lambda_2 \cdot \cdot \cdot \lambda_n$  の導波光が GC(1) を透過するように設計できる。スーパーモード C は GC(2) により WG(2) の導波モード Bに結合される。 GC(2) のグレーティング周期  $\Lambda_2$  は次式を満たすように決定される。

$$\Lambda_2 = \frac{\lambda_1}{N_C + N_B} \tag{2}$$

ここで  $N_B$  は導波モード B のモード屈折率である。このように、導波路 WG(1) を伝搬し てきた入射導波光の中、波長  $\lambda_I$  の導波光のみ WG(2) にパワー移行させ、他は WG(1) をそ のまま伝搬させる、波長ドロップ機能を実現することができる。一方、右方から左方への 伝搬を考えれば、導波路 WG(1) を右方から伝搬してきた波長  $\lambda_2 \cdot \cdot \cdot \lambda_n$  の導波モード A は GC(1) では結合せずそのまま伝搬し、導波路 WG(2) を右方から伝搬してきた波長  $\lambda_I$ の導波モード B は GC(2) で右方に伝搬するスーパーモード C に逆方向結合し、さらに GC(1) により左方に伝搬する導波モード A に結合される。すなわち、波長アド機能が得ら れる。このように積層型の波長アドもしくは波長ドロップ素子が構成できる。

2.2 設計

中心結合波長を 900 nm とし、TEモード利用のデバイスを設計、作製した。WG(1) および WG(2) の導波コア層には Corning #7059ガラス(屈折率 nf = 1.54)を、導波路分離層に

はSiO<sub>2</sub>(屈折率 *n<sub>sp</sub>* = 1.46)を用いた。基板には屈折率が *n<sub>sp</sub>*より低い MgF<sub>2</sub>(屈折率 *n<sub>sub</sub>* = 1.38)を用いた。GC(1)および GC(2)はそれぞれ電子ビームレジスト層(屈折率 1.57)および Si-N 層(屈折率 1.90)を凹凸加工して形成した。導波コア層厚は各導波路が単一モード導波路となるように決定した。導波路の屈折率プロファイルと各モードの電界振幅プロファイルの計算結果例を図3に示す。分離層厚さを 3.0 µm とした。

導波モードA は構造全体の導波路(複合導波路)における TE<sub>1</sub> モードに対応し、主と して WG(1) に閉じ込められ、WG(2) に集積された GC(2) には界はほとんど分布しておら ず、その影響は無視できる。一方、導波モードB は複合導波路における TE<sub>0</sub> モードに対 応し、WG(1) に集積された GC(1) には界はほとんど分布しておらず、その影響は無視でき る。TE<sub>1</sub> モードおよび TE<sub>0</sub> モードのモード屈折率はそれぞれ N<sub>1</sub> = 1.476 および N<sub>0</sub> = 1.496 であり、 $n_{sp}$  より大きく  $n_f$  より小さい。この複合導波路においては TE<sub>2</sub> モード、 TE<sub>3</sub> モードおよび TE<sub>4</sub> モードがスーパーモードとして伝搬可能であり、そのモード屈折率 はそれぞれ N<sub>2</sub> = 1.451, N<sub>3</sub> = 1.429 および N<sub>4</sub> = 1.400 と計算され、 $n_{sub}$  より大きく  $n_{sp}$  よ り小さくなる。例として図 3 には TE<sub>3</sub> モードの電界プロファイルを示している。GC(1) および GC(2) の双方のグレーティング層に適当な界分布を有し、各グレーティングにより 導波モード A および B と結合可能であり、仲介モードとして利用できる。





GC(1) によるモード A とモード C の結合方程式は、モード A の伝搬方向を z 方向として、次式で与えられる。

$$\frac{dA(z)}{dz} = -j \kappa_{CA} * C(z) \exp(-2 j \Delta z)$$
  
$$-\frac{dC(z)}{dz} = -j \kappa_{CA} A(z) \exp(2 j \Delta z)$$
(3)

ただし、A(z) および C(z) はモード A とモード C の振幅を表す。結合係数  $\kappa_{CA}$  は次式で与えられる。

$$\kappa_{CA} = \frac{\varepsilon_0 \omega}{4} \int E_C^*(x) \Delta \varepsilon_1 E_A(x) dx$$
(4)

(5)

ただし、x軸は導波路面と垂直方向にとる。 $E_A(x)$ および $E_C(x)$ はそれぞれ導波モードAおよびスーパーモード Cの規格化電界分布であり、 $\Delta E_I$ は GC(1)を表す誘電率分布である。 $\kappa_{CA}$ はグレーティング溝の深さ、形状、結合モードのグレーティング層での界の大きさに依存する。また、位相不整合量 $\Delta$ は次式で与えられる。



仲介モードとして TE<sub>3</sub> モードを選んだ場合、図 3 の構造に対して、  $\kappa_{CA}$  = 10 mm<sup>-1</sup> と 計算された。GC(1) のグレーティング長を 0.5 mm としたときのモード A からモード C へ

のパワー移行率の波長依存性を図4(a)に示す。最大パワー移行率99.9%以上、半値全幅2 nmが期待される。また、最大効率付近でフラットで、側帯は急峻に低下しており、応用 する場合の理想形状に近い。一方、モードAのまま GC(1)を透過するパワーの波長依存 性は、図4(a)の上下を逆にした依存性となる。

GC(2) はモード C をモード B へ変換するだけなので、波長選択性を必要としない。むしろ、許容作製誤差を考えた場合、波長選択性が鋭いのは好ましくない。そこで3 セグメントで構成されるグレーティングを使用した。各セグメントは互いに少しづつ異なるグレーティング周期 A<sub>2i</sub> (i = 1, 2, 3) を有し、その結合中心波長を 2 nm づつずれている。それを z 軸に沿って配置することで、単一セグメントの場合に比較して波長受容幅を 3 倍にする こと試みた。i 番目のセグメントによるモード C とモード B の結合方程式は次式で与えら れる。

$$-\frac{dC(z)}{dz} = -j \kappa_{BC}^* B(z) \exp(-2j \Delta_i z)$$

$$\frac{dB(z)}{dz} = -j \kappa_{BC} C(z) \exp(2j \Delta_i z) \qquad (i = 1, 2, 3) \qquad (6)$$

ただし、B(z)はモードBの振幅を表す。導波モード Bの規格化電界分布  $E_B(x)$ 、GC(2)を 表す誘電率分布  $\Delta e_2$ を用いて結合係数  $\kappa_{BC}$  は次式で定義される。

$$\kappa_{BC} = \frac{\varepsilon_0 \omega}{4} \int E_B^*(x) \Delta \varepsilon_2 E_C(x) dx$$
<sup>(7)</sup>

また、位相不整合量 Δi は次式となる。

$$2 \Delta_i = \frac{2\pi}{\Lambda_{2i}} - \frac{2\pi}{\lambda} (N_C + N_B) \qquad (i = 1, 2, 3)$$
(8)

仲介モードに TE<sub>3</sub> モードを用いた場合、図 3 の構造に対して、 *κBC* = 15 mm<sup>-1</sup> と計算された。セグメント長 0.3 mm で全体で 0.9 mmとしたときのモード *C* からモード *B* へのパワー移行率の波長依存性を図 4 (b) に示す。 3 セグメントのグレーティング周期は 0.3082 μm、 0.3075 μm および 0.3068 μm とした。最大パワー移行率 99.9% 以上、半値全幅 6 nm と見積もられた。

モードAからモードBへの導波路間パワー移行率は、モードAからモードCへのパワー移行率とモードCからモードBへのパワー移行率を掛け合わせで得られる。導波路間パワー移行率の波長依存性は、図4(a)と図4(b)の形状から、ほぼ図4(a)に等しくなり、最大パワー移行率99.9%以上、半値全幅2nmと計算された。

2.3 作製および光学実験

MgF2 基板上に Si-N グレーティング層をP-CVDにて 45 nm 堆積し、電子ビームレジス トを塗布後、電子ビーム走査にて GC(2) および導波光入出力用グレーティングカプラのグ レーティングパターンを描画し、現像後、反応性イオンエッチング(RIE) によりSi-N層 にパターン転写し、凹凸グレーティングを得た。0.55 µm 厚のWG(2) 導波コア用 Corning #7059ガラス層、3.0 µm 厚のSiO2導波路分離層、および 0.50 µm 厚のWG(1) 導波コア用 Corning #7059ガラス層をrf-スパッタ法を用いて順次堆積した。0.10 µm 厚の電子ビームレ ジストを塗布後、電子ビーム走査にて GC(1) および導波光入出力用グレーティングカプラ を描画、現像し、レジスト凹凸グレーティングを得た。

Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>被長可変レーザを光源に用い波長を変化させながら、モードAからモードB へのパワー移行率を測定した。得られたパワー移行率の波長依存性を図5に示す。測定結 果を●で示す。最大パワー移行率40%、半値全幅1nmであった。中心結合波長は894 nmであり、設計値に比べて6nmほどシフトしていた。結合波長のずれは、作製誤差によ るモード屈折率のずれに起因すると結論でき、これは各層の屈折率と膜厚制御が不十分で あったことが原因である。また、効率が40%程度しか得られず、半値全幅が1nmと小 さかったのは、結合係数の劣化が原因と考えられ、グレーティング溝の深さ並びに断面形 状の制御が不十分であったためと考えられる。計算例として、モード屈折率がそれぞれ設 計値より約 0.01 低い  $N_0$  = 1.486、 $N_I$  = 1.466 および  $N_3$  = 1.420 とし、結合係数を  $\kappa_{CA}$  = 2.5 mm<sup>-1</sup> および  $\kappa_{BC}$  = 3 mm<sup>-1</sup> と仮定して計算した結果を図5の実線で示すが、得られた 実験結果によく一致している。





3. 導波光-自由空間光アドドロップ結合

3.1 構造と結合原理

図6に提案する素子のの鳥瞰図を示す。基板上に反射膜を設け、光バッファ層を介して 導波コア層を形成する。導波コア層上に波長アドグレーティング(WAG)および波長ド ロップグレーティング(WDG)を集積し、光バッファ層中に出力グレーティングカップ ラ(GOC)および入力グレーティングカップラ(GIC)を集積する。





図7 導波光-自由空間光アドドロップ結合素子の断面構造

図7に断面構造と光波結合の様子を示す。ここではWAGとWDGを兼ね備えたWADGを 集積している。光導波路を左方から波長  $\lambda_l \cdot \cdot \cdot \lambda_n$  の導波モード光が伝搬してきた場合 を考える。WADGにより波長  $\lambda_m$  の導波光のみ左方に逆進するスーパーモード光に変換さ れ、そのスーパーモード光はGOCにより放射モード光に変換され空間中に出力されPDで 検出される。このように、WADGとGOCのグレーティング対で導波光-空間光変換および 波長領域での光ドロップ機能を実現することができる。WADGのグレーティング周期によ り結合波長を選別する。また、反射膜の導入によりGOC結合における基板側放射モード光 を抑え空気側分配比を高めるとともに、大きな結合係数を得ている。一方、VCSELから の波長  $\lambda_m$  の空間光は、GICにより左方に伝搬するスーパーモード光に変換され、さらに WADGにより右方に伝搬する導波モード光に変換され、他の波長光に加えられる。すなわ ち、GICとWADGのグレーティング対で空間光-導波光変換の波長光アド素子を構成す る。また、WADGは光ドロップ素子および光アド素子の双方に兼用される。

3.2 設計

結合波長984nmとし、スラブ導波路を用いた素子を設計した。高密度集積のためには素 子サイズは小さい方がよいが、結合効率や波長選択性を考慮するとある程度の結合長を必 要とする。WADGは素子長0.3mmの一様周期グレーティング、GOCおよびGICは素子長 0.05mm、焦点距離0.2mmの集光グレーティングカップラとした。基板にSi、高反射層に Au、光バッファ層にSiO2、導波コア層にコーニング#7059ガラスを用い、GOCおよび GICはSi-Nの凹凸加工、WADGはレジストの凹凸加工で構成した。各層の厚さおよび屈折 率を図8に示す。Auの複素屈折率は0.2-j6.3、Siの屈折率は3.6として設計した。導波 モードおよびスーパーモードの界分布の計算結果も併せて示す。導波モードの実効屈折率 は1.492、Au膜による吸収損失およびSi基板への放射損失は0.17dB/cmである。スーパー モードの実効屈折率は1.436で、上記損失は23dB/cmであり、0.3mmの伝搬では0.7dBの 損失となる。WADGによる導波モード-スーパーモード結合係数は10mm-1、GOCおよび GICによるスーパーモード-空気側放射モード結合係数18mm-1と計算された。





導波損失を無視したWADGの結合効率に導波損失として-0.7dBおよびGOCの出力結合 効率83%を乗じた導波モード光から空気側放射モード光(空気側出力光)への変換効率の 波長依存性を図9の実線で示す。最大効率70%、半値全幅2nmと見積もられた。一方、入 射空間光から導波モード光への変換効率はGOCに代えてGICの効率を乗じて得られるが、 その効率は、入射光強度分布にも依存し、入射光がガウスビームの場合には最大でも60% 弱となる。

なお、GOCおよびGICによる導波モード-放射モード結合係数は0.5mm-1であり、それ による導波損失はひとつのグレーティング当たり0.2dBとなる。



図9 導波光の出力結合効率の波長依存性 実線は設計、〇は測定値

3.3 波長選択結合の実験結果

WADG-GOCグレーティング対を作製した。光源には波長984nmのLDを用い、 0.334µm近傍で少しずつ周期の異なるWADGを作製し、導波モード光から空気側出力光 への変換効率の実効的な波長依存性を測定した。結果を図9中の〇印で示す。最大効率 25%、半値全幅3nmが得られ、波長選択結合を確認した。効率が理論予測値より低く、半 値幅が大きくなった原因は、WADGの形状制御が不十分で結合係数が小さかったためと考 えている。

4. まとめ

集積グレーティング対を用いてスーパーモードを介する積層導波路間光アドドロップ結 合および導波光-自由空間光アドドロップ結合について、設計、基礎実験結果を中心に述 べた。

単一モード薄膜光導波路を多階に積層し、グレーティング対により、ある導波路から他

の導波路へ、スーパーモードを利用して間接的にパワー移行させる構成を提案、設計した。この構成は導波モード間の電界分布の重なりを必要とせず、離れた導波路間や複数導 波路の中の任意の導波路間の選択的結合が可能となる。試料を作製し、実験を行った。得 られた結果は予備的なものであるが、波長選択結合は確認できた。

空間光と導波光を波長選択的に結合するグレーティング対構成を提案、基本設計した。 スラブ導波路を用いた素子を作製し、導波モード光-空気側出力光波長選択結合を確認した。

作製精度の改善による高効率化、光導波路チャネルアレイの設計・作製・評価、などが 今後の課題である。

## 謝辞

本研究の大部分は大阪大学工学部電子工学科で実施されたものであり、日頃からご指導 いただく西原浩教授(現、放送大学)、栖原敏明助教授に感謝する。また、理論的・実験 的にご協力いただいた西田竜之氏(現、三菱電機)に感謝する。

参考文献

- 1) 裏升吾, 西原浩: "光インタコネクションのための多階積層光導波路網", レーザー研究, Vol. 27, No. 9, pp. 628-632, 1999.
- 2) S. Ura and H. Nishihara: "Integrated-optic grating devices for optical interconnects" (Invited paper), Proc. Asia-Pacific Conf. Commun. & Optoelectron. Commun. Conf., Beijing, 1999, Vol. 2, pp. 1619-1622, 1999.
- 3) 裏升吾, 西田竜之, 栖原敏明, 西原浩: "光導波路の積層集積化とグレーティング対結合", エレクトロニクス実装学会誌, Vol. 4, no. 6, pp. 489-496, 2001.
- 4) Shogo Ura: "Selective guided mode coupling via bridging mode by integrated gratings for intraboard optical interconnects" (Invited paper), SPIE's Optoelectronics 2002 Technical Summary Digest, p. 118 (paper 4652-09), San Jose, California, January 20-25, 2002.
- 5) Q. Xing, 裏升吾, 栖原敏明, 西原浩: "グレーティングカプラを用いた積層導波路間結合 ", 信学論文誌(C-I), Vol. J80-C-I, pp. 461-468, 1997.
- 6) Q. Xing, S. Ura, T. Suhara, and Hiroshi Nishihara: "Contra-directional coupling between stacked waveguides using grating couplers", *Opt. Commun.*, Vol. 144, pp. 180-182, 1997.
- 7) Q. Xing, 裏升吾, 栖原敏明, 西原浩: "グレーティングカプラを用いた導波路間同方向結合の高効率化の基礎検討", 信学論文誌(C-I), Vol. J81-C-I, pp. 423-428, 1998.
- 8) S. Ura, R. Nishida, T. Suhara, and H. Nishihara: "Selective interconnection among vertically integrated three optical waveguides by grating couplers", in *Proc. IEEE LEOS, Orlando, 1998*,

Vol. 2, pp. 307-308, 1998.

- 9) S. Ura, R. Nishida, T. Suhara, and H. Nishihara: "High efficiency wavelength-selective coupling between separated thin film waveguides by a pair of grating couplers", in *Tech. Digest Int'l Topical Workshop Contemporary Photon. Technolo.*, Tokyo, 2000, pp. 77-78, 2000.
- S. Ura, R. Nishida, T. Suhara, and H. Nishihara: "Wavelength selective coupling among three vertically integrated optical waveguides by grating couplers", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 13, No. 2, pp. 133-135, 2001.
- Shogo Ura, Ryuji Nishida, Toshiaki Suhara, and Hiroshi Nishihara, "Wavelength-selective coupling between vertically integrated thin film waveguides via supermode by a pair of grating couplers", *Photonics Technology Letters*, vol. 13, no. 7, pp. 678-680, 2001.
- 12) Shogo Ura, Ryuji Nishida, and Hiroshi Nishihara, "Waveguide gratings for optical add-drop multiplexing of free space waves and guided waves", *Integrated Photonics Research Technical Digest*, pp. ITuG3-1-ITuG3-3 (paper ITuG3), Monterey, California, June 11-13, 2001.

## 輻射科学研究会資料 RS02-03

# 発話観測法の歴史と MRI による最新音声研究

7

# History of methods for observing speech mechanisms and recent speech research based on MRI

# 本多 清志 ATR 人間情報科学研究所

# Kiyoshi Honda ATR Human Information Science Research Laboratories

2002 年 5 月 24 日 於 京都工芸繊維大学

## 発話観測法の歴史と MRI による最新音声研究

\*

#### 1. はじめに

音声生成の研究は発話の過程を観測する技術とともに進展してきた。つまり、音声生成研究の歴 史は観測法の変遷の歴史であるといってもよい。新しい観測法は新しい事実の発見をもたらし、 事実、いくつかの観測技術は音声研究に大きな貢献を果たした。しかし、主な発話器官は目に見 えない場所にあるため常に観測しにくく、音声生成研究の方法論的困難さは今も昔も変わりがな い。この報告では、母音の研究に焦点をあてて、18 世紀から現代までの音声研究が、どのよう な困難さを克服しながら進展してきたかを振り返る。

## 2. 母音生成研究小史

音声生成研究の起源をどこまでさかのぼることができるかは、調べる人によりあるいは分野の別 により異なるだろう。Judsen & Weaver [1]によれば、紀元前の中国における世界最古の医学書を 最古としているが、以下に引用するように、実験的な音声研究が開始されたのは 18 世紀になっ てからであり、分析的研究が実践されたのは 19 世紀以降のようである。

18 世紀初頭、フランスの Dodart が声の高さが声帯の張力によって変わることを示し、1741 年、 同じく Ferrein が母音生成の puff 理論(後述)を唱え、声帯の吹鳴実験を行って喉頭モデルを作 成した。ドイツでは 1780 年に Donders (1780)が母音と声の高さによって声道共鳴腔の形が変化 することを示した。その頃、ウイーンの von Kempelen [2]は、音声生成機構の研究を行い、人間 の発音の仕組をまねた音声合成器 Speaking machine を製作した。



図1 ケンペレンの作った Speaking Machine

19 世紀になると母音の理論研究が始まり、イギリスの Willis のくぼみ音説 (cavity tone theory)、

Wheatstone の上音説 (overtone theory) などが出される[1]。くぼみ音も上音も今では死語に近い が、前者は前窩音ともよばれいわゆる片開き管の共鳴音を、後者は調和成分と非調和成分を合わ せた複合音の成分を意味する。音声の実験研究もさらに発展し、ドイツの生理学者兼物理学者 J. Müller [3]は実体モデルによる音声生成実験を手掛けて、音声生成の音源・フィルタ説を唱えたと いわれる。Müller の弟子 Helmholtz [4]は、喉頭モデルや母音の音響理論などを含めた音の研究を 行い、ヘルムホルツ共鳴器を用いた母音の合成実験を行った。喉頭研究においても、Garcia が喉 頭鏡による声帯観測を始め、Oertel がストロボスコープによる喉頭観測を行った[1]。また、Ewald [5]が今でいう声帯の1質量モデルにより声帯振動を説明した。

-7

しかし、このように盛り上がった 19 世紀の音声研究を通じて、母音の生成過程をめぐる理論論 争があったことは、なぜか今では歴史に埋もれてしまっている。Willis や Wheatstone の母音理論 はそれぞれ受け継がれて、さまざまな理論に発展した。それらの諸説は、後に Fletcher [6]がまと めているように、調和理論(harmonic theory)と非調和理論(inharmonic theory)に大別される(表 1参照)。調和理論は、overtone theory、resonance theory、relative-pitch theory などとも呼ばれる。 一方の非調和理論(inharmonic theory)は、cavity tone theory、transient theory、fixed-pitch theory などともいわれる。Helmholtzは両者の相違はものの見方の違いであって同じ現象をどう解釈す るかの差に過ぎないと書いているが、Fletcher は音声を符号化するにあたり両者でパラメータ数 が違うはずだという意見を述べている。この論争は、19 世紀を過ぎてもおさまることがなく、 母音の周波数分析にフーリエ解析法を適用することが妥当か否かの問題[7]とからんで、ひどく決 着の長引く問題となっていた。

表 1. 母音理論論争

#### 調和説(Harmonic Theory)

声帯は基本音と多数の倍音を含む複合音を生成し、倍音は正確に基本音の整数倍の周波 数をとる。この音波が声道を通過すると、声道の共鳴周波数に近い倍音が増強されて放 射される。この増強された周波数領域が母音の韻質を決定する。

### 非調和説(Inharmonic Theory)

声帯は声道に特異な過渡周波数を励起する媒体に過ぎない。声門から出された呼気の噴流(puff)は声道内の空気を振動させる。この振動はすぐに消失するが、その前に次の 噴流により再開される。これらの噴流は必ずしも周期的である必要はない。

20 世紀に入ると、さまざまな記録法・観測法が開発されて、音声の実験研究が大きく発展した。 この時代に、Miller のフォノダイク、Edison のフォノグラフなどの機械式音声記録技術がもたら された。その後、電気式録音技術が開発され、音声研究ばかりでなく音響学一般に大きな貢献を 果たした。その中には、コンデンサー型マイクロフォン、三極管増幅器、オシログラフ、サウン ドフィルム、電気式蓄音機などがある。また、音響分析装置として機械式および電気式の調和解
析機が作られ[6]、フーリエ調和解析法もオシログラフ写真をもとにしたスペクトル分析に盛んに 用いられた。写真撮影法の進歩も音声研究に貢献し、ストロボ法を使った写真撮影や映画撮影が 行われ[8,9]、ベル研究所では声帯振動を記録するための高速度映画撮影が行われた[10]。

1895 年にドイツの物理学者 Roentgen が発見したX線は、その直後から急速に世界に広まって、 体内を観測するため写真記録法として確立した。その9 年後には早くも喉頭のX線撮影が行われ [11]、続いて母音の観測も行われた[12]。ところが、このX線撮影法は伝統的な音声学研究に波 紋をなげかけ、いわゆる母音図論争を誘発した。その当時、母音調音の区別は、舌の位置を示す 三角形あるいは四辺形の母音図で説明されていた。1919年、D. Jones は、E. A. Meyerの方法にな らって英語4母音のX線撮影を行い、これをもとにして舌の最高点を指標とする基本母音図を記 載した[13]。この図は、Lloyd [14]などによる伝統的な母音図と変わるところがなかった。しかし、 米国のG. O. Russell [15, 16]は多量のX線写真撮影を行い、母音における舌の位置は個人間でも個 人内でもばらつき、古典的な母音三角図に従うものではないとして反論した。日本においても、 千葉[17]が X 線による母音観測を行い、日本語と英語において母音三角は成立しないと結論して いる。この母音図論争はその後しばらく続いたが[18]、舌の位置をどのように定義するかが終始 議論の的であった。





図 2 Daniel Jones の基本母音図

表2 母音図論争

### 母音三角説

Lloyd (1890-1891) 音声学的知識をもとに描かれた古典的な母音三角図 Jones (1932) 舌の最高点の位置を指標として描かれた英語基本母音の母音四角形

### 反母音三角説

Russell (1929) 多数のX線側面写真における舌の位置は話者と発話により異なる Chiba (1931) 日本語母音と英語母音において舌位置は伝統的な三角図をとらない

### 3. 千葉・梶山の母音研究

3

以上のように、母音研究の歴史は、19 世紀の母音理論論争と 20 世紀前半の母音図論争を経てき ている。この二つの論争に決着をつけて、近代的な音声研究[19]へと流れを変えた出来事が、千 葉勉と梶山正登による母音研究[20]ではなかったのだろうか。千葉と梶山は、当時として世界最 高レベルの実験音声学的研究を行い、二つの明白な結論、すなわち、母音の性質は声道形状によ り決定されること、および声道断面積関数より音声のスペクトルを計算できることを示した。さ らに、電気音響技術を駆使した音声知覚実験によって今でいう母音の正規化の問題に挑戦し、母 音知覚のフォルマント説を否定した上、スペクトル包絡知覚説ともいうべき空間パタン説を提唱 して、彼らの母音研究の結論とした。



図3 千葉・梶山による X 線写真撮影を用いた母音研究

この画期的な母音研究の経緯については、これまでにも取り上げている[21, 22]。ここでは、当時 の日本の音響学について触れておく。最も古いと思われる日本の音響学の著書に、村岡範為馳の 「実験音響」がある。村岡はドイツに留学して Roentgen と机を並べて物理を修め、X 線発見の 翌年に島津製作所でX線実験を行った物理学者であるが、1919 年にこの著書を出版した。その 後の戦前の音響学に貢献した人物に、千葉とほぼ同時代を過ごした小幡重一、栗原嘉名芽、八木 秀次、今堀克巳がいる。小幡[23]は、コンデンサーマイクロフォンと三極管増幅器により音声を オシログラフに記録し、フーリエ調和解析法により日本語母音のフォルマント周波数を分析した ほか、多くの著書を残した。今堀[24]は、独創的な光学的音響分析装置を製作し、サウンドスペ クトログラフの発明[25]に先駆けて連続音声のスペクトル分析を行った。このように、音声の音 響分析がこの時代に大きな高まりをみせた背景には、「音の干物」と呼ばれた機械式蓄音機から 三極管増幅器を用いた電気音響技術への発展があり、フーリエ定理の音響分析への普及があった。 このように先進的レベルにあった音響研究の背景を考えるならば、千葉・梶山の母音研究において、最先端の電気音響機器に加えて、喉頭ストロボスコープやX線装置を導入して母音理論の 解決を目指したことは、必ずしも突然の出来事とはいえないかもしれない。 ۴

### 4.20 世紀後半の調音運動観測法の発展

20 世紀前半の音声生成研究が、母音の音響分析と調音状態の静的観測であると見るならば、20 世紀後半の研究は調音運動の観測と音声生成のモデル化であるといってよいだろう。調音運動観 測の着実な進歩に貢献した技術として、X線映画撮像、X線マイクロビーム、超音波断層撮影、 電気的パラトグラフ、磁気共鳴画像法などをあげることができる。ここではX線と磁気を用いる 方法を取り上げる。

### 4.1 X 線映画撮影法

X 線映画撮影は 1921 年に始めて行われたとされるが、実用に耐える技術になったのは 1950 年 代以降で、まず頭頸部の運動観測に応用された。20 世紀後半の音声生成観測は、この X 線映画 撮影法によって始まった [26-30]。発話器官の状態を直接記録できるようになり、発話運動の研 究が盛んに行われた。たとえば、Perkell [28]は、舌や顎に金属球を貼り付けて撮像した X 線映画 資料をもとに、金属球や骨性標識点の位置を追跡して、複雑な発話器官の運動パタンを記録した。 しかし、現在では、被験者に対する X 線被爆の問題とフィルムの分析に要する多大な労力のた めに、ほとんど用いられることがなくなった。

### 4.2 X 線マイクロビーム装置

X線映画撮影法における X 線被爆とフィルム分析の問題を同時に解決する方法として、1970 年代に東京大学において X 線マイクロビーム装置が製作された。この装置は、電子ビームを金 属板に衝突させて発生するX線をピンホールから出力することによって、細い X 線ビームを出 力する。このX線ビームを走査すればわずかな被爆量で透過画像を得られるほか、電子ビームの 方向を計算機制御することにより、金属指標の追跡を行うことができる。この装置の完成により、 X 線映画撮影法に比べて遙かに少ない被爆量で発話運動の記録を行うことができた [31, 32]。ウ ィスコンシン大学に設置された第 2 世代の X 線マイクロビーム装置は、高電圧の X 線の使用に より透過力を増し、さらに被爆量を低減した [33, 34]。X 線マイクロビーム装置は、音声生成研 究用の装置としてばかりでなく、被爆量を圧倒的に低減しうる医療撮像装置としても発展するこ とが期待された。しかし、当時の X 線 CT の高分解能化を目指す開発の波は同時に高被爆への道 をたどり、X 線マイクロビーム装置が掲げた低被爆医療への夢は残念ながら実現することがなか った。

## 4.3 磁気センサシステム

X 線マイクロビーム装置は発話運動の観測に適した方法であったが、非常に高価な大型装置であり、研究室で手軽に扱えるものではなかった。この問題に対処すべく、磁気センサシステムが開

発され[35, 36]、指標追跡法による発話運動計測が定着した。この磁気センサシステムは、複数の 送信コイルから出力される交流磁界を舌の上などにおいた小型センサコイルにより検出するもの で、10 個程度のセンサを同時に用いることができる。このシステムにはセンサコイルが正中矢 状面から逸脱すると計測精度が悪化するという問題があり、これを改善するために3次元計測法 が現在開発されつつある。また、これらの交流磁界を用いる方法とは異なり、複数の小型永久磁 石を舌の上におき、高感度の磁気センサアレイにより位置を検出するシステムも試作されている [37]。

## 4.4 磁気共鳴画像法 (MRI)

17

X 線映画撮影法や磁気センサシステムは、側面からみた声道形状あるいは正中矢状断面における 声道形状を記録するものであった。声道形状を音と対応づけるには、声道の側面図だけでは不十 分で、声道全体の3次元的形状を求めて、声道断面積関数として表す必要がある。また、X 線写 真で得られた声道側面図から声道断面積関数を推定する際にも、3 次元計測データに基づく推定 法を用いる必要がある。磁気共鳴画像法(MRI)は生体の3 次元撮像に非常に適した方法で、被 爆の危険がなく、声道の3次元形状を実測することができる

[38-42]。そのほかに、MRI は発話器官の筋骨格系の解剖学的観察にも有用な方法である。MRI の原理がプロトンの磁気共鳴を用いるため、水分に乏しい歯の部分で画像輝度が低く、声道内腔 の空気と区別がつかないという問題がある。したがって、声道の3 次元形状を正確に抽出するに は、何らかの方法により歯列画像を補填する必要がある。また、被験者は仰臥位をとる必要があ るため、顎や舌にかかる重力の影響も無視できない。さらに、装置から発生する騒音によって音 声の同時記録が望めないことも今後解決しなければならない問題である。



図4 日本語5母音の正中矢状面 MRI

### 4.5 MRI 動画撮像法

MRI 動画撮像法による調音運動の観測は、1990 年頃から行われている。心臓の cine-MRI 法を

応用したもので、実時間の動画記録ではなく、撮像開始時点に発話の開始を同期させた同期サン プル法を用いる。このため、被験者は短い単語の発話を何回も正確に繰返すことを必要とする。 正木ら[43]が考案した外部トリガー入力による動画撮像法は、撮像トリガーパルスに同期して発 話タイミングを指定するトーンバーストを出力することにより撮像を行う方法で、128 回のスキ ャンにより 30 frames/sec の動画を構成することができた。また、この動画撮像法に tagging MRI という標識法を組み合わせると、舌の内部変形などを計測することができる[44]。最近の装置で は 120 frames/sec の動画記録が可能で、マルチスライス法を用いれば 30 frames/sec のサンプル速 度で 4 枚の断面を同時に記録できる。したがって、撮像断面の位置を変えながら撮像を行うこと により、3 次元の動画撮像が可能である。ATR ではこの 3 次元動画撮像法と歯列画像の適合を用 いて発話運動を記録し、声道断面積関数の時間変化を分析している。



図5 MRI 動画撮像法による3次元動画像と声道断面積関数の時間変化

### 5. まとめ

身体の内部を観測する技術は、単純な装置に始まり、徐々に洗練されたシステムへ発展した。こ の観測技術の歴史的変遷に伴い、音声生成の研究は、母音という結晶化された音声の研究に始ま り、時間の問題を含む混沌とした音声言語の研究へ向かって進んできたようにみえる。母音の問 題はすっかり解決されたかというと、むしろいまだに全体像はつかみきれていないというべきだ ろう。母音の音源については、気流が音に変換される流体音響現象の過程が、また声道内の音響 現象については、梨状窩や鼻腔を含めた音響管共鳴の全体的理解が、それぞれ残っている。理論 的な課題においても、量子説や固有ピッチなどの音声の生成と知覚に関わる問題について議論が 続いている。そして、千葉と梶山があえて立ち向かった母音の正規化の問題は、60 年後の今日 においても解決の糸口すら見えない状況にあり、もう一度、長い歴史を繰り返してみる必要があ るように思われる。

### 参考文献

11

[1] Judsen, L. S., & Weaver, A. T. (1942) Voice Science. New York: F. S. Crofts & Co.

- [2] von Kempelen, W. (1791) Mechanismus der menshlichen Sprache. Wien. (After Goldstein, A. A. New concept of the function of the tongue. Laryngoscope, 50, 164-188, 1940.)
- [3] Müller, J (1939) Über die Compensation der physischen Kräfte am menschlichen Stimmorgan. Berlin: A. Hirschwald. (After N. L. Lass, ed., Principles of Experimental Phonetics, 1996, St. Louis: Mosby)
- [4] Helmholtz, H.L.F. (1862) *Die Lehre von den Tonempfindungen*. (On the Sensation of Tone as a Physical Basis for the Theory of Music, translated by A. J. Ellis, in 1885.)
- [5] Ewald, J. R. (1898) Die Physiologie des Kehlkopfes und der Luftröhre Stimmbildung. In Handbuch der Laryngologie und Phinologie, Vol. 1, P. Heymann (ed), Vienna: Ho"lder.
- [6] Fletcher (1929) Speech and Hearing. New York: Van Nostrand.
- [7] Scripture, E. W. (1935) Failure of Fourier analysis applied to vowel vibrations. Nature, 136, 223.
- [8] Kirikae (1943) The motion of vocal cords and the time relation of the glottis opening during phonation. J. Oto-Rhino Laryngol. Soc. Jap., 49, 236-246.
- [9] Kirikae, I. (1981). Concluding remarks. In K. S. Stevens & M. Hirano (eds.) Vocal Fold Physiology. University of Tokyo Press.
- [10] Farnsworth, L. H. (1940) High-speech motion pictures of the human vocal cords. B.T.L. Records, 18, 203.
- [11] Moeller, J. & Fischer, J. F. (1904) Observation on the action of the cricothyroideus and throarytenoideus internus. Ann. Otol., Rhinol. Laryngol., 13, 42-46.
- [12] Mayer (1910) in Festshrift Wilhelm Vietor, Margburg. (after Russell [15])
- [13] Jones, D. (1932) An Outline of English Phonetics. New York: Dutton.
- [14] Lloyd (1890) Speech Sounds: their nature and causation. Proc. Lit. Phil. Soc. (Doctoral thesis. after Russell [15])
- [15] Russell, G.O. (1928) The Vowel: Its Physiological Mechanism as Shown by X-ray. Columbus, OH: Ohio State Univ. Press.
- [16] Russell, G. O. (1929) Mechanism of speech. J. Acoust. Soc. Am., 1, 83-109.
- [17] Chiba, T. (1931) Research into the Characteristics of the Five Japanese Vowels Compared analytically with those of the Eight Cardinal Vowels. Nichibei-Press.
- [18] Zemlin, W. R. (1981) Speech adn Hearing Science: Anatomy and Physiology (2nd Ed.). N. J., Englewood Cliffs: Pretice-Hall.
- [19] Fant, G. (1960) Acoustic Theory of Speech Production: With Calculations based on X-Ray Studies of Russian Articulation. The Hague: Mouton.
- [20] Chiba, T., & Kajiyama, M. (1941) The Vowel: Its Nature and Structure. Tokyo-Kaiseikan.
- [21] Maekawa, K. & Honda, K. (2001) On The Vowel, Its Nature and Structure and related works by Chiba and Kajiyama. J. Phonetic Society Jpn., 5, 15-30.
- [22] Maaekawa, K. (2000) From articulatory phonetics to the physics of speech: Contribution of Chiba and Kajiyama. (in this issue)
- [23] Obata (1933) Jikken-Onkyogaku (Experimental Acoustics). Tokyo: Iwanami Shoten.
- [24] Imahori, K. (1939) Analysis of varying sound, Nature, 144, 708.
- [25] Potter, R. K. (1945) Visible patterns of sound. Science, 102, 463-470.
- [26] Moll, K. (1960) Cinefluorographic techniques in speech research. J. Speech and Hearing Res., 3, 227-241.
- [27] Stevens, K., N., & Ohman, S. E. G. (1963). Cineradiographic studies of speech. Quarterly Progress and Status Report, 2/63, pp. 9-11.
- [28] Perkell, J. S. (1969). Physiology of Speech Production: Results and Implications of a Quantitative Cineradiographic Study. Cambridge: MIT Press.
- [29] Kent, R. D. (1972) Some considerations in the cineradiographic analysis of tongue movements during speech. *Phonetica*, 26, 293-306.
- [30] Wood, S. (1979) A radiographic analysis of constriction locations for vowels. J. Phonetics, 7, 25-43.
- [31] Kiritani, S., Itoh, K. and Fujimura, O. (1975) Tongue-pellet tracking by a computer-controlled X-ray microbeam system. J. Acoust. Soc. Am., 57, 1516-1520.
- [32] Kiritani, S. (1986) X-ray microbeam method for the measurement of articulatory dynamics: Technique and results. *Speech Communication*, 45, 119-140.
- [33] Naddler, R.D., Abbs, J.H., & Fujimura, O. (1987) Speech movement research using the new x-ray

microbeam system. In Proceedings of the 11th International Congress of Phonetic Sciences, Tallin, Estonia, 1: 221-224.

- [34] Westbury, J. R. (1991) The significance and measurement of head position during speech production experiments using the x-ray microbeam system. J. Acoust. Soc. Am., 89, 1782-1791.
- [35] Schönle, P. Grabe, K., Wenig, P., Schrader, J., & Conrad, B. (1987). Electromagnitic articulography: Use of alternating magnetic fields for tracking movements of multiple points inside and outside the vocal tract. *Brain and Language*, 31, 26-35.
- [36] Perkell, J., Cohen, M., Svirsky, M., Matthies, M., Garabieta, I., & Jackson, M. (1992) Electromagnetic midsagittal articulometer (EMMA) systems for transducing speech articulatory movements. J. Acoust. Soc. Am., 92, 3078-3096.
- [37] Ogata, K., & Sonoda, Y. (2001) Articulatory measuring system by using magnetometer and optical sensors. Acoustical Science and Technology, 22, 141-147.
- [38] Baer, T., Gore, J. C., Boyce, S. E., & Nye, P. W. (1986) Application of MRI to the analysis of speech production. *Magnetic Resonance Imaging*, 5, 1-7.
- [39] Rokkaku, J., Hashimoto, K., Imaizumi, S., Niimi, S., & Kiritani, S. (1986) Measurements of the threedimensional shape of the vocal tract based on the magnetic resonance imaging technique. Ann. Bull. RILP, 20, 47-54.
- [40] Baer, T., Gore, J. C., Gracco, L. C., & Nye, P. W. (1991) Analysis of vocal tract shape and dimensions using magnetic resonance imaging: vowels. J. Acoust. Soc. Am., 90, 799-828.
- [41] Narayanan, S. S., Alwan, A. A., & Haker, K. (1995) An articulatory study of fricative consonants using magnetic imaging. J. Acoust. Soc. Am., 98, 1325-1347.
- [42] Story, B. H., Titze, I. R., & Hoffman, E. A. (1996) Vocal tract area functions from magnetic resonance imaging. J. Acoust. Soc. Am., 100, 537-554.
- [43] Masaki, S., Tiede, M. K., Honda, K., Shimada, Y., Fujimoto, I., Nakamura, Y., & Ninomiya, N. (1999) MRI-based speech production study using a synchronized sampling method. J. Acoust. Soc. Jpn. (E), 20, 375-379.
- [44] Stone, M., Davis, E., Douglas, A. S., Ness Aiver, M., Gullapalli, R., Levine, W., & Lundberg, A. (2001) Modeling the motion of the internal tongue from tagged cine-MRI images. J. Acoust. Soc. Am, 109, 2974-2982.

# 輻射科学研究会資料 RS02-04

三次元声道の形状計測と音響解析に関する研究

Measurement and acoustic analysis of three - dimensional vocal tract shapes

新川 拓也

松村 雅史

大阪電気通信大学 医療福祉工学科

2002年5月24日

於 京都工芸繊維大学



























































t · ·



輻射科学研究会資料 RS02-05

# 雷放電による電磁波放射

# Electromagnetic Wave Radiation by Lightning Discharges

森本 健志平田 晃正河崎 善一郎

大阪大学大学院 工学研究科

2002 年 7 月 26 日 於 大阪大学

# 雷放電による電磁波放射

森 本 健 志 (大阪大学) 学生員 晃 平 田 IE (大阪大学) 非会員 箠 ·郎 河 崹 (大阪大学) 正員

Electromagnetic Wave Radiation by Lightning Discharges

Takeshi Morimoto, Student Member, Akimasa Hirata, Non-member, Zen Kawasaki, Member (Osaka University)

We have many occasions to read the description as "lightning discharges emit very broadband electromagnetic(EM) wave (from VLF/LF to VHF/UHF)" and that is not correct. The reason why we claim this is that the mechanisms of EM radiation from lightning discharges are distinct with its dominant frequency component. Typically, VLF/LF is emitted by return stroke(RS), while VHF/UHF are emitted by leader progression. In order to validate our interpretation we demonstrate the VLF/LF and VHF observation results for negative cloud-to-ground(CG) discharge, positive CG discharge, and multiple strokes. In each case, VLF/LF and VHF are emitted by corresponded process. RS produces less VHF radiation, and positive leader to ground and negative leader in subsequent stroke emit fewer and/or weaker VHF than negative leader in first or single stroke. We locate the radiation sources of received VHF using the broadband interferometer. Since it is equivalent to imaging of the lightning progression, we are able to visualize the lightning channel. The effectiveness of this localization system is confirmed by the FDTD method.

### キーワード: 雷放電, 電磁界, 広帯域干渉計, FDTD 法,

Keywords: lightning discharge, electromagnetic field, broadband interferometer, FDTD method,

### 1. はじめに

「雷放電に伴って放射される電磁波の帯域は広く, VLF/LF 波帯から VHF/UHF 波帯に及んでいる」とい う記述が、大気電気学の教科書にしばしば見受けられる。 そしてこの記述と共に、図1に示すような「雷放電により 放射される電磁波のスペクトル」が記載されている。雷放 電は、それが雲放電であれ対地放電(落雷)であれ、その 継続時間が1~2秒であり、日常生活的な意味では瞬時の現 象である事から、文頭の記述は「日常生活的」観点からは 正しいと言えても、科学という観点からは誤った観点であ ることを紹介する事が本稿の主題である。

このように始めると「雷活動があるとき,AM ラジオが ガリッと鳴ったり,TV 画面がチラチラするではないか!」 との反論を受けそうであるが,前の記述では,それなわざ わざ「日常生活的」という修飾語を付して表現している。 実際のところ,専門外の方が瞬時と認識されている現象は, 雷雲内のどこかで起こる「放電の開始」,それに続いて数キ ロメートルにも及ぶ「放電の進展」,そしてその進展が大地 近傍に到着した瞬間に,それまで進展してきた路を逆流す



図 1 雷放電により放射される電磁波スペクトル Fig. 1. Spectrum of electromagnetic wave emitted by lightning discharge.

る途方もない「大電流」により構成されていて、時間の単位 を100万分の1秒にしてみると、極めて複雑な現象の連続 であることが理解できる。そして、上に示す現象のそれぞ れが放射する電磁波は、現象の大きさに依存して、図1に 示すスペクトル成分を構成している。例えば、「放電の開始」 は主としてLF波帯、「放電の進展」は主としてVHF/UHF 波帯、そして「大電流」は主としてVLF/LF波帯の電磁波 を放射している。言い換えれば、AM ラジオの雑音とTV 画面のちらつきは、その原因が根本的に違っており、それ らの発生時刻は、時間にして数十ミリ秒程度の差があるこ とになる。

そこで本稿では、これらの現象を電磁波の放射問題とし て捉え、観測事実を示しながら若干の理論的取り扱い(モ デル化と数値計算)について考察することとする。なお「放 電の開始」、「放電の進展」および「大電流」は、それぞれ Preliminary Breakdown、ステップトリーダ、および帰還 雷撃という術語で表現される現象であることを述べて、稿 を進めたい。

### 2. VLF/LF 波帯電磁波放射

### (2·1) VLF/LF 波帯電磁波の測定結果例

落雷の諸過程のうち,激しい雷鳴と雷光を伴って,キロ アンベアを越す電流が流れ,リーダに蓄えられている電荷 を極めて短時間の内に中和する現象が帰還雷撃である。こ れは、ステップトリーダの進展により予め電離されている 路(放電路)を,数十マイクロ秒という短時間に,おおよ そ光速の3分の1 (10<sup>8</sup>m/s)の速さで大地から雷雲へ向か う方向に進展する。VLF/LF波帯の電磁波は、この現象に 伴い、大地と雷雲を結ぶ放電路をアンテナとすることによ り放射されると解釈できる。

図 2~4 に, 落電に伴う VLF/LF 波帯電磁波を受信, 記 録した例を示す。これらは、スローアンテナと呼ばれる、雷 雲による高電界でコロナ放電を発生するおそれのない円形 平板をセンサーとし、放電時定数10秒の回路を経由して波 形を受信したものである。本稿中で示す電界変化波形は、い ずれも雷雲内負電荷の中和を正とする大気電気学の慣習に 従うものとする。図2中315ミリ秒および図3中280ミリ 秒には、立ち上がり時間が数マイクロ秒という急峻な変化 が見られる。これらは帰還雷撃の発生を示すものであり(1), その方向からそれぞれ、負極性落雷、正極性落雷によるも のであることがわかる。また、図4は雷撃後に雲内に中和 されない負電荷が十分残っている場合、再び同様の中和現 象が起こる多重雷を記録した例である。同図中,300ミリ 秒, 375 ミリ秒, 465 ミリ秒, 525 ミリ秒にそれぞれ帰還 雷撃に伴う急峻な変化が見られ、本事例の多重度は4であ ることがわかる。

#### 〈2·2〉 帰還雷撃モデル

近年,前項に示したような帰還雷撃の電磁界変化を精密 に記録し,解析することによってその機構を考察する研究 が進んでいる。ここで,放電路,観測点,大地を含む系全 体を理想化した図5を考える。大地が完全導体であり,か つ,放電路が地表に垂直な場合には,帰還雷撃電流により 放射される電磁界は,地表に垂直な電界成分 E<sub>2</sub> と,放電 路を軸とする周方向の磁東密度式分 B<sub>φ</sub> だけに限られ,そ れぞれ式(1),(2) で表される。









図 3 スローアンテナによる電磁波観測 一正極性落雷一

Fig. 3. Observed data using slow antenna (in case of positive CG discharge).



Fig. 4. Observed data using slow antenna (in case of multiple strokes).

$$E(r,\phi,0,t) = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \left[ \int_{H_B}^{H_T} \frac{2z'^2 - r^2}{R^5} \int_0^t i(z',\tau - R/c) d\tau dz' \right. \\ \left. + \int_{H_B}^{H_T} \frac{2z'^2 - r^2}{cR^4} i(z',t - R/c) dz' \right. \\ \left. - \int_{H_B}^{H_T} \frac{r^2}{c^2R^3} \frac{\partial i(z',t - R/c)}{\partial t} dz' \right] a_z \quad \dots \dots (1)$$

 $B(r,\phi,0,t) = \frac{\mu_0}{2\pi} \left[ \int_{H_B}^{H_T} \frac{r}{R^3} i(z',t-R/c) dz' \right]$ 



図 5 理想化された放電路 Fig. 5. An idealized model of lightning channel. +  $\int_{H_B}^{H_T} \frac{r}{cR^2} \frac{\partial i(z',t-R/c)}{\partial t} dz' ] a_{\phi} \cdots (2)$ 

### 3. VHF/UHF 波帯電磁波放射

# <3・1> VHF 波帯広帯域干渉計による雷観測<3・1・1> 広帯域干渉計

VHF 波帯広帯域干渉計とは、筆者ら大阪大学雷研究グ ループが独自に設計・製作している VHF 波帯の電波放射源 測位装置であり、これを用いて雷放電源位置標定を行って いる<sup>(2)~(10)</sup>。ここで、本装置により記録した VHF 波帯広 帯域電磁波の代表的な波形を図6に示す。同図(a)は線形 増幅器による増幅を行ったものであり、(b) はダイナミック レンジを拡大するため対数増幅器による増幅を行ったもの (上)と、その出力から入力を算出したもの(下)である。 従って、正負の符号情報は失われたものとなっている。前 述の雷放電現象の諸過程のうち「放電の進展」に伴い、図 6に示すようなパルス幅数百ナノ秒のインパルス性電磁波 が、1回の雷放電のうちに少なくとも数千パルスが放射さ れる。従って、その放射源位置を標定することは、雷放電 の進展様相を可視化することと同義であり、本装置は「帰 還雷撃」に伴う VLF/LF 波帯電磁波の放射源を標定するこ とで対地雷撃の選択的な観測を行っている LLP や LPATS などの「落雷位置標定装置」とは根本的に目的の異なるも のである。

具体的には電磁波のVHF波帯成分(25MHz~250MHz) を、10メートル間隔で二等辺直角三角形の各頂点に設置した3つの容量性広帯域アンテナで受信し、干渉法によりその電波源、即ち雷放電源を標定するものである。アンテナ で受信した広帯域信号は、時間同期のもとDigital Strage Osilloscopeで直接高速サンプリングし、GPSによる高精 度な時刻情報、雷放電の種類と極性を判断するためのスロー アンテナによる電界変化波形と共にパーソナルコンピュー タに記録する。その後、記録したパルス幅数百ナノ秒という 電磁波パルスそれぞれについて、高速フーリエ変換(FFT) を行いフーリエ周波数毎のアンテナ間位相差を求める。こ れらから当該アンテナ対に対する電磁波の入射角(φ<sub>1</sub>,φ<sub>2</sub>)







Radiation Source



図7 干渉計のアンテナ配置と二次元標定原理 Fig.7. Antenna arrangement and calculation method of broadband interferometer.

が求まり,図7に示すように異なるアンテナ対に対して求 めた入射角を組み合わせることで,放電源位置を方位角・仰 角として標定することが可能となる。この手法により,時 間的・空間的に高い分解能で雷放電進展様相を可視化する ことが可能であり,現在この二次元標定は実時間稼動を実 現している。また,本装置を数キロメートル離れた2地点 で稼動し,GPSによる時間同期を行うことにより雷放電の 三次元標定も可能である<sup>(10)</sup>。

### 〈3・1・2〉 雷放電進展様相の可視化

図 8~10 に、図 2~4 に示した雷放電について、広帯域 干渉計を用いて VHF 波帯電磁波放射源を標定した結果を 示す。同図は、標定された仰角(上段),方位角(下段)を それぞれ時系列で示したものであり、時間は図 2~4 にそれ ぞれ同期しており、図中Rで示した時点に帰還雷撃が発生 している。

図8において、260ミリ秒から帰還雷撃が発生する315 ミリ秒にかけて標定点の仰角が時系列に対し減少の傾向を 示しており、負リーダが雲内から大地へ進展している様子 がわかる。一方、図9においては、図8のような大地へ進 展する動きが見られないだけでなく、VHF 波帯電磁波の放 射自体が極めて少なくなっている。図10においては、第一 および第二雷撃について、図8と同様にリーダ進展に伴い 放射される VHF 電磁波を受信し、雷雲から大地へ向かう リーダ進展の様相が可視化されている。また、第三および 第四雷撃については VHF 波帯電磁波放射が少なくなって いることもわかる。

以上に示した事例はそれぞれ, 負極性落雷, 正極性落雷, 多重雷に伴う電磁波放射の特徴を典型的に示した例である。 負極性落雷においては、帰還雷撃に先立つ「放電の進展」 に相当する数十から百数十ミリ秒において VHF 波帯電磁 波の放射が活発で、帰還雷撃以降数十ミリ秒にわたり電磁 波放射の少ない期間が存在する。帰還雷撃は、リーダ進展 により電離されている放電路を進展するため、VHF 波帯 電磁波放射はほとんどない。一方,正極性落雷においては, そのリーダ進展時の VHF 波帯電磁波放射が少ない。これ は、筆者らがレーザ誘雷や冬季の自然雷における正負上向 **きリーダに伴う電波強度の比較によって確認している,正** リーダに伴う電波放射強度は負リーダに伴うそれに比較し て約 15dBm 弱い(11)(12) ことによるものである。ここで, 紙面の都合上その例は示していないが、正極性落雷の観測 結果は図9に示すような例のほか,帰還雷撃後雲内に相当 する仰角で活発な VHF 電磁波放射が観測される例がある が、これは帰還雷撃に引き続き放電開始点付近で電荷の中 和,即ち放電活動が継続しているものと考えられる。また, 多重雷においては、各雷撃のリーダ進展に伴い VHF 波帯 電磁波が放射されるものの、後続雷撃に伴う電磁波放射は 少なくなる。これは、先行した雷撃の影響で弱電離されて いる放電路を進展しているためである。

〈3・2〉 広帯域干渉計の数値シミュレーション

本項では、FDTD 法を用いて広帯域干渉計の動作特性を 解析し、その有効性および今後の課題を示す。ここで、広 帯域干渉計に関する数値計算は今までなされていないこと を付記する。FDTD 法を用いる最大の理由として、過渡的 な電磁界応答を正確に記述できることが挙げられる。つま り、雷放電から放射される電磁波パルスとその他の系との 相互作用を解析するのに適しているためである。

**〈3·2·1〉** FDTD法の概要

FDTD 法(<sup>13)</sup>(<sup>14)</sup> とは、マクスウェルの方程式を差分化 し、時間領域で解く方法である。まず、時間領域でマクス ウェルの方程式の微分表示を中心差分することにより定式 化を行なう。次に、解析領域全体を多数のセルと呼ばれる微 小領域に分割し、電磁界成分の時間および空間配置を Yee のアルゴリズムに従って行なう。これを時間ステップごと に繰り返すことにより、電磁界の時間変化を追跡すること



図 8 広帯域干渉計による雷放電進展様相可視化 一負極性落雷一

Fig. 8. Estimated VHF radiation sources using the broadband interferometer (in case of negative CG discharge).



### 図 9 広帯域干渉計による雷放電進展様相可視化 --正極性落雷一

Fig. 9. Estimated VHF radiation sources using the broadband interferometer (in case of positive CG discharge).









図 11 解析のモデル (a) 正面, (b) 上方 Fig. 11. Analysis model:(a)side view and (b)top view.

ができる。FDTD 法で解放領域の問題を取り扱う場合には、 解析領域を吸収境界と呼ばれる仮想的な境界で閉じておく 必要がある。本稿では比較的実装が容易で、かつ精度が良 く安定性も高いPML (perfect matched layer)<sup>(15)</sup>を用い るものとする。

(3-2-2) インパルス性電磁雑音源のモデリング

野外観測において受信された電磁波パルスをもとに、そ れを計算機上で再現することを考える。そこで、雷放電よ り放射される電磁波は、以下の式(3)で表されると仮定し、 パラメタリゼーションにより決定するものとする。これは、 雷放電から放射される電磁波パルスの周波数成分は、個々 のパルスに大きく依存するためであり、汎用性のある広帯 域干渉計システムを構築するにはこのようなモデリングが 必要不可欠なためである。

$$\mathbf{E} = \sum A_i \exp\{-(t-\tau_i)^2/2\sigma_i^2\} \cdot \sin(\omega_i t) \cdots (3)$$

図11に示すように、電磁 (3-2-3) 到来波方向推定 波パルスを二つのダイポールアンテナ(長さ1.35 m, 半径 1.5 mm, 間隔 1.0 m, 中心周波数 101.2 MHz) で受信し, その位相差を用いて波源の方向を推定する。基本原理は,前 項と同じであるが、簡単のため、一次元で行なうものとす る。波源としては、遠方界を仮定する。これは、本稿で考え るダイポールアンテナの間隔は、雷雲一アンテナ間隔に比 べて十分小さいため妥当である。FDTD 法において,限ら れた領域内で安定した平面波を実現するために, 全電磁界/ 散乱界領域に分割した定式化(total-field/scattered-field formulation)<sup>(16)</sup>を用いている。ここで、図 8~10 に示し たような雷雲中での電荷移動に伴う電磁波放射を再現する には、例えば、粒子シミュレーションの手法を用いれば可 能である(17)。また、本稿で用いるダイポールアンテナは、 狭帯域のアンテナである。そのため、周波数が中心周波数 から離れるに従い、アンテナの利得は低下する。しかしな がら、我々が関心があるのは、アンテナ対で受信された信 号の各周波数における位相差を調べることである。そのた め、同一のアンテナを用いる限り特に問題とはならない。

図 12 にアンテナ1 および2 で受信された電磁波の位相 差を示す。比較のために,最小自乗法により得られた近似



図 12 アンテナ 1, 2間の位相差 Fig. 12. Phase differense between antennas 1 and 2.



図 13 到来波方向の推定結果(真値 60 度) Fig. 13. Detected angle of incidence of received signal(ideal value is 60degree).

直線も併せて示す。ここで,70MHz付近において直線か ら大きく外れている。これは紙面の都合上示していないが, 我々が用いた電磁波パルスのその周波数帯における電力レ ベルが小さいためである。

次に、図 12 の結果をもとに到来波方向を推定した結果を 図 13 示す。同図から、数値解析で得られた値は、中心周波 数である 100MHz において 58.5 度であり、ほぼ真値に等 しいことがわかる。また、85MHz から 120MHz の周波数 帯でも同程度の精度が得られていることがわかる。これら の複数の推定角から一つの方向を精度良く推定する方法と しては、離散周波数ごとに入射電力レベルを計算し、それ をもとに重みづけ関数を決定し、できるだけ S/N 比の大き い周波数帯域の結果を重要視するようにすれば良い<sup>(6)</sup>。こ れらの結果から、広帯域干渉計は十分有効であることがわ かる。一方、誤差の生じた理由として、本来は連続波に対 して有効な干渉法をパルスに適用したこと、また、アンテ ナ間の相互作用(相互インピーダンス)があげられる。今 後、これらの誤差を補正する方法を開発することが課題と

### なろう。

### 4. む す び

本稿では、大気電気学の教科書等でよく見受けられる「雷 放電にともなって放射される電磁波の帯域は広く, VLF/LF 波帯からVHF/UHF波帯に及んでいる」という記述が、誤っ た理解であることを指摘した。「日常的」な観点からは正し いかも知れぬが、100万分の1秒程度の時間スケールで見 た場合、雷放電現象とは実に複雑なものであり、放射され る電磁波のスペクトル成分は諸過程の現象の大きさに対応 ている, 即ち VLF/LF 波帯電磁波と VHF/UHF 波帯電磁 波は異なる現象に起因するものであるというのが、その理 由である。

以上のことを示すため、本稿では負極性落雷、正極性落雷、 および多重雷それぞれに伴う VLF/LF 波帯および VHF 波 帯の電磁波放射について、その観測例を示し特徴を明らか にした。また、VLF/LF 波帯電磁波放射に寄与する帰還雷 撃については、理想化された系でのモデルを示している。 一方, VHF/UHF 波帯電磁波についても, 近年のディジタ ル技術の発展により、その測定や数値計算が可能となって いる。筆者らが独自に開発を行っている VHF 波帯広帯域 干渉計を用いて、 雷放電進展に伴い放射される VHF 波帯 電磁波の放射源を、時間的・空間的に高い分解能で標定する ことは、雷放電の進展様相が可視化されるのみならず、雷 放電が進展する箇所は即ち電荷が存在する箇所であるので, 雷雲内電荷分布構造のリモートセンシングにもつながる。 更に、FDTD 法を用いた数値計算も可能であり、本稿では これを広帯域干渉計の動作特性の解析に用いたが、雷雲内 での電荷移動に伴う電磁波放射など過渡的な電磁界応答を 正確に再現できるため、実観測例と組み合わせることによ り放電進展の機構解明やモデル化に大きく貢献することが 期待される。

本研究は、NASDA TRMM3rdRA「PR,LIS データの 総合的解析と雷雲のモデリング」および中部電力株式会社 の援助のもと行われたものであり、この場を借りて関係各 位に感謝の意を表したい。

#### 文 揻

- (1) M.A.Uman : "The lightning discharge", Academic press, 110-120, (1987)
- X.M.Shao, D.N.Holden, and C.T.Rhodes : "Broad band interferometry for lightning observations," Geophysical Reearch Letters, vol.23, no.15, 1817-1920, (1996)
- (3) T. Ushio, Z-I. Kawasaki, Y. Ohta, and K. Matsu-ura : "Broad band interferometric measurement of rocket triggered lightning in Japan," Geophysical Research Letters, vol.24, no.22, 2769-2772, (1997)
- (4) R. Mardiana, Y. Ohta, M. Murakami, T. Ushio, Z-I. Kawasaki, and K. Matsu-ura : "A broad band interferometer for observing lightning discharge process," Journal of Atmospheric Electricity, vol.18, no.2, 111-117, (1998)
- (5) 村上、河崎、太田、磯田、R. Mardiana, 牛尾, 松浦:「富観測の ための広帯坡及び狭帯域干渉計の比較」、電学論 B-119, 807-812, (1999)

- R. Mardiana and Z. Kawasaki : "Dependency of VHF broad (6) band lightning souce mapping on Fourier spectra," Geophysical Research Letters, vol.27, no.18, 2917-2920, (2000)
- Z-I. Kawasaki, M. Redy, T. Ushio : "Broadband and nar-(7) rowband RF interferometers for lightning observations," Geophysical Research Letters, vol.27, no.19, 3189-3192, (2000)
- (8) R.Mardiana, and Z.Kawasaki : "Broadband Radio Interferometer Utilizing a Sequential Triggering Technique for Locating Fast-Moving Electromagnetic Sources Emitted from IEEE Trans.on Instru.and Meas.,vol.49,376-Lightning." 381, (2000)
- (9) R.Mardiana, T.Morimoto, and Z.Kawasaki : "Imaging lightning progression using VHF broadband radio interferometry IEICE Transaction on Electronics, vol. E84-C, no.12, 1892-1899, (2001)
- (10) R.Mardiana, Z.Kawasaki, and T.Morimoto : "Threedimensional lightning observations of cloud-to-ground flashes using broadband interferometers," Journal of Atomospheric
- using broadband interferonteers, obstruct of Atomospheric and Solar-Terrestrial Physics, vol.64,91-103, (2002) 大貫、河崎、和田、松浦、松井:「電波干渉計観測による上向き放 電の特性」,電学論 B-117, No.4, 488-493, (1997) 吉福、河崎、松浦、園井:「干渉計による正極性常奮の三次元観測」,
- (12)電学論 B-121, No.3, 357-363,(2001)
- A. Taflove : "Computational Electrodynamics : The Finite-(13) Difference Time-Domain Method," Artech House, Boston, (1995)
- 字野亨,「FDTD 法による電磁界およびアンテナ解析」, コロナ社, (14)1998.
- (15) J. P. Berenger : "A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic wave," J. Computational Phys., vol.114, pp.185-200, (1994)
- (16) K. R. Umashankar and A. Taflove : "A novel method to analyze electromagnetic scattering of complex objects," IEEE Trans. Electromagnetic Compat., vol.24, pp.397-405, (1982) C. K. Birdsall and A. B. Langdon : "PLASMA PHYSICS
- (17) VIA COMPUTER SIMULATION," Adam Hilger, New York, (1991)

輻射科学研究会資料 RS02-06

# 携帯端末用アンテナと人体の相互作用 - 人体のモデリングとアンテナ設計-

5

Interaction between Handset Antennas and Human Body
- Modeling of Human Head and Design of Handset Antennas-

足立 隆彦 平田 晃正 塩沢 俊之 大阪大学大学院 工学研究科

> 2002 年 7 月 26 日 於 大阪大学

# 1 まえがき

近年,電磁波曝露による人体への潜在的な影響が懸念されている[1]. このため,電磁波 を曝露した場合に人体に吸収される電力を数値的,実験的に調べる技術が急速に進歩して いる[2]. この理由の一つとして,安全基準では,安全性の尺度として比吸収率(SAR)を用 いて定義していることが挙げられる[3,4,5]. そのため,人体近傍で用いられる携帯端末用 アンテナにより生じる局所 SAR 値を安全指針と照合するため,様々なグループにより人体 頭部リアルモデルが構築されてきた[2]. このように安全性の評価に付随して,人体による アンテナ放射特性の変化も明らかにされた.主な結果として,アンテナから放射される電 カの多く(30-80%)は人体頭部に吸収され,また,人体が存在する場合のアンテナ放射指 向性は自由空間中に比べて大きく変化することが明らかにされている.したがって,高効 率な携帯端末用アンテナを実現するためには,人体頭部の影響を考慮に入れて設計するこ とが望ましい.しかしながら,数値解析及び実験のための解剖学的な人体頭部モデル(以 下,リアルモデルと呼ぶ)を構築するのは非常に困難である.そこで,リアルモデルの代 わりに,均質な媒質で構成された球モデル[3] や,円柱モデル[6,7],立方体モデル[8] など が用いられてきた.しかしながら,組織構成のみではなく形状までも簡単化したこれらのモ デルを用いることにより生じる誤差を詳細に評価した報告はほとんどない. Ð

アンテナ設計者の観点からみると、人体組織内における SAR の評価は必ずしも重要で はない. つまり、携帯電話に内蔵されているダイバーシチアンテナや出力が十分小さいシ ステムにおける送信用アンテナなどを設計する場合がそれにあたる. これらのアンテナを 設計する場合には、人体頭部内の局所 SAR よりもむしろアンテナの放射効率や放射指向性 などのアンテナ放射特性をより良い精度で解析することの方が重要である.

他方で,携帯端末の小型化に伴い,アンテナの小型化も重要な課題とされている.現 在携帯電話で用いられているヘリカルアンテナでは,筐体上部に電磁界が集中するため, 頭部における局所平均 SAR が大きくなるという問題点が明らかになっている [9].また, Back-PIFA のように筐体背面にアンテナを配置すると,アンテナと手の距離が小さくなる ため,放射特性が手の影響を強く受ける [3] という問題点が明らかになっている.そのため, 筐体上にループアンテナを配置し,小型化する試みがいくつか報告されているが [10,11], これらのアンテナの解析においては,自由空間中での放射特性のみが調べられており,人 体の影響は考慮に入れられていなかった.

そこで、本研究では、まず、今まで使用されていた簡易形状かつ均質媒質からなる簡易 形状人体頭部モデルと形状のみ厳密で均質媒質からなる人体頭部モデル(以下、均質等価 モデル)を用いて、モデルの形状がアンテナの放射特性に与える影響について調べる.ま た、均質等価モデルの物質定数を変化させたものと人体頭部リアルモデルを用いて、モデ ルの不均質性および物質定数が放射特性に与える影響についても調べる.

次に, SAR 値を低減し,人体が存在する場合でも放射特性がほとんど変化しない携帯端 末用ループアンテナの設計例を示す.モノポールアンテナ,今まで提案されてきた携帯端 末上ループアンテナおよび今回設計するアンテナについて,人体頭部及び手を考慮に入れ て放射特性を解析し,それらの結果を比較することによって,設計の有効性を示す.

# 2 計算手法と人体頭部モデル

# 2.1 計算手法

2

計算手法としてはFDTD法(時間領域差 分法[12,13,14])を用いる.FDTD法とは, 解析領域を格子状のセルに区切り,Maxwell の方程式を時間座標および空間座標に関し て差分近似を行い,領域内の電磁界成分を逐 次計算する手法である.この方法では,分割 された一つ一つのセルに対して電磁界成分 や媒質定数を割り当てているため,複雑な 媒質を容易に解析できるという利点がある. また,解析領域の終端では吸収境界条件が 必要となるが,本研究では8層のPML[15] を用いる.

以下の議論では、次の記号を用いる.ア ンテナの出力電力  $P_{in}$ 、頭部モデルによる 吸収電力  $P_{abs}$ 、放射電力  $P_{rad}$  とし、それぞ れ以下の式で関係づけられる.

$$P_{in} = P_{abs} + P_{rad}$$

ここで、アンテナの入力インピーダンスは 人体の存在により変化するため、インピー ダンスの不整合が生じ、そのため電力の損 失が生じるが、本研究ではその効果につい ては議論しないものとする.

# 2.2 人体頭部リアルモデル

本研究で用いるリアルモデルを図1に示 す[16]. このモデルは、一辺の長さが2.0mm の立方体セルからなり、その大きさは125 (高さ)×96(幅)×110(奥行)セルである. また、構成組織は、皮膚、脂肪、筋肉、骨 (頭蓋骨)、軟骨、角膜、強膜、水晶体、ガ ラス体、硬膜、脳白質、脳灰白質、小脳、神 経、舌、脳脊髄液(C.S.F.)、血液の17種類 からなり、セルごとに対応する組織の誘電 率,導電率[17]を割り当てたものである.こ こで,900MHzから1.9GHzにおける物質定 数の周波数特性を表1に示す.また,2/3筋 肉等価媒質<sup>1</sup>の周波数特性もあわせて示す.



図 1: 人体頭部リアルモデル

表 1: 人体組織の物質定数 (a)900MHz, (b)1.5GHz, (c)1.9GHz

(a)				
	骨	2/3 筋肉	筋肉	
誘電率 $\varepsilon_r$	16.7	37.4	56.1	
導電率 $\sigma[S/m]$	0.24	0.65	0.97	
·				

(b)					
	骨	2/3 筋肉	筋肉		
誘電率 $\varepsilon_r$	15.9	36.6	55.0		
導電率 $\sigma[S/m]$	0.37	0.84	1.26		

	(c)		
• • • • •	骨	2/3 筋肉	筋肉
誘電率 $\varepsilon_r$	15.5	36.2	54.3
導電率 $\sigma[S/m]$	0.46	0.97	1.46

<sup>1</sup> 一般に,人体が均質と仮定される場合,その物 質定数として,筋肉の物質定数に2/3 をかけた値が 用いられている.これは,人体における高含水組織 (筋肉,脳など)と低含水組織(骨,脂肪など)の 割合が,およそ2:1 であるためである.

# 2.3 リアルモデルの妥当性

本研究で用いるリアルモデルの妥当性を 評価するために、まず、リアルモデル存在 下での放射指向性をFDTD法を用いて計算 し、実験結果と比較する[5].但し、励振周 波数は900MHzとする.また、実験は成人 男性の頭部を用いて行い、送信アンテナと 受信アンテナ(5素子八木・宇田アンテナ) の距離は4.0mとした.図2からわかるよう に計算結果と実験結果はほどよく一致して いる.次に、リアルモデルの妥当性を、人体



図 2: 人体頭部存在下におけるダイポール アンテナの放射指向性(900MHz)

頭部への吸収電力の観点から議論する.表 2 に、本研究で得られた最大 1g 平均 SAR とモデルへの吸収電力の計算結果ならびに 文献り [18], [19] で得られた計算結果を示 す.表より,研究と以前の報告 [18], [19] と はほどよく一致している.

以上より、本研究で用いるリアルモデル は十分な妥当性を有し、これから得られる 計算結果もまた十分妥当であると考えられ る. 表 2: 最大 1g 平均 SAR と吸収電力の比較

	最大 1gSAR	吸収電力		
	W/kg	%		
本稿の結果 †	3.71	0.476		
[18] の結果	3.50 - 4.52	0.520		
[19] の結果	3.36	0.418		
アンテナの出力電力は1.0 Wに規格化した				

†: 各セルにおける SAR 計算には, 電界 12 成 分を用いた [20] (4×5×5 セル, 空気含有率 10%以下).

# 3 人体モデルの簡単化がアン テナ放射特性に与える影響

まず、均質等価モデルを用いた場合のア ンテナ放射特性と簡易形状モデルを用いた 場合のものを比較することで、モデル形状 の簡単化によって生じる差異を評価する、次 に、均質等価モデルの物質定数を変化させ た場合のアンテナ放射特性とリアルモデル を用いた場合のものを比較することで、モ デルの不均質性および物質定数によって生 じる差異を評価する.

本研究ではダイポールアンテナと人体頭 部モデルの相互作用を調べる.アンテナと 人体の配置は図3のようにし,給電点をx =196 + d, y = 122, z = 118mmとする.但 し, d は人体頭部モデルと給電点の距離で ある.また,ダイポールアンテナの給電方 法としては無限小ギャップ給電法を用いる.

# 3.1 モデルの形状がアンテナ放射 特性に与える影響

簡易形状モデルが存在する場合の吸収電 カ,アンテナ入力インピーダンスおよび放 射指向性について調べ,均質等価モデルが 存在する場合の結果と比較する.

4

ч



図 3: 解析モデルの配置

簡易形状人体頭部モデルとして,これまで理論解析や実験に用いられてきた,球,楕 円球,円柱および立方体モデルを取り上げる[3,6,7,8].なお,これらの簡易モデル は全て均質媒質からなっており,その物質 定数は2/3筋肉等価媒質とする.

## 3.1.1 吸収電力

図4に,900MHz帯における出力電力に 対する人体頭部モデルに吸収される電力の 割合の距離特性を示す.図4より,吸収電力 の割合は,頭部モデルの形状に大きく影響 を受けることがわかる.しかしながら,ど の形状を用いた場合でも,モデルと給電点 との距離が大きくなるにつれて吸収電力は 同様に減少している.これは,電磁波電力 の距離減衰によるものであり,吸収電力の 距離特性の傾向はモデル形状にあまり依存

### しないことがわかる.

図5に,モデルと給電点との距離dを32mm にした場合における出力電力に対する人体 頭部モデルに吸収される電力の割合の周波 数特性を示す.図5より,どの形状のモデル を用いても周波数が高くなるにつれて,吸 収電力は単調に減少していることがわかる. これは,周波数が高くなるほど,複素誘電 率が大きくなり,電磁波が人体内部まで浸 透しにくくなることおよび近傍界の影響で ある.また,吸収電力のモデルによる差異 が周波数が低いほど大きくなっているのも, この浸透度の違いによるものと考えられる.

これらの図から,900MHz,1.3GHz および1.5GHz帯ではそれぞれ楕円球モデル,円 柱モデルおよび立方体モデルを用いた場合の吸収電力が均質等価モデルのものとの差 異が小さくなることがわかる.しかし,球モ デルを用いた場合の吸収電力はどの周波数 でも均質等価モデルのものと大きく異なっ ている.これは,アンテナとモデルの間隔 によるものである.

## 3.1.2 入力インピーダンス

本節では、アンテナ入力インピーダンス  $Z_{in} = R_{in} + jX_{in}$ の距離特性について議論 する.図6(a),(b)および(c)に、それぞれ 900MHz,1.5GHz および1.9GHz 帯におけ るアンテナ入力インピーダンスの距離特性 を示す.図中の直線は真空中でのアンテナ 入力インピーダンスを表している.これら の図より、どのモデルを用いても入力イン ピーダンスは約1/4 波長ごとに極大値およ び極小値を取りながら振動していることが わかる.このことから、アンテナからの放 射波とモデルからの反射波との干渉がアン テナ入力インピーダンスに大きな影響を与 えていると考えられる.また、入力インピー ダンスはモデルの形状に大きな影響を受け、



図 4: 吸収電力の距離特性 (900MHz)



図 5: 吸収電力の周波数特性 (d=32mm)

どの周波数に対しても、均質等価モデルを 用いたものとほぼ一致するモデルは存在し ないことがわかる.しかしながら、その差 異は高々10-15Ω程度である.

## 3.1.3 放射指向性

図7に、d = 24mmとした場合の、900MHz 帯における頭部モデル存在下での水平面内 放射指向性を示す.この図より、アンテナ の放射指向性は、モデルの形状に大きく依 存することがわかる.また、円柱モデルを 用いた場合の放射指向性と、均質等価モデ ルを用いた場合のものとの差異は約1.5dB 以内に収まっているが、それ以外のモデル では3dB以上の差異を生じている.これは 円柱モデルのアンテナと近接している部分 が、均質等価モデルとよく類似しているた めと考えられる.



C

図 6: 入力インピーダンスの距離特性 (a)900MHz, (b)1.5GHz, (c)1.9GHz


図 7: 頭部モデル存在下での水平面放射指 向性 (900MHz)

# 3.2 モデルの物質定数および不均 質性がアンテナ放射特性に与 える影響

前述のように,理論解析や実験において, 様々な簡易頭部モデルがSAR計算やアンテ ナ設計の際に用いられてきたが,頭部モデ ルの形状の簡単化がアンテナ放射特性に与 える影響は大きく,簡易形状モデルを用い た場合,高精度なアンテナ設計はできない ことがわかる.

そこで、人体近傍に置かれた携帯端末用 アンテナについて、均質等価モデルを用い、 その物質定数を変化させた場合のアンテナ の放射特性を解析したものを、リアルモデ ルを用いたものと比較することにより、モ デルの物質定数および不均質性がアンテナ 放射特性に与える影響を調べる。モデルの 物質定数としては骨、2/3 筋肉等価媒質お よび筋肉の値を用いた。

### 3.2.1 吸収電力

図8(a) および(b) に,900MHz帯および 1.9GHz帯における出力電力に対する人体頭 部モデルに吸収される電力の割合の距離特 性を示す.また,図9に,モデルと給電点 との距離dを32mmにした場合における均 質等価モデルに吸収される電力の出力電力 に対する割合のリアルモデルのものとの差 異についての周波数特性を示す.

図8(a)および(b)より、図4と同様、ど の物質定数を用いても吸収電力はモデルと 給電点との距離が大きくなるにつれて減少 していることがわかる.しかし,物質定数 の違いによって、吸収電力の減少の度合が 異なり,筋肉の値を用いるよりも骨の値を 用いるほうが、その減少の度合が小さくな ることがわかる.また,これらの図から, 900MHzにおいては骨, 1.9GHzでは筋肉の 物質定数を用いたものがリアルモデルを用 いたものとの差異が小さくなることがわか る.これは、周波数が高くなるほど、電磁 波が人体内部まで浸透しにくくなるためで ある. つまり, 高い周波数帯では人体表面 の皮膚や筋肉での吸収が大きいため、その 媒質が吸収電力に大きな影響を与え、<br />
低い 周波数帯では人体内部の骨や脂肪が大きな 影響を与えるためと考えられる.一方,図9 より, 1.5GHz 付近では、どの物質定数のモ デルを用いてもリアルモデルを用いた場合 との差異が大きくなっている.これは、リ アルモデルの媒質がほぼ層状構造になって いるため、つまり周波数選択性を有してい るためである [21]. 従って,吸収電力はモ デルの物質定数に影響を受けるだけでなく. 特定の周波数帯では不均質性の影響も強く 受けることがわかる.



図 8: 吸収電力の距離特性 : (a)900MHz, (b)1.9GHz



図 9: 吸収電力のリアルモデルとの差異の 周波数特性(d=32mm)

### 3.2.2 入力インピーダンス

図 10(a)-(c) に各周波数帯におけるアン テナ入力インピーダンスの距離特性を示す. これらの図より,図6(a)-(c)と同様,どのモ デルを用いても入力インピーダンスは距離 が大きくなるにつれて,振動しながら真空 中の値へ近づいていくことがわかる.また, 3.2.1 節と同様,900MHzでは骨,1.9GHzで は筋肉の物質定数を用いたときが最適とな り,1.5GHzでは,前節と同様,どのモデル を用いてもリアルモデルとの差異が大きく なることがわかる. e

### 3.2.3 放射指向性

図 11 に 900MHz 帯における水平面内放 射指向性を示す.図11のように、どの物質 定数のものを用いても2dB程度の差異が生 じている.この差異は簡易形状モデルを用 いた場合よりも小さいため、モデルの簡単 化が放射特性に与える影響は、物質定数よ りも形状の方が支配的となることがわかる.



図 10: 入力インピーダンスの距離特性 (a)900MHz, (b)1.5GHz, (c)1.9GHz





9

# 4 アンテナの小型化

本研究で解析するモノポールアンテナお よび種々の筐体上ループアンテナを図12に 示す.アンテナは、厚さ2mmの誘電体で覆 われた金属筐体に配置され、アンテナ給電 方法としては同軸給電法を用いる.図12の (A)は1/4波長モノポールアンテナであり, (B) は今まで報告されている折り返しルー プアンテナ[10] である. また, 今回設計する アンテナとして(C)および(D)を解析する. (C)は今まで報告されていたDFMA(Doubly Folded Monopole Antenna)[11] の高さを低 くした DFMA-low であり, (D) は(C) をさ らに幅方向に折り曲げたTFMA(Triply Folded Monopole Antenna) である. しかしながら, フォールデッドループアンテナおよびDFMA はともに自由空間中での放射特性のみしか 報告されておらず、人体頭部を考慮に入れ た報告はない、ここで、すべてのアンテナ において共振周波数が2GHz帯になるよう に図12に示す寸法のものを使用する.

本研究では人体頭部モデルとして、リア ルモデルを用い、手のモデルとしては、媒 質定数が2/3筋肉等価媒質の簡易形状モデ ルを用いる.ここで、アンテナおよびモデ ルの配置は図13の通りである.このとき、 携帯端末の実使用状況を想定して、アンテ ナと頭部のなす角度は60°とする.

### 4.1 コンパクトアンテナの放射特 性

### 4.1.1 放射指向性,放射電力,吸収電力, 局所平均 SAR

図14に,水平面上における放射指向性を 解析した結果を示す.図14より,本研究で 使用したすべてのアンテナは,実使用状況 下においても大部分の角度で高い利得を持



図 12: 解析するアンテナ (A) モノポー ルアンテナ, (B)Folded Loop Antenna, (C)DFMA-low, (D)TFMA:

a=104mm,	b=20mm,	c=40mm,	d=36mm,				
e=20mm,	f=40mm,	g=12mm,	h=12mm,				
i=10mm,	j=10mm,	k=20mm,	l=2mm,				
m=4mm,	n=2mm,	o=26mm,	p=4mm,				
q=18mm,	r=8mm,	s=8mm,	t=20mm,				
n=4mm, $v=18mm$							



図 13: アンテナおよびモデルの配置

つことがわかる.このことから,これらの アンテナは実用に耐えうる放射指向性を持 つといえる.

次に,表3に携帯端末の実使用下におけ るアンテナの放射電力,吸収電力,局所平 均SARの比較を示す.このとき,出力電力 は1Wに規格化している.表3より,折り 返しループアンテナの放射電力はモノポー ルアンテナのものと比較すると若干減少し ており,吸収電力および SAR は若干増加 していることがわかる.これは、筐体上部 に電磁界が集中するためと考えられる. ま た,設計したアンテナ,つまり表中のCお よびD,の放射電力はモノポールアンテナ のものと同程度であるが、これらのアンテ ナによって人体頭部に引き起こされる SAR は, モノポールアンテナによるものよりも 50%程度減少することがわかる.これは, アンテナが筐体の背面に折り曲げられてい るため、筐体が反射器として振る舞い、人 体頭部に吸収される量が小さくなるからで ある.一方,アンテナと手との距離が小さ くなるため、手における吸収電力量は大き くなる.

表 3: 放射電力, 吸収電力, 平均 SAR [W/kg] の比較

	$P_{rad}$	$P_{abs}$	Pabs	SAR	SAR
		head	hand	1g	10g
Α	0.56	0.24	0.19	3.36	2.20
В	0.55	0.25	0.20	3.60	2.45
С	0.62	0.10	0.28	1.50	0.71
D	0.57	0.15	0.27	2.58	1.24

A:monopole antenna, B:folded loop antenna, C:DFMA-low, D:TFMA







図 14: 放射指向性: (a)Folded looop antenna, (b)DFMA-low, (c)TFMA

11

### 4.1.2 手の影響

上述の結果から,今回設計したアンテナ は,頭部のSARを減少させる反面,手に 25%以上もの電力が吸収されることが示 された.よって,人体がアンテナ特性に与 える主たる影響は,手の影響と考えられる. そこで,図15にこれらのアンテナについ て,手による入力インピーダンスの変化を 示す.図15より,どちらのアンテナも入力 インピーダンスが自由空間中のものと比べ て,ほとんど変化していない.つまり,イ ンピーダンスは手の影響をあまり受けない ことがわかる.



図 15: 入力インピーダンスの距離特性

## 5 むすび

本研究では、まず、モデル形状の簡単化 がアンテナ放射特性に与える影響を調べた. その結果、今まで用いられてきた簡易形状 人体頭部モデルは形状の簡単化によりアン テナ放射特性に無視できない程の影響を与 えるので、アンテナを設計する際に用いる と、精度の高い解析はできないことがわかった.

次に、モデルの物質定数および不均質性 がアンテナ放射特性に与える影響を調べた. その結果、特定の周波数では、適切な物質定 数を選ぶことにより、モデルを均質化した ことによる差異を抑制できることがわかっ た.しかしながら、1.5GHz帯においては不 均質性による影響を強く受けるため、他の モデリングが必要となる.特に、周波数が高 くなるほど、電磁波が人体内部に浸透しに くくなるため、不均質性による影響が小さ くなり、均質等価モデルを用いても精度良 く解析することができると考えられる.ま た、今後、携帯端末に使用される周波数は 高くなるため、均質等価モデルは、より有 効なものとなるであろう.

さらに、人体頭部におけるSARを低減し、 入力インピーダンスの手による影響を軽減 するために新しいループアンテナを設計し、 すでに提案されている携帯端末用ループア ンテナおよびモノポールアンテナの放射特 性と比較した.その結果、今回設計したア ンテナにはSAR 値を小さくする効果があ り、実使用状況下でも十分な放射指向性を 有することがわかった.また、これらのア ンテナ放射特性は手にあまり影響を受けな いことも明らかになった.一方、これらの アンテナ形状は、筐体とアンテナの間隔が 小さいので内蔵型アンテナとして使用する こともできるであろう.

### 参考文献

- M. A. Stuchly, "Biomedical concerns in wireless communications", Crit. Rev Biomed. Eng., vol.26, pp.117-151, 1998.
- [2] M. Burkhardt and N. Kuster, "Re-

view of exposure assessment for hand held mobile communications devices and antenna studies for optimized performace", (W. R. Stone *Ed.*, *Review* of *Radio Science 1996-1999*, chap.34), Oxford Univ press, 1999.

- [3] M. A. Jensen and Y. Rahmat-Samii, "EM interaction of handset antennas and a human in personal communications", *Proc. IEEE*, vol.83, pp.7–17, 1995.
- [4] M. Okoniewski and M. A. Stuchly, "A study of the handset antenna and human bady interaction", *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.44, pp.1855–1864, 1996.
- [5] G. Lazzi, S. S. Pattnaik, C.M. Furse, and O.P. Gandhi, "Comparison of FDTD computed and measured radiation patterns of commercial mobile telephones in presence of the human head", *IEEE Trans. Antennas & Propagat.*, vol.46, pp.943-944, 1998.
- [6] 内田和芳,中村隆,徳丸仁,"人体頭 部近傍の2個のアンテナにおける吸収電 力",信学論,vol.J82-B,No.1,pp.151-157,1999.
- [7] 小川 晃一,松吉 俊満,門間 健志,"人体 頭部に近接したダイポールアンテナの多 重波中実効利得特性に与える肩の影響に 関する基礎的検討",信学論,vol.J82-B, No.10, pp.1847–1856, 1999.
- [8] 濱 暢宏,江原 康生,根元 義章,塩川 孝泰,"無線通信における人体に対する 電磁効果に関する検討"信学技法,A・ P86-95, Apr.1999.

- [9] G.Lazzi and O.P.Gandhi, "On modeling and personal dosimetry of cellular telephone helical antennas with the FDTD code", *IEEE Trans. Antennas* & Propagat., vol.AP-46, pp.525-530, 1998.
- [10] K.D.Katsibas, C.A.Balanis, "Folded Loop Antenna for Mobile Hand-Held Units", *IEEE Trans. Microwave The*ory & Tech., vol.46, no.2, pp.260-266, Frbruary 1998.
- [11] 公文 保則, 築地 武彦, "携帯電話用
   二重折返しモノポールアンテナの特性",
   電子情報通信学会論文誌, vol.J81-B-II,
   no.11, pp.1073–1076, 1998.
- [12] 宇野 亨, FDTD 法による電磁界およ びアンテナ解析, コロナ社, 1998.
- [13] A. Taflove, Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method, Norwood. MA: Artech House, 1995.
- [14] O.P.Gandhi,
  "Some numerical methods for dosimetry: extremely low frequencies to microwave frequencies", Radio Sci., vol.30, no.1, pp.161-177, 1995.
- [15] J. P. Berenger, "A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic wave", J. Computational Physics, vol.114, pp.185-200, 1994
- [16] A. Hirata, S. Matsuyama, and T. Shiozawa, "Temperature rises in the human eye exposed to EM waves in the frequency range 0.6-6GHz", *IEEE Trans. on Electromagnetic Compat.*, vol.42, no.4, pp.386-393, 1998.

- [17] C. Gabriel, "Compilation of the dielectric properties of body tissues at RF and microwave frequencies", Final Technical Report Occupational and Environmental Health Directorate AL/OE-TR-19961-0037(Brooks Air Force Base, TX: RFR Division).
- [18] O. P. Gandhi, G. Lazzi, and C. M. Furse, "Electromagnetic absorption in the human head and neck for mobile telephones at 835 and 1900 MHz", *IEEE Trans. Microwave Theory* & Tech., vol.44, pp.1884-1897, 1996.
- [19] P. J. Dimbylow and S. M. Mann, "SAR calculations in an anatoicallu realistic model of the head for mobile communication transceivers at 900 MHz and 1.8 GHz", *Phys. Med. Biol.*, vol.39, pp.1537-1553, 1994.
- [20] K. Caputa, M. Okoniewski, and M. Stuchly, "An algorithm for computation of the power deposition in human tissue", *IEEE Antennas & Propagat. Mag.*, vol.41, pp.102-107, 1999.
- [21] マックス ミノスヤン,佐藤 弘康,陳 強,澤谷 邦男 "層状構造をもつ頭部モデ ルによる吸収電力の周波数選択性",電 子情報通信学会論文誌,vol.J85-B, no.5, pp.656-663, May 2002.

RS02-07

積分方程式法による角型ループ導体の表面電流解析

岩井 通\* 山下 隆久\*\* 畠山 賢一\*\*\*

住友電気工業株式会社 \* I T技術研究所 \*\*ハイブリッド製品事業部

〒554-0024 大阪市此花区島屋1-1-3

TEL: 06-6466-6530 E-mail: iwai-tohru@sei.co.jp yamashita-takahisa@sei.co.jp

\*\*\*姫路工業大学 大学院工学研究科電気系工学専攻

〒671-2201 姫路市書写2167

TEL: 0792-67-6902 E-mail: <u>hatake@elnics.eng.himeji-tech.ac.jp</u>

あらまし

太い角型ループ導体に外部から電磁波を照射したときに、その表面に流れる電流を積分方程式 法により数値的に求めた.角型ループの周長がほぼ1波長となる周波数で共振が認められ、軸方 向電流は細線ループの場合とほぼ同じ値となった.しかし、非常に狭い周波数範囲で表面電流が 大きく変化し、共振のような現象が認められた.

キーワード

積分方程式法, 点整合法, 表面電流, 共振, 分極

### 1. まえがき

これまでも人工誘電体として金属物体を空間に分散配置したものの研究開発が行われていた.(1)また,周波数選択板(Frequency Selective Surface)として,金属物体を平面状に周期配置して,フィルタ特性を持たせたものの開発が行われてきた.(2)最近, Metamaterialとして,金属物体を周期的に配置し,その物体の共振現象を利用して,等価的に負の値をもった誘電率透磁率を得て,負のドップラー偏移,逆方向チェレンコフ放射などの新しい現象を探る研究も行われている.(3,4) 我々は,それらの研究の第一歩として,単一の角型ループ導体に電磁波が照射されたときの導体表面電流を,積分方程式法により数値的に計算した.

### 2. 解析手法,及び,解析条件

マクスウェルの方程式にローレンツ条件を 用いることで,自由空間における,導体表面電 流Jによる散乱電界は

### $\mathbf{E}^{s}(\mathbf{J}) = -\mathbf{j}\omega \mathbf{A}(\mathbf{J}) - \nabla \phi(\mathbf{J})$

で与えられる.ただし、Aはペクトルポテンシャル、 ゆはスカラーポテンシャルである.また、 全電界は入射電界と散乱電界の和で表され、導体表面では接線成分が0となるため、

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{E}^{i} + \mathbf{E}^{s}) = 0$$

$$\mathbf{n} \times \mathbf{E}^{i} = \mathbf{n} \times \left[ j \omega \mu_{0} \int_{S} \mathbf{J}(\mathbf{r}') \mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') ds' \right]$$

$$-\frac{1}{j\omega\varepsilon_{0}}\nabla \int_{\nabla} (\nabla' \mathbf{J}(\mathbf{r}')) G(\mathbf{r},\mathbf{r}') ds' \Big]$$

となる. ただし,

$$G(\mathbf{r},\mathbf{r}') = \frac{\exp(-j\mathbf{k}|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|)}{4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}$$

である.

上記の積分方程式を離散化して連立一次方 程式に変形するために,電流を基底関数で展開 する.また,重み関数との内積をとることで, 上記の積分方程式は

$$[\mathbf{Z}_{mn}][\boldsymbol{\alpha}_{n}] = [\mathbf{y}_{m}]$$

となる. ただし,  $y_m = \langle Y, W_m \rangle$  $Z_{mn} = \langle LB_n, W_m \rangle$ 

である. また $\langle,\rangle$ 記号は内積を表す.  $\alpha_n$ は表面 電流の展開係数であって,これが求める解とな る.

今回の計算では基底関数をパルス関数とし, 重み関数をデルタ関数とした点整合法を用い た.



図1 角型ループ導体と座標系

図1に示すように,外寸9mm,太さ1.5 mmの角型ループ導体を,その中心が原点とな るようにし,ループの各辺がx軸,y軸に並行 となるように配置した.また,入射電界は-z 方向から+z方向に向かって入射し,電界は -y方向を向いた偏波で,電界強度は1V/m として計算した.また,導体は抵抗0の完全導 体とした.

導体表面の分割は、一辺が0.375mmの 正方形となるようにし、各分割要素状を互いに 直交する2つの電流を基底関数として、合計 2560の基底関数を用いて展開した。

### 3. 解析結果

前項の手法での解析結果として、10GHz における表面電流分布をベクトル表示したも のを図2に示す.入射波偏波と散乱体構造より y-z面は磁気壁, z-x面は電気壁となるた

め,図2にはx>0,y>0となる1/4の領 域のみの電流分布を示す.また、下側および内 側の面は下にずらして表示する.座標原点にお ける入射波の位相が0°の場合と90°の場 合をそれぞれ示す.電流分布はy-z面に対し ては,対称となり、 z-x面に対しては反対称 となる.



を形成する.また、上面と下面では、x方向を 向いたブランチで側面も含めてループ電流を 形成している. y方向を向いたブランチでは上 下面とも中央を+y方向流れる.位相が90° のときは、ループ内面では位相0°のときの逆 方向に流れ、上下面ではy方向を向いたブラン チで位相0°の逆を向いた電流となる.





次に,各ブランチを軸方向に流れる電流和の 絶対値を図3に示す. 横軸は y-z面に接した ところからブランチの中心軸にそって各セグ メントに番号をつけた.また、コーナー部は周 全体の電流を計算できないため,番号のみを与 え、電流はブランクとした、図4に線径0.2 mmで一辺長さ7.5mmの角ループ導体を細 線近似で求めた軸方向電流を示す. ほぼ同程度 の値となっている.









b) 位相90°

図2 10GHzにおける表面電流

位相0°のとき、ループ内面では中央部分で + y方向に流れてきて,磁気壁である y-z面 で折り返し,外側を逆方向に流れてループ電流



図5 軸方向電流最大値

次に,軸方向電流が最大となる z - x 面に接 した位置での軸方向電流の周波数特性を図 5 に示す.10GHz付近で軸方向電流最大値が 最大となり,細線近似での計算結果と同様の結 果を示している.しかし,10.6GHz付近 に軸方向電流最大値の局所的な落ち込みが認 められる.

つぎに、この現象を詳しく見るために、この 導体表面に誘起される電流によって生じる y 方向(入射電界方向)の分極を計算する. 微小 電流による電気ダイポールは

$$p = Q \cdot l = \left( \int i dt \right) \cdot l = \frac{I \cdot l}{j\omega}$$

で与えられる.Qは電荷,iは電流瞬時値, I は複素電流,1はで微小電流長さ,ωは各周波 数である.これより,各セグメントのy方向電 流より分極をもとめ,その和をとることでこの 導体の分極が求められる.

その結果を図6に示す.破線は実数部,一点 鎖線は虚数部,実線は絶対値を示す.同図b) に周波数軸を拡大したものを示す.また,同図 c)にy方向分極の複素表示を示す. ●印の周 波数は 10.3, 10.4, 10.5, 10.8, 10.9, 11.0 GHzであり、▲印の周波数は 10.56~ 10.72GHzを0.02GHzおきにプロットしてい る.全周波数体を見ると,虚数部は10GHz 付近で極値をとり,その前後の周波数帯で実数 部は減少している.複素表示においても●▲を 飛ばして見ると,ほぼ円弧状の軌跡となってお り、共振を示している.



a)y方向分極







c) y 方向分極複素表示

図6 y方向分極周波数特性

10.6GHz付近の狭い帯域のみを見ると, 虚数部は極値を取り,その前後の周波数で実数 部は増加しおてり,また,複素表示においても, 円弧状の軌跡を示している.

この狭い周波数帯域での表面電流分布を図 7に示す.10.58GHzでは位相0°のと きは内側の面と上下の面に大きい電流が流れ ていて,位相90°では表面電流は非常に小さ くなっている.10.66GHzになると位相 0°のとき,表面電流は小さくなり,位相 90°で大きい表面電流が流れる.このときの 電流分布は10.58GHzで位相0°のとき の電流分布と同じような分布となる.次に,

10.72GHzになると、位相0°のときに も表面電流が流れるようになってくるが、その 向きは10.58GHzでのときの逆方向とな る. 虚数部は10.66GHzでの電流分布と 同様の分布である.

### 4. 結び

積分方程式法によって太い角型ループに電 磁波が照射されたときの表面電流を計算した. 広い周波数帯全体を見れば,軸方向電流は細線 角ループとほぼ同じ結果となった.しかし,太 い導体での計算では非常に狭い周波数帯での 共振のような現象が見つかった.この違いは, 導体自体が太いことと,表面を分割し,パッチ 上を流れる電流を軸方向だけでなくそれに直 交する方向もとったことによると考える.また, この結果の検証として,実際の物体に電波を照 射したときの散乱波を測定することで,実験的 に確認することが必要とされる.

また,今回は単一の散乱体であったが,2次元,3次元へのアレーとした構造への拡張を行い,負の値の誘電率をとる Metamaterial としての確認を行う.



図7 表面電流分布(上段 位相0°,下段 位相90°)

### 参考文献

(1) J.D.Kraus, "Antennas second edition", p.670,McGraw-Hill,1988

(2 B.A.Munk, "Frequency Selective Surfaces", John Wiley & Sons, Inc., 2000 (3) http://www.darpa.mil/dso/future/metamat erials/index.html

(4) D.R.Smith et al, "Composit Medium with Simultaneously Negative Permeability and Permittivity", Phys. Rev. Lett., vol.84, 4184(2000)

(5) 澤谷邦男, "モーメント法によるアンテナ 解析中級コース", 電磁情報通信学会,1998

(6) L.L.Tsai et al, "Electromagnetic scattering by a three-dimensional conducting rectangular box ", J.Appl. Phys., vol.45, No.10, 1974 (7) 畠山賢一 他, "有限長金属円柱の規則的 配列による電磁波の反射・透過の数値解法", 信学論(B-II) vol.J81-B-II, No.10, 1998





付図1 表面電流分布(上段 位相0° 下段 位相90°)



輻射科学研究会資料 RS02-08

# CMOS プロセスを使用したRF 回路に おける電磁気的相互作用の影響

Electromagnetic Coupling Effects in RFCMOS Circuits

# アルベルト・アダン、福見公孝、東賢一<sup>0</sup> 須山尚宏、宮本雅之、林正樹 シャープ株式会社

2002 年7 月26 日 於大阪大学

# Electromagnetic Coupling Effects in RFCMOS Circuits

## A.O.Adan, M. Fukumi, K. Higashi, T. Suyama\*, M. Miyamoto, M. Hayashi

### IC Development Group, SHARP Corp., 2613-1, Ichinomoto-cho, Tenri, Nara, JAPAN

### Advanced Research Labs., SHARP Corp., 2613-1, Ichinomoto-cho, Tenri, Nara, JAPAN

Abstract: The electromagnetic isolation and coupling characteristics of basic structures, namely metal pads, spiral inductors, and spiral transistors, implemented in a core-logic CMOS process are evaluated and modeled. The models provide design guidelines on the isolation characteristics of guard-rings and shield layers for RF cross-talk suppression between circuit blocks. The importance of electromagnetic coupling to layout interconnects is demonstrated.

### I. INTRODUCTION

Integration of RF transceiver circuits in core CMOS process is activelypursued [1] in an effort to increase functionality and reduce cost. In mixed mode Logic-RF IC's digital switching noise coupled through the substrate, as well as electromagnetic coupling (EMC) between RF circuit blocks is a concern, and several papers have reported these effects [2, 3]. However, solutions have been proposed like the use of deep trenches [2], or the use of SOI substrate [4], which are not compatible with standard CMOS.

In this work, the measured and modeled RF interaction characteristics of basic structures, namely metal pads, spiral inductors, and spiral-transistors, implemented in a core-logic CMOS process are evaluated. Furthermore, the effects of shielding layers (P+ di ffusion) and guard rings are presented. These simple test structures give insight in the coupling mechanisms and allow the derivation of guidelines to reduce EMC effects.

The experimental evaluation was conducted on a standard 0.25um, 4-level Metal, logic-CMOS process on  $10\Omega$ .cm p-type bulk wafers. The process features standard twin-wells and Shallow Trench Isolation.

### **II. PADS CAPACITIVE COUPLING**

The simplest EM couplings to the substrate are due to capacitive interaction of metal pads or metal interconnects and injection by well ties and pn diffusions. Fig.1 shows the metal pad-to-pad structures and the measured magnitude of coupling  $S_{21}$  versus frequency. The pad spacing and size are 100um and 100um x 100um, respectively. The metal pad is coupled to the substrate capacitively. These effects can be well modeled by the equivalent circuit shown in Fig.2, where Co's are the ILD capacitances, Rp, Cp are the substrate resistance and capacitance to ground, and Rc, Cc are the substrate lateral coupling resistance and capacitance, respectively. The guard ring and the P+ grounded layer underneath the pad modify the substrate resistances Rp. In Fig.1, using different metal stacks varied the ILD capacitance effect. Using a P+ grounded shield underneath the pad or a P+ guard ring a re the most effective ways to suppress coupling. At 2GHz, -17dB reduction in S<sub>21</sub> is achieved by the P+ grounded shield layer, as compared with the non-shielded pad. As the model shows, the guard ring and shielding layers act reducing EMC by shorting out the substrate resistances Rp. The extracted Rp values are  $50\Omega$ ,  $12\Omega$  and  $5\Omega$  for the reference, the P+ guard ring and the P+ grounded shield, respectively.

#### **III. SPIRAL-TO-SPIRAL COUPLING**

Planar spiral inductors occupy a large Si area and are widely used in RF circuits. The EMC of planar spiral inductors must be modeled to determine the effect on gain and reverse isolation of amplifiers [3], as well as between large signal circuit blocks (output amp) and sensitive Low-Noise Amplifiers (LNA).

The spiral coupling was studied using the patterns in Fig.3. The spiral inductors are 100um separated and have a length of 3810um, L=6.3nH, with metal width and spacing of 15um and 5um, respectively. The isolation effects of (1) a grounded P+ diffusion-top metal barrier in between the inductors and (2) Salicided P+ grounded shield underneath one of the inductors were evaluated to gain insight into the coupling mechanisms. Fig.4 shows the proposed circuit model to analyze the EMC. In Fig.3, the measured (symbols) and calculated (lines) frequency response of S<sub>21</sub> for the three structures, and the magnetic coupling factor k for the reference pair of spirals are reported. Good agreement is observed between the model results and measurements. The model parameters are summarized in Table I. A maximum S<sub>21</sub> of ~-25dB is observed at 1.5 GHz for the reference pattern. At low frequencies, magnetic coupling (k) dominates spiral isolation. The grounded P+ diffusion-top metal separation effectively reduces S<sub>21</sub> to -37dB at 1.5GHz. At high frequencies, the substrate coupling resistance (Rc) is dominant, however, a grounded shield underneath the spiral completely shorts out the coupling to S<sub>21</sub>=-40dB.

From the model and the experimental results, the effectiveness of each structure can be assessed.

#### IV. SPIRAL-TO-TRANSISTOR COUPLING

Due to its large area, the spiral inductor can couple significant EM energy not only to other spirals but also to sensitive transistors. Fig.5 shows the new test structure proposed to evaluate this effect. This structure is used to emulate the situation that might arise, for example, in the interference between the transmitter and receiver paths of a RF transceiver. Fig.6 illustrates the measured  $S_{21}$  at the transistor's drain terminal, and with bias current as parameter. The general shape of  $S_{12}$ -vs-f is similar to that for the spiral-spiral coupling structure. An equivalent circuit is proposed in the Fig.7.

The magnetic coupling between the spiral and the layout parasitics of the transistor, especially the gate bias interconnect line, can be studied using the equivalent circuit model. When the substrate coupling is neglected (Rp=0, Cc=0, Rc  $\rightarrow \infty$ ),

$$\begin{split} \left| S_{21}(\omega) \right| &\cong 2 g_m M \, \omega \qquad \qquad \omega \to 0, \\ \left| S_{21}(\omega) \right| &\cong \frac{2 g_m M}{\omega^3 L_1 L_2 C_g \left( C_o + C_{gd} \right)} \qquad \qquad \omega \to \infty \end{split} \tag{1}$$

where  $L_1$ ,  $L_2$  and  $M = k \sqrt{L_1 L_2}$  are the spiral inductor, gate line parasitic inductance, and the mutual inductance, respectively, and  $g_m$  is the

transistor transconductance. The coupling coefficient is k-0.05 as estimated from layout. At low frequencies, the S<sub>21</sub> increases due to the magnetic coupling, and the amplification action of the transistor. As frequency increases S<sub>21</sub> decreases since the gate capacitance of the transistor,  $C_g$ , shorts the coupling to ground. As a result of the two behaviors described by (1), a peak is seem in the S<sub>21</sub> characteristic. At further high frequencies, the substrate-coupling path becomes dominant. The substrate capacitively and resistively couples the interference to the interconnect lines, the back gate of the transistor, and the drain-substrate capacitance of the transistor.

These results clearly show how the transistor action amplifies the coupled interference which results in  $S_{21}$ ~20dB at 1.5GHz, i.e. stronger effect than in the passive spiral-spiral coupling of Fig.3. When the transistor is OFF (Id=0mA curve), the capacitive coupling to the substrate (Co, Cdb) and transmission through the substrate (Rc, Cc) are similar to the effect reported in Fig.1 for the metal pads EMC. This test structure demonstrates the importance of modeling EMC effects between passive components; interconnect lines, and active circuits.

### V. CONCLUSION

Characterization and analysis of the EMC effects of basic structures (metal pads, spiral-spiral and spiral-to-transistor), implemented on a standard logic CMOS process on p-type bulk wafers, were described. Compared with previous reports, a comprehensive equivalent circuit modeling was introduced and validated with measured data. The effect and effectiveness of different guard rings, and P+ grounded shield layers were also studied. From these results, it is observed that not only the substrate, but also the electromagnetic coupling to layout interconnect must be considered in the characterization and minimization of EMC at radio frequencies.



Fig.1: EM coupling S<sub>21</sub> between metal pads and the effect of guard rings and P+ grounded shields. The extracted substrate resistances Rp are indicated.



Fig.2: Equivalent circuit model for metal pad structures in Fig.1. The guard rings and P+ shield layers affect the substrate resistances Rp1, Rp2 and Rc.



Fig.3: Measured (symbols) and model calculated (lines) magnetic coupling k and S<sub>21</sub> for EM coupling between planar spiral inductors on bulk-Si 10 $\Omega$ .cm p-substrate. The spirals spacing is S=100um. The GND separation is a P+ grounded diffusionTop metal barrier between the spirals. The P+GND shield is a salicided P+ diffusion layer underneath the right-side spiral.





Parameter	Unit	Reference	GND Separation	P+GND Shield			
L	nH	6.3	$\rightarrow$	<b>←</b>			
Rs	Ω	8	+	<del>~</del>			
k		0.07	0.015	0.04			
Rp1	Ω	29	28	25			
Rp2	Ω	29	28	3			
Ср	fF	200		÷			
Rc	Ω	73	110	73			
Сс	fF	10	1	10			
Co	fF	320	←				
Cf	fF	20		<b>~</b>			

Table I: Model Parameters Extracted for Spirals Coupling



Fig.5: Test pattern to evaluate Spiral-Transistor EM coupling. Transistor: L=0.25um, W=60 fingers x 5um.



Fig.7: Proposed equivalent circuit of the Spiral-Transistor coupling. L<sub>1</sub>: Planar spiral inductance, L<sub>2</sub>: parasitic inductance of the gate bias line, k: magnetic coupling factor, Rb: Transistor equivalent body resistance, Cdb: transistor drain-substrate junction capacitance. Co: Spiral to substrate (ILD) capacitance, Rp, Cp: substrate resistance and capacitance to ground, respectively, Rc, Cc: substrate coupling resistance and capacitance respectively.

### REFERENCES

- H. Samavati, H.R. Rategh, and T.H. Lee, "A fully-integrated 5GHz CMOS wireless-LAN receiver", ISSCC Dig. Tech. Papers, pp. 208-209, Feb. 2001.
- [2] C.S.Kim, P. Park, J-W. Park, N. Hwang, and H.K. Yu, "Deep trench guard technology to suppress coupling between inductors in silicon RF ICs", IEEE MMT-S Symposium Digest, 2001.
- [3] A.L.L. Pun, T. Yeung, K. Lau, F.J.R. Clement, and D.K. Su, "Substrate noise coupling through planar spiral inductor", IEEE J. Solid-State Circuits, vol.33, No.6, pp.877-884, Jun.1998.
- [4] J.S. Hamel, S. Stefanou, M. Bain, B.M. Armstrong, and H.S. Gamble, "Substrate crosstalk suppression capability of Silicon-on-Insulator substrates with buried ground planes (GPSOI)", IEEE Microwave and Guided Wave Lett., vol.10, No.4, pp. 134-135, Apr. 2000.

輻射科学研究会資料 RS02-09

# 高出カレーザ技術および製品化

High Power Laser Technologies and Processing Machines

田中 正明 三菱電機株式会社 先端技術総合研究所 レーザ・光応用技術部

M. Tanaka

Mitsubishi Electric Corp. Advanced technology R&D Center Laser & Optics technology dep.

2002年10月17日

於:三菱電機(株)



















Changes for the Better

# 板金加工用 高出力固体レーザ製品 【基本波:1064nm】 MT(Metal Technology)









### 参考資料:

(1) Tetsuo Kojima and Koji Yasui , Post Deadline papers CLEO/Pacific Rim., PD2.2, 1995.

(2) Tetsuo Kojima and Koji Yasui, <u>Appl.Opt.</u> vol.36, pp.4981-4984, 1997.

(3) Shuichi Fujikawa, Tetsuo Kojima, and Koji Yasui, IEEE JQE, vol.3, pp.40-44, 1997

(4) S. Fujikawa, S. Konno, K. Yasui, and K. Yoshizawa, Advanced Solid-State Lasers, MA3, 1999.










先端技術総合研究所







MITSUBISHI 三菱電機	まとめ	Changes for the Better 22
•		
(1) 三菱LDD	励起固体レーザ開発の歴史は	k15年以上。
世界記録	を樹立、記録の更新継続中の	0
(2)LD励起[	固体レーザを産業界へお届け	するために新技術
を開発。	CIDER & CCS、高ビーム品質	化レーザ共振器。
これによ	り、高効率・高出力・高ビー	ム品質の3つの高品
質を高い	安定性で提供、初の生産ラ	イン投入を実現。
(3)高効率	赤外レーザを基本エンジンと	:して高出カグリーン
、紫外レ	/ーザの開発を推進中。	
		先端技術総合研究所

輻射科学研究会資料 RS02-10

# グレーデッドインデックス(GI)ファイバーを用いた 、高出力半導体レーザービームの真円化

Novel circular-beam equalizing techniques that use graded-index fiber optics for a high-power laser diode

竹中裕司

Yushi Takenaka

三菱電機株式会社 先端技術総合研究所 Advanced Technology R&D Center

Mitsubishi Electric Corporation

2002 年 10 月 17 日 於 三菱電機株式会社

輻射科学研究会資料 RS02-10

































### 輻射科学研究会資料 RS02-10





### 輻射科学研究会資料 RS02-10









#### 輻射科学研究会資料 RS02-10





輻射科学研究会技術報告 Technical report of RSSJ RS02-11

## グレーティング型可変分散補償器

Tunable dispersion compensators with chirped fiber gratings

吉新 喜市1 松本 貞行1 杉原 隆嗣2

Kiichi Yoshiara<sup>1</sup>, Sadayuki Matsumoto<sup>1</sup>, Takashi Sugihara<sup>2</sup>

三菱電機株式会社 先端技術総合研究所<sup>1</sup> 情報技術総合研究所<sup>2</sup>

Advanced Technology R&D Center<sup>1</sup>, Information Technology R&D Center<sup>2</sup> Mitsubishi Electric Corporation

2002年10月18日

(於 三菱電機株式会社)

輻射科学研究会

The Radiation Science Society of Japan



































•

18 1	6+14-11-14
現日	
对応伝送万式	43Gb/s NRZ変調フォーマット
信号通過带域幅	0.2nm以上
-1dB带域幅	0.6nm以上
分散可変幅	200ps/nm以上
群遅延リップル	±2ps以下
挿入損失	5战日以下
PMD	0.5ps以下
応答速度	30秒以下
動作環境温度	5~65°C
消費電力	5W(25°C), 8W(65°C)
サイズ	110mm(W) × 145mm(D) × 14mm(H)
通信インターフェース	RS-232C





# 空間ソリトンを利用した多層光記録

14

13.

## Multilayered Optical Memory with Spatial Soliton

日坂真樹

Masaki Hisaka

### 大阪電気通信大学

Osaka Electro-Communication University

2002月12月12日 (於 同志社大学)












\*





),t

فستهل













1.1











輻射科学研究会資料 R S 02-13

# 最適開口面分布をもつ

.!

カセグレンアンテナ実現のための 一検討

# 大石 亜希子 出口 博之 辻 幹男 繁沢 宏 (同志社大学 工学部)

2002年12月12日 於 同志社大学

## 1. はじめに

鏡面修整カセグレンアンテナは、主・副反射鏡の曲面形状を2次曲面から変形させるこ とによって高能率な照度分布が容易に得られるので、高い利得が要求される衛星通信の地 球局や電波望遠鏡によく用いられている[1]-[3]。無線通信や電波天文いずれの分野にして も、最近ではより周波数帯の高いミリ波帯の利用が注目されているが、この波長帯でアン テナを実現するためには鏡面精度を保つことが不可欠となる。軸対称の構造をもつカセグ レンアンテナは鏡面変形の影響を抑えるの効果をもつものの、しかしながら、軸対称の複 反射鏡アンテナでは、副反射鏡が比較的大きなものとなり、しかも開口面の中心にあって 電波を遮へいする、いわゆるブロッキングの影響が避けられなくなる。この影響は、開口 面分布ならびに放射特性に現れ、特にサイドローブレベルの上昇が問題を引き起こすこと になる。

従来の鏡面修整アンテナでは、高能率・低サイドローブ特性を実現する円形テイラー分 布等の照度分布がよく用いられているが、副反射鏡によるブロッキングのない円形開口面 分布を仮定したものがほとんどであり、副反射鏡が十分小さい場合のみ有効となる。また、 副反射鏡による反射波が主反射鏡の中心部分を照射しないリングフォーカスタイプの設計 も行われているが、そのブロッキングがない場合に最適となる条件を基にして求めた開口 面分布は、やはりブロッキングがない場合を基にして求めている。このように修整鏡面系 の設計においては、副反射鏡の直径を十分小さくとる必要があり、実際の適用はアンテナ 開口径(主反射鏡)が波長の数100倍以上もある大口径アンテナに限られてしまう[3],[4]. 他の設計例として照度分布を非軸対称にすることによって水平面内だけを低サイドローブ 化し、垂直面内のサイドローブ特性を犠牲にして能率を上げた例があるが、この場合副反 射鏡のブロッキングによる影響を考慮した鏡面修整は行われていない[5],[6].それゆえ、 副反射鏡が無視できないアンテナにおける修整鏡面系の設計にあたっては、単純な円形開 口面分布ではなく,副反射鏡のブロッキングによる影響を考慮して求めた照度分布[7]を導 入して改良を行う必要がある。

本稿では、このような副反射鏡による影響を考慮した最適照度分布を基に鏡面修整を行 うための、幾何光学的な設計法について明らかにしている.この設計例を用いて最適照度 分布をもつアンテナが実現できれば、サイドローブレベルをある値に決定した場合の最大 の開口能率が得られることになるが、実際には主・副反射鏡の大きさや、波源の自由度等 によって修整効果が異なってくる.ここでは、このような影響について電流分布法も用い て詳細に検討している.その結果、サイドローブレベルが-30 dBの場合について本法によ る鏡面修整カセグレンアンテナの設計例と単なる円形テイラー分布を用いた結果を比較し たところ、15%以上も能率が向上することを確認しており、本法の有効性を示している.

# 2. 設計法

カセグレンアンテナの形状は、Fig.1 のようになっている.1次放射器より副反射 鏡に球面波が照射され、副反射鏡によって反射された電波が主反射鏡に照射される. 主反射鏡の開口面分布としては、開口面法を基にして所望の放射特性を実現するよう に決定した最適波源分布[8]を用いている.これはサイドローブレベルを与えた場合に、 副反射鏡のブロッキングを考慮にいれて最大開口能率を実現するものであり、開口面 分布について見れば、副反射鏡エッジ近傍で急峻な特性をもつ振幅分布となって、副 反射鏡のブロッキングによる効果を打ち消すような波源の分布をしている.このよう に最適波源分布についてはすでに求められているが、この分布を実現する実際の反射 鏡アンテナについては検討された例がない.ここでは、最適波源分布を実現するため の主・副反射鏡の修整量を決定している。任意の1次パターンの励振を用いて開口面 分布を実現し、幾何光学的鏡面修整法を示している。なお、能率を求める際に必要と なる鏡面修整力セグレンアンテナの放射特性は、修整鏡面系の座標および法線ベクト ルから電流分布法を用いて計算している。

#### 2.1 主反射鏡の開口面分布

開口面の中心部分を副反射鏡によって電波が遮へいされるので、Fig. 2 のような座標 系を考える。同図 (a) より、半径 a の円形開口面アンテナの開口面部分として、回転対 称で、かつ交差偏波のない直線偏波の電界を仮定する。また、中心部を遮へいする副 反射鏡の半径を  $\alpha$  a (同心円で 0 <  $\alpha$  < 1) とする。サイドロープレベルと副反射鏡によ る遮へい率  $\alpha$  とにより、開口面分布 g (p) は開口半径 a で規格化した半径方向座標成分  $p = \rho/a$ の関数として、以下のようになる。

g (p) = 
$$\sum_{n=0}^{N-1} D_n J_0(b_n p)$$
 (a \le p \le 1) (1)

ただし、p=ρ/a

$b_n \text{ it } J_1(b_n) = 0$	$(0 = b_0 < b_1 \cdots ) $	
(b <sub>0</sub> =0 <b<sub>1=3.83171&lt;</b<sub>	$(b_2=7.01559 < b_3=10.17347 \cdots)$	
J <sub>0</sub> およびJ <sub>1</sub> は0次、	1次の各々第1種ベッセル関数を示す。	

回転対称な開口面分布g(p)による放射電界Eは、開口面法より以下のように表される。









$$E(\mathbf{x}) = 2 \int_{a}^{b} g(p) \mathbf{J}_{0}(px) p \, dp$$

ただし、  $k=2\pi/\lambda$ ,  $x=ka\sin\theta$ (3) にg (p)を代入して積分すると、

$$E(x) = 2 \sum_{n=0}^{N-1} D_n E_n(x)$$
  

$$E_n(x) = (x^2 - b_n^2)^{-1} \{x J_1(x) J_0(b_n) - \alpha x J_1(\alpha x) J_0(\alpha b_n) + \alpha b_n J_1(\alpha b_n) J_0(\alpha x) \}$$

となり、開口面分布も放射電界も係数D<sub>n</sub>を含んでいる。このD<sub>n</sub>は、高能率でかつ低 サイドローブとなる条件のもとで決定すればよい。ここでは、従来の円形テイラー分 布にあたる条件と同様に、与えられたサイドローブの条件下で、開口能率最大となる ような最適化問題を解くことによってD<sub>n</sub>を求めることにする。

本設計では、サイドローブレベルを次数Nの波源のなかで、および波源の数Nを開口能率を最大とする波源分布、指向性を最適化によって求める。よって、与えられたサイドローブレベルをRとすると、(5),(6)式を満たし、さらに(7)式を最小にする波源分布係数 $D_n$ (n=0,1,……N-1)を決定することである。なお、アルゴリズムとしては、双対法を用いている。

[条件式]

	$E(0) = 1 \tag{5}$
	$-R \leq E(x_i) \leq R \qquad x_0 \leq x_i \leq x_i \tag{6}$
ただし、	xiは主ビームより広角で、かつ第1サイドローブまでの角度
	とし、x.はある程度のサイドローブの数を含む角度までとるようにす
	る。なお、今回はx,の数を0.25刻みで100個とした。

[目的式]

$$F(D_1, D_2, ..., D_n) = \sum_{n=0}^{n-1} \sum_{m=0}^{n-1} r_{nm} D_n D_m \to \min$$

ただし、

$$r_{nm} = -\alpha (b_n^2 - b_m^2)^{-1} \{ b_n J_1(b_n \alpha) J_0(b_m \alpha) - b_m J_0(b_n \alpha) J_1(b_m \alpha) \}$$

4

(3)

(4)

(7)

上記の最適化問題で、条件式(5),(6)はともに未知係数 $D_n$ の1次式、目的式(7)は $D_n$ の2次形式となる。よって上記の最適化問題は2次計画法によって定式化されたものである。これより得られた解が所望の開口面分布の設計の際、用いられる。また、Nは波源設計の自由度(Nが大きければ、波源は複雑となる)であるが、nの値で各々の開口面分布が設計可能となる。よって、開口能率が一番よい条件のときのnを選ぶことにする。本文では、サイドローブレベルが-20 dB, -25 dB, -30 dB における展開係数を求めている。

#### 2.2 修整鏡面の設計

カセグレンアンテナでは、1次放射器からの放射パターン及び、主反射鏡の開口面 分布が与えられると、幾何光学の原理から以下の3条件を満足するように、主反射鏡 及び副反射鏡の鏡面座標を求めることができる。座標系は**Fig.** 3のように設ける。

(i) 光路長一定の条件

開口面 z = 0 において、位相分布が一様になるように、任意の光路長L<sub>0</sub>を一定 にする。

$$r + \frac{z - a + r\cos\theta}{\cos\psi} + z = L_0 \tag{8}$$

(ii) 反射の法則

主反射鏡及び副反射鏡上では、反射の法則が満足されなければならない。 主反射鏡に対しては

$$\frac{dz}{d\theta} = -\frac{dx}{d\theta} \tan \frac{\psi}{2}$$

副反射鏡に対しては

$$\frac{d\mathbf{r}}{d\theta} = \mathbf{r} \tan \frac{\theta + \psi}{2}$$

電力の条件(エネルギー保存の法則)

(10)

(9)

(iii)

1次放射器から副反射鏡に当たる見込み角 $\theta$ までの円すい部分の電力に対して、 開口面上における $D_s$ からxまでの同心円の電力が等しくなければならない。1 次放射器の放射バターンを $E_p(\theta)$ 、開口面の振幅分布を $E_d(x)$ とすると

以下のようになる。

$$\frac{\int_{0}^{\theta} E_{p}^{2}(\theta) \sin \theta \, d\theta}{\int_{0}^{\theta_{m}} E_{p}^{2}(\theta) \sin \theta \, d\theta} = \frac{\int_{D_{d}/2}^{X} E_{d}^{2}(X) X \, dx}{\int_{D_{d}/2}^{D_{m/2}} E_{d}^{2}(X) X \, dx}$$

(11)



Fig. 3 Shaped Cassegrain antenna

以上の連立方程式は数値的解法により解が求められ、鏡面座標が得られる。

ただし、 $d \mathbf{x}/d \theta$ は、1次パターン $\mathbf{E}_{p}(\theta)$ と開口面振幅分布 $\mathbf{E}_{d}(\mathbf{x})$ の間のエネルギー保存の法則により次のようになる。

$$\frac{dx}{d\theta} = \frac{E_p^2(\theta)\sin\theta}{E_d^2(x)x} \frac{\int_{bx/2}^{bm/2} E_d^2(x)x \, dx}{\int_0^{\theta s} E_p^2(\theta)\sin\theta \, d\theta}$$
(12)

このような修整鏡面系の設計において、任意の1次パターンE,(θ)が与えられた場合 を考えると、x=x(θ)を数値的に解く必要がある。そこで、

$$f(x,\theta) = \frac{\int_{0^{\pi/2}} E_d^2(x) x \, dx}{\int_{0^{\pi/2}}^{0^{m/2}} E_d^2(x) x \, dx} \frac{I(\theta)}{I(\theta_s)}$$
(13)

を定義し、 $\theta$ を与えたときの f (x,  $\theta$ ) =0 を満たす解を求める。このとき、

$$I(\theta) = \int_0^{\theta} E_p^2(\theta) \sin \theta \, d\,\theta \tag{14}$$

となる。  $\theta$  (副反射鏡の座標の角度成分)を与えることにより、主反射鏡の座標成分 x = x ( $\theta$ )が決まれば、(12)式は容易に解くことが可能であり、各鏡面の設計もできる。

## 2.3 電流分布法を用いた修整鏡面系の解析

1 次放射器のパターン (1 次パターン)が開口面法で求められると、副反射鏡に生じる面電流は $J_1 = 2n_1 \times H_1$  となるので、主反射鏡の任意の点 ( $\rho$ ,  $\phi$ , z)に生じる面電流  $J_2$ が求まる。 (Fig. 4 参照)

$$\mathbf{J}_{2} = jk \frac{e^{-jkr_{2}}}{2 \pi R_{2}} \times \int_{S_{1}} (\mathbf{J}_{1} \times \mathbf{r}_{2}) \frac{R_{2}}{r_{2}} e^{-jk(r_{2}-R_{2})} dS_{1}$$
(15)

で表され、副反射鏡に伴う面積分については、

$$n_{1} dS_{1} = \left(-\frac{dr}{d\theta}u_{\theta} + r u_{r}\right)r\sin\theta d\theta d\phi_{1}$$
(16)

により、(9) 式の積分が解析できる。ただし、k は波数、 $u_r$ ,  $u_{\theta}$ は副反射鏡に対して、  $r \cdot \theta$ 方向に沿う単位ベクトルである。 主反射鏡についても、同様の方法より、

$$n_{2} dS_{2} = \left(k - \frac{dz}{dx} u_{\rho}\right) \rho d\rho d\phi$$
(17)

となるので、 $J_2$ を用いて主反射鏡のパターン(2次パターン)は、

以上より、主・副反射鏡の放射パターンが求まる。

$$\mathbf{E} = -jkZ_0 \frac{e^{-jkR_3}}{4\pi R_3} \int_{\Sigma_2} (\mathbf{I} - \mathbf{r}_3 \mathbf{r}_3) \cdot \mathbf{J}_2 \frac{R_3}{r_3} e^{-jk(r_3 - R_3)} dS_2$$
(18)

ただし、 $Z_0$ は自由空間波動インピーダンス、Iは恒等ダイアディクス、 $u_{\rho}$ 、kはそれぞれ $\rho$ , zに沿う単位ベクトル、 $n_1$ は鏡面の法線ベクトルi=1ならば副反射鏡 i=2ならば主反射鏡となる。 $dr/d\theta$ , r, dz/dxは鏡面修整によって得られ た値である。



Fig. 4. Coordinate systems of the shaped Cassegrain antenna.

# 3. 鏡面修整の波動的な効果

### **3.1** 従来の設計法

通常の円形テイラー分布をもつ従来の鏡面修整カセグレンアンテナの設計例を示す。 計算条件は後述する本法による設計例と同様の値を用いることにし、次のようにおく。

- ・ 周波数: f=59.6 GHz
- ・ サイドローブレベル: -25 dB
- ・ 主反射鏡の開口径: D<sub>m</sub>=330.2 mm
- ・ 主反射鏡の開口角:  $\theta_m$ =75 deg
- ・ 副反射鏡の開口径: D<sub>s</sub>=αD<sub>m</sub>=0.1D<sub>m</sub>
- ・ 副反射鏡の見込み角半値:  $\theta_s$ =15 deg
- ・ 副反射鏡の周辺レベル: L<sub>e</sub>=15 dB
- 1次放射器の放射電界のパターン: cos<sup>\*</sup>θ

ここで、副反射鏡のブロッキングを模擬するため、開口面分布において円形の遮へい 領域を仮定し、αは副反射鏡による遮へい率を示している。この開口面分布より開口 面法を用いて放射パターンを求め、-25 dB以下のサイドローブとなるテイラー分布 (ブ ロッキングがある場合の分布)のパラメータを決定すると-29.3 dBのサイドローブを もつテイラー分布 (ブロッキングがない場合の分布)が必要となり、Fig.5 (a)に開口 面分布、Fig.5 (b) に放射パターンを示している。



Fig. 5 Numerical results obtained by aperture-reflector-field method. (a)Aperture field with Taylor distribution. (b)Radiation pattern.

開口面分布が与えられれば、先に述べた修整鏡面系の設計法により主・副反射鏡の 鏡面座標が求められる。このとき、鏡面座標に加えて、各鏡面の法線ベクトルも決定 され、電流分布法により容易にアンテナの放射パターンが求められる。Fig. 6に設計し た従来の鏡面修整力セグレンアンテナの放射パターンの計算値を示す.Fig. 6 (b) は副 反射鏡による主反射鏡位置での放射パターンを示しており、主反射鏡開口角から外側 の角度方向では急峻にレベルが落ち、主反射鏡におけるスピルオーバ損が十分低く抑 えられていることがわかる.一方、同図 (a) は主反射鏡による遠方放射パターンを示し ており、開口能率は67.7%、サイドローブのピークレベルは-21.3 dBとなっている.



Fig. 6 A design example of conventional shaped Cassegrain antenna (a)Radiation pattern reflected by sub-reflector. (b)Secondary pattern.

### 3.2 最適化開口面分布

最適開口面分布の展開係数D<sub>n</sub>および開口能率 $\eta$  [%]をTable 1 に示す。サイドロー ブレベルをR=-20, -25, -30 dB, 波源の自由度Nを3から8, 副反射鏡の遮へい率を  $\alpha$ =0, 5, 10, 15 % について各々 2 次計画法により展開係数D<sub>n</sub>を求めている。 2 次計画 法はGoldfarbとIdnaniの方法 [9]を用いており, 制約条件式中のx<sub>1</sub>の数は100として計 算している。

副反射鏡の遮へい率α=0%のときの結果は、比較のためにブロッキングのない従来 のテイラー分布について示したもので、テイラー分布に単純に遮へい領域を仮定すれ ば、開口能率が低下し、サイドローブレベルが上昇することは言うまでもない。これ に対し、ブロッキングを考慮した最適開口面分布を用いれば、Table 1に示すように85% 以上の高い開口能率が得られることがわかる。このとき、波源の自由度Nを大きくと れば開口能率はさらに改善されることになるが、波源分布が複雑になれば修整鏡面系 の波動的な効果が問題となり、これについては次節で検討している。

Fig. 7は,得られた展開係数D<sub>n</sub>を用いて求めた開口面分布を示しており,横軸は開口面における半径方向の座標成分 $\rho$ を開口半径aで規格化した値 $\rho/a$ 、縦軸は開口面分布の振幅g( $\rho$ )を示している。副反射鏡の遮へい率 $\alpha = 0$ %の場合は従来のテイラー分布と同じ結果となり,遮へい率 $\alpha \neq 0$ %の場合がブロッキングを考慮した最適開口面分布である。これより,最適開口面分布は従来のテイラー分布に比べて副反射鏡の縁付近で振幅が大きくなる傾向にあり,遮へい率 $\alpha$ が大きくなるほど,あるいはサイドローブレベルを低く設定するほど,急峻に変化する分布となる。



Fig. 8 Far field patterns radiated by optimum aperture distributions maximizing aperture efficiency with sidelobe R=-25 dB.





## Table 1

# 最適化によって求まる波源分布定数

R[dB]	n	α[%]	η[%]	DO	D1	D2	D3	D4	D5	D6	1 D7
	3	0	99.09	1.0000	0.2050	0.1635					
-20	3	5	98.89	1.0035	0.2307	0.1848					
20	3	10	98.16	1.0156	0.3160	0.2556				•	
	4	15	96.55	1.0378	0.4462	0.3742	-0.1476		ingen er son er son Son er son er Son er son er		
	5	0	94.9	1.0000	0.5214	0.2545	-0.2185	0.1295			
-25	5	5	94.52	1.0044	0.5418	0.3128	-0.2028	0.1073			
	6	10	92.98	1.0203	0.6291	0.4733	-0.1133	0.1372	-0.0935		
	7	15	88.16	1.0649	0.9502	0.7153	0.2561	0.4411	-0.4415	0.0961	
-	6	0	89.09	1.0000	0.8203	0.1095	-0.2897	0.3396	-0.1977		
-30	6	5	88.55	1.0050	0.8545	0.1602	-0.2057	0.3713	-0.2187		
	8	10	85.69	1.0319	1.0485	0.4175	0.2291	0.5203	0.0272	0.3623	-0.2279

放射パターンはすでに述べたように各波源分布から開口面法を用いて放射電界を計算し,展開係数D<sub>n</sub>を乗じて重畳すれば求められる.Fig.8に一例としてサイドローブ レベルR=-25 dBのときの放射パターンの計算値を示す.副反射鏡の遮へい率がα =0,5,10,15 %の場合について示しており,α=0 %の時の放射パターンは従来のテイラ 一分布による結果と一致している.同図より,遮へい率αによって放射パターンに差 異がみられるものの,サイドローブのピークレベルはいずれも-25 dB以下に抑えられ ていることが確認できる.なお,広角サイドローブレベルももちろんこの値以下になっている。

#### 3.3 修整鏡面系の例

副反射鏡による遮へい率α=10%において、サイドローブレベルRを変化させて設 計した鏡面修整カセグレンアンテナの主・副反射鏡の形状をFig.9に示す。ただし、 最適開口面分布のパラメータであるNは、サイドローブレベルR=-20,-25dBのとき N=4, R=-30dBのときN=8に選び、その他の計算条件は従来の設計例と同じ値に 選んでいる。サイドローブレベルRを低くした場合、副反射鏡のエッジ近傍の振幅レ ベルを比較的高くしなければならないため、主反射鏡および副反射鏡ともに浅くなる 傾向が見られる。



with a=10 %.

反射鏡の遮へい率αを変化させたときの修整鏡面系をFig.10 に示す。ただし、サイドローブレベルR=-25 dBに選んでいる。遮へい率αが大きくなれば急峻な特性をもつ開口面分布が必要となるので、副反射鏡の中心で不連続な形状になっていくことがわかる。





## 3.4 波源の自由度

波源の自由度Nを大きくすると複雑な開口面分布を定義することになり、開口能率 を向上させることができるが、実際には修整鏡面系による反射波の波動的振る舞いの ために、得られる開口面分布は限られてしまう。ここでは、このような影響を明らか にするため、最適開口面分布をもつ鏡面修整力セグレンアンテナを波源の自由度Nを 変化させて設計し、評価していく。

Table 2は遮へい率  $\alpha = 10$  %における開口能率を示しており、サイドローブレベル R=-20,-25,-30 dBの3ケースについて電流分布法により計算している。同表において, (\*) は最大値を示しており、波源の自由度Nによって開口能率は若干異なるものの、R =-20,-25 dBの場合はN=4でほぼ最大値が得られ、R=-30 dBの場合にはN=8以上 にならないと、最大値が得られないことがわかる。開口能率の値がNを増加した場合 に若干低下することについては、波源が複雑になると設計では考慮されていない波動 的な効果の影響が現れるためである。Table 3 は  $\alpha = 15$  %のときの開口能率を示した もので、サイドローブレベルがR=-25 dBと同じであっても遮へい率  $\alpha$ が異なれば、 最大能率を得るために必要となるNの値も異なることがわかる。

	N=4	N=6	N=8		
R=-20 dB	77.7*	77.1	77		
R=-25 dB	72.4*	72.2	71.9		
R=30dB	65.2	67.1	68.3*		

Table 2 Aperture efficiency  $\eta$  [%] as a function of n with  $\alpha$ =10 %. Where R denotes sidelobe level, and symbol(\*) denotes maximum value of the aperture efficiency.

Table 3 Aperture efficiency. [%] as a function of n with . =15 %.

	<u> </u>		
•	N=4	N=6	N=8
R=-20 dB	79.6*	79	78.4
R=25 dB	71.6	73.2	74.3*

## 3.5 サイドローブレベルおよび開口能率

Fig. 11 は,提案している設計法で得られるアンテナのサイドローブレベルと開口能率との関係を示したもので、主反射鏡の開口径は,D<sub>m</sub>=65.65入,90.0入の2ケースとし(波長入 = 5.03 mmとしたとき,D<sub>m</sub> =13 inch,18 inch)、副反射鏡の遮へい率は $\alpha$ =10 %に選んでいる。主反射鏡D<sub>m</sub>を大きくしたとき開口能率を高くとれるのは、波長に比べて十分大きな鏡面においては幾何光学でよく近似できることから妥当な結果である。また、サイドローブレベルを低く抑えるためには、開口能率を犠牲にしなければならなことは通常のアンテナの設計と同様であるが、特に軸対称反射鏡アンテナの場合には副反射鏡のブロッキングの影響をいかに抑えるかが問題となり、次節では従来の方法と比較しながら、提案する設計法によって得られる特性について詳細に示していく。



Fig. 11 Aperture efficiency and sidelobe level.

## 3.5 従来のアンテナとの比較

従来のアンテナとの比較を、次のような手順で行う。

- (i)サイドローブレベルR [dB]、遮へい率αをもつ最適開口面分布を求め、この分布 を実現する鏡面修整カセグレンアンテナを設計し、電流分布法を用いて放射パタ ーンを求める。これより、本法における開口能率η [%]およびサイドローブレベ ルR [dB]を評価する。
- (ii) サイドローブレベルSL [dB] をもつテイラー分布に遮へい率αを設けたときの 放射パターンを開口面法を用いて求め、上と同じサイドローブレベルR [dB] が得 られるSL [dB] を逆に決定する。この分布を実現する従来の鏡面修整カセグレン アンテナを設計し、電流分布法を用いて放射パターンを求める。これより、従来 のアンテナの開口能率η [%] およびサイドローブレベルR, [dB] を評価する.

Fig. 12 にR=-30 dB, α=10 %のとき、Fig. 13 にR=-25 dB, α=15%のときの各々 放射パターンの比較を示す。実線が本法によるアンテナ、破線が従来のアンテナを示 している。



Fig.12 Comparison of radiation patterns of the shaped Cassegrain antenna with R=-30 dB. (a) Near-field patterns due to current distribution along the sub-reflector surface. (b)Secondary far-field patterns.



Fig.13 Comparison of radiation patterns of the shaped Cassegrain antenna with R=-25 dB. (a) Near-field patterns due to current distribution along the sub-reflector surface. (b)Secondary far-field patterns.

同図 (a) の主反射鏡位置での副反射鏡による近傍界の放射パターンにおいては、両者 に顕著な差異が見られる。また、同図 (b) の主反射鏡による遠方界の放射パターンにお いては、サイドローブは同程度のレベルであるが、開口能率には差異が見られ、以上 の結果を表にまとめて示すと次のようになる。Table 4に遮へい率α=10 %, Table 5 にα=15 %のときの開口能率および、サイドローブレベルの比較を各々示す。R= -20dB の結果より、サイドローブレベルが高い場合には両者の開口能率に有意な差がな いことがわかる。これは、サイドローブの上昇が主として主反射鏡周辺の振幅に応じ て決まる回折波によって生じ、副反射鏡のブロッキングによる寄与が比較的小さいた めである。一方、サイドローブレベルをR=-25, -30dB と低くしていくと、従来の結 果に比べ、本法は高い開口能率が得られることがわかる。サイドローブレベルR=-30 dB のように低サイドローブ特性を実現しようする場合には、遮へい率α=10%において 開口能率は15 %以上も向上し、本法の有効性が確認できる。

B [4B]		Conventiona	Proposed		
	SL [dB]	ηt[%]	Rt [dB]	η [%]	R [dB]
-20	-20.3	76.5	-18.8	77.7	-19.5
-25	-29.3	67.7	-21.3	72.4	-22.2
-30	-44.0	52.8	-24.2	68.3	-25.3

Table 4 Comparison between aperture efficiency of presented and conventinal antennas with  $\alpha = 10$  %.

.

•

Table 5 Comparison between aperture efficiency of presented and conventinal antennas with  $\alpha = 15$  %.

R [dB]		Conventiona	Proposed		
	SL [dB]	ηt[%]	Rt [dB]	η [%]	R [dB]
-20	-22.8	79.5	-18.3	79.6	-18.7
-25	-45.5	56	-20.3	74.3	-20.9

# 4. カセグレンアンテナの設計例

前章で示したように、提案する方法は従来のテイラー分布に比べて能率の改善に有 効であることがわかった。ここでは、高能率・低サイドローブ特性をもつ鏡面修整力 セグレンアンテナの設計例について詳細に示していく。

4.1 設計例1

設計条件は次のとおりである.

- ・ 設計周波数: f=59.6 GHz
- ・ 主反射鏡の開口径: D<sub>m</sub> =13 inch=330.2 mm=65.65 λ
- ・ サイドローブレベル: R=-30 dB

まず、主反射鏡の見込み角 $\theta_m$ については、放射特性に与える影響が十分小さいこと から[4]、ここでは $\theta_m$ =75 deg に選んでいる。一方、副反射鏡におけるスピルオーバ 損を抑えるために、副反射鏡の周辺レベルをL<sub>e</sub>=-15 dB に設定し、-0.3 dB のスピ ルオーバ損に抑えることにする。また、副反射鏡の開口径D<sub>s</sub>および副反射鏡の見込み 角 $\theta_s$ は、前章で述べた修整鏡面系の波動的な効果を考慮することに加えて、副反射鏡 および1次放射器によるブロッキングを最小すること(ミニマムブロッキングの条件) が必要となり、次の値に選んでいる。

・ 副反射鏡の開口径: D<sub>s</sub>= 0.10 D<sub>m</sub>
 ・ 副反射鏡の見込み角: θ<sub>s</sub> = 15 deg

これより、副反射鏡による遮へい率を $\alpha$ = 10 %として最適開口面分布を求めればよい。ただし、波源の自由度Nは修整鏡面系の波動的な効果を考慮して開口能率が最大になるN=8に選んでいる。設計した鏡面修整カセグレンアンテナの鏡面系をFig. 14に示す。Fig. 15(a)は電流分布法により計算した副反射鏡による放射パターンを示したものであり、副反射鏡の中心部では比較的リップルは少なく設計値に近い結果が得られている。また、Fig. 15(b)は主反射鏡による放射パターンを示したもので、サイドローブレベルは -25.3 dB と設計値(R=-30 dB)に比べると上昇しているが、利得G=44.6 dBi,開口能率  $\eta$  =68.3%が得られている。従来のアンテナの開口能率  $\eta$ =52.8%に比べると開口能率が改善されていることがわかる。なお、サイドローブの抑圧限界についても従来に比べて低くできるが、その結果については別途報告する予定である。



Fig.14 Shaped main and sub-reflector of the design example 1 with Dm=13 inch.



Fig. 15 Radiation patterns of the shaped Cassegrain antenna.(a) Near-field patterns due to current distribution along the sub-reflector surface. (b) Secondary far-field patterns.

### 4.2 設計例2

設計条件は次のとおりである.

- · 設計周波数: f=59.6 GHz
- ・ 主反射鏡の開口径: D<sub>m</sub> =18 inch=457.23 mm=90.9 λ
- ・ サイドローブレベル: R=-30 dB

次のパラメータは設計例1と同様の値に選んだ.

- ・ 主反射鏡の見込み角: θ<sub>m</sub> =75 deg
- ・ 副反射鏡の見込み角: θ<sub>s</sub>=15 deg
- ・ 副反射鏡の周辺レベル: Le =-15 dB

以上のパラメータにおいてミニマムブロッキングの条件を考慮すると、副反射鏡の開 口径D。は次のようになる。

・ 副反射鏡の開口径: D<sub>s</sub> = 0.10 Dm

これより、最適開口面分布のパラメータは、次のようになる。

- · 副反射鏡による遮へい率: α =10 %
- ・ 波源の自由度: N =8

設計した鏡面修整カセグレンアンテナの鏡面系をFig.16 に示す。Fig.17 (b) は電流分 布法により計算した副反射鏡による放射パターンを示したものであり、大きなリップ ルが生じ設計値との差異が見られるのは波動的な効果によるものである。Fig.17 (a) は主反射鏡による放射パターンを示したもので、サイドローブレベルは R=-23.3 dB と 設計値に比べると上昇しているが、利得は G=47.9 dBi,開口能率は $\eta$ =76.2 %が得ら れている。従来のアンテナの開口能率は $\eta$ =59.0%であり、本法により開口能率が17% 以上も改善され、高能率・低サイドローブ特性をもつアンテナが得られることが確認 された。







Fig. 17 Radiation patterns of the shaped Cassegrain antenna.(b) Near-field patterns due to current distribution along the sub-reflector surface. (b) Secondary far-field patterns.

# 5. まとめ

高能率・低サイドローブ特性をもつ鏡面修整カセグレンアンテナの設計法について 示した。本法は、任意の開口面分布ならびに1次パターンを考慮して鏡面系を設計す ることができ、副反射鏡によるブロッ考慮した最適開口面分布をもつアンテナの実現 に非常に有効な方法である。本法によって設計した鏡面修整カセグレンアンテナは、 従来のアンテナに比べて高い開口能率が得られ、副反射鏡によるブロッキングがある 場合においても、高能率・低サイドローブ特性を達成し得る有効な方法であることを、 従来の鏡面修整アンテナとの比較により明らかにした。

今後、1次放射パターンも考慮した設計について検討し、より一層の高性能化を図っていきたい。

[参考文献]

[1] R. C. Johnson, "Antenna Engineering Handbook" McGraw-Hill, New York (1993).

[2] 電子通信学会編, "アンテナ工学ハンドブック,"オーム社 (1980).

- [3] T. Kitsuregawa, "Advanced Technology in Satellite Communication Antennas" Artech House, London (1990).
- [4] 水沢 丕雄、"鏡面修整カセグレンアンテナの放射特性に及ぼす副反射鏡放射パターンの効果"
   信学論、vol. 52-B, no. 2, pp. 78--85 (1969).
- [5] 苅込 正敝,山田 吉英,"鏡面修整オフセット3枚鏡アンテナの設計と放射特性" 信学論, vol. J71-B-II, pp. 277--284 (1988).
- [6] 苅込 正敝,山田 吉英,"非軸対称開口分布の形成による放射特性の改良" 信学論, vol. J72-B-II, pp. 549--556 (1989).
- [7] 後藤 尚久, 渡辺 文夫, "与えられたサイドローブを持つカセグレンアンテナの最 大開口能率"信学論, vol. J61-B, pp. 321-326 (1978).

[8] S. Silver, "Microwave Antenna Theory and Design" McGraw-Hill, New York (1949).

[9] 茨木 俊秀, 福島 雅夫, "最適化プログラミング"岩波書店, New York (1991).
輻射科学研究会資料 RS 02-14

### 平面回路線路の多層化に伴う 漏洩現象について

# 田中 宣行 出口 博之 辻 幹男 繁澤 宏 (同志社大学 工学部)

2002年12月12日

#### 1 はじめに

マイクロ波・ミリ波帯に使われる多くの平面回路用伝送線路では、 その基本モードがある臨界周波数を境にして、低周波側では実数の伝 搬定数を持つ導波モード、高周波側では外部誘電体板上に表面波の形 で電力を放射する複素伝搬定数を持つ漏洩モードとなる [1]~[8]. こ の2つのモード間の移行部分では、非物理解である improper real 解 (improper とは線路断面横方向に界が発散する意味を持つ)が介在し、 物理的にモードが観測できなくなる周波数領域、いわゆるスペクトル ギャップが存在する. また、平面回路線路の形状パラメータ次第ではス ペクトルギャップが消滅し、それに変わって基本漏洩モードと基本導波 モードとの同時伝搬現象が生じる [9]~[10]. さらに高い周波数領域で は、基本表面波のみならず高次表面波による電力漏洩も生じ、基本漏 **洩モードが物理的に観測できなくなる漏洩モードのスペクトルギャッ** プや2つの漏洩モードの同時伝搬現象が同様に存在する. 固有値解析 を基に見出されてきたこれらの現象は、一層の誘電体で構成された平 面回路線路の大部分のものについてほぼ類似の特性を示すことが確認 されているが、多層構造を有する平面回路線路の漏洩現象については、 ほとんど調べられていない、そこで本文では、フリップチップ構造に 代表されるような、多層構造を有するコプレーナ線路およびスロット 線路を取り上げて、その漏洩現象について検討を行っていく。

#### 2 多層化に伴う漏洩現象

#### 2.1 導体基板付きコプレーナ線路の漏洩現象

一般に等方性誘電体基板を有する伝送線路の基本伝送モードの漏洩 現象は、その位相定数が誘電体基板上を伝搬する表面波の位相定数よ りも小さくなる場合に生じる.ここでは、基本表面波による漏洩が生 じる周波数範囲を対象とし、漏洩モードの分散特性を、基本表面波の 極を取り囲むように積分路を変更したスペクトル領域法を用いること によって求めることにする. そこで、多層化に伴う漏洩現象を述べる前に、導体基板付きコプレー ナ線路の分散特性について説明する. 図1にその構造を、図2にスロッ ト幅w = 0.454[mm]、スロット間隔s = 0.42[mm]、金属導体までの距 離 $h_1 = 20[mm]$ 、導体板の厚み $h_2 = 0.635[mm]$ 、 $\epsilon_{r1} = 1$ 、 $\epsilon_{r2} = 10.5$ とした導体基板付きコプレーナ線路の規格化位相定数ならびに規格化 減衰定数の周波数特性を示す.本文で解析する平面回路線路を構成す る誘電体は等方性かつ無損失、また導体は厚みのない完全導体として 扱う.



図1 導体基板付きコプレーナ線路の構造



図 2  $w = 0.454[mm], s = 0.42[mm], h_1 = 20[mm], h_2 = 0.635[mm],$  $\epsilon_{r1} = 1, \epsilon_{r2} = 10.5$ における分散特性

この線路では、図 2 からも明らかなように常にエネルギー漏洩が生 じている.これは、導体基板付きコプレーナ線路の上部および下部で 形成されている誘電率  $\epsilon_{r1} \geq \epsilon_{r2}$  ( $\epsilon_{r1} < \epsilon_{r2}$ )の平行平板導波路の基本 *TEM* モード (以下 *pp* モードと呼ぶ)の実効誘電率はそれぞれ、 $\epsilon_{r1}$ および  $\epsilon_{r2}$  となる一方、*cpw* 線路の基本モード (以下 *cpw* モードと 呼ぶ)の実効誘電率  $\epsilon_{cpw}$  は常に  $\epsilon_{r1} < \epsilon_{cpw} < \epsilon_{r2}$ の範囲にあり、*cpw* モードは  $\epsilon_{r2}$ の導波路の *pp* モードより常に位相速度が速く、すべて の周波数に関して無条件に漏洩が起こる。そこで、1 つの平行平板導 波路を多層化すれば、平行平板導波路モードの実効誘電率は、周波数 特性をもつことになり、*cpw* モードの  $\epsilon_{cpw}$  との大小関係は、漏洩の有 無、つまり、誘電率の組み合わせおよび周波数によって変えることが 可能となる.

次節以降,2種類の多層構造を有するコプレーナ線路を用いて,固 有モードの振る舞いについて検討していく.

#### 2.2 下部に付加層を設けたコプレーナ線路の漏洩現象

第1の構造は、図1と同じ誘電率  $\epsilon_{r2}$ を持った平行平板導波路層の 下部に付加的な層  $\epsilon_{r3}$ を設けた、つまり、  $\epsilon_{r2} > \epsilon_{r3}$ となる構造で、そ れを図3に示す. 図4は、スロット幅 w = 0.454[mm]、スロット間 隔s = 0.42[mm]、金属導体までの距離  $h_1 = 20[mm]$ 、導体板の厚み  $h_2 = 0.635[mm]$ 、付加層の厚み  $h_3 = 0.381[mm]$ 、 $\epsilon_{r1} = 1$ 、 $\epsilon_{r2} = 10.5$ 、  $\epsilon_{r3} = 2.33$ としたときの規格化位相定数および規格化減衰定数の周波 数特性を示したものである.

この場合、エネルギー漏洩を起こす平行平板のモードは1つのタイ プ(内部に2つの誘電体層をもつ平行平板)しかなく、そのモード は  $LSM_0$  (longitudial -section-magnetic)モードである. この  $LSM_0$ モードは、低周波領域では、位相定数は cpwモードのそれ以下の低 い値をもつが、周波数が高くなると位相定数  $\beta/k_0$  は  $\sqrt{\epsilon_{r3}}$  に近づく ため、cpwモードのそれよりも高くなる. その結果、50[ $GH_2$ ] 付近以



図3 多層構造を有するコプレーナ線路の構造

降で漏洩が生じることになる. 導波モードから漏洩モードへの移行領 域では複雑な現象を示しており、これについては図 5 の拡大図で説明 する.

この領域では、*cpw* 導波モードと *swl* モードとが結合を起こしてい ることがわかる.また、導波モードから漏洩モードへの移行する領域 で存在するスペクトルギャップも同時に存在しているため、モードの 振る舞いが非常に複雑になる.まず、上部を見てみると、左側の実線 が *cpw* 導波モードを表しており、それが、結合領域に近づいていき、 その後、*LSM*<sup>0</sup> 表面波分散曲線に接するまで存在する.さらに、その 接線に達した周波数から非物理解である *improper real* 解へと続いて いく.

次に、下部を見てみると、下側の実線が swl 導波モードを表しており、それが LSM<sub>0</sub> 分散曲線のわずか左側にあるものの、ほぼ一致しながら、やはり LSM<sub>0</sub> 表面波分散曲線と接する点で swl improper real 解へと続いていき、それが、移行領域の垂線に達した後、improper real 解は、低周波側へと戻っていくが、漏洩モードは高周波側へ推移していく.

また、移行領域の後に *swl* 漏洩モードが *LSM*<sub>0</sub> 表面波と交差する周 波数を境に、*cpw* 漏洩モードへと続いていくが、その際に、減衰定数 を見てみると、鋭い落ち込みを示しており、これが交差周波数と一致

していることがわかる.これはキャンセル現象と呼ばれる従来のコプレーナ線路に見られる現象であり、多層構造にしても従来のコプレーナ線路と共通の現象が現れている.

次に、図 6 は、周波数を 50[*GHz*] とした時の厚み  $h_2$  に対する規格 化位相定数および規格化減衰定数の分散特性を示したものである.厚 み  $h_2$  が大きい場合には、図 7(*a*) の拡大図より、厚み  $h_2 = 0.63[mm]$ を境にして、先程述べた同様の現象が現れていることがわかる.

次に、厚み  $h_2$  が小さい  $h_2 = 0.039[mm]$  付近に注目すると、図 7(b) の拡大図は、図 7(a) の周波数を反転した場合の特性が得られている. これらの特性から厚み  $h_2 = 0.039[mm]$  から厚み  $h_2 = 0.63[mm]$  間で は、図 6 の減衰定数からもわかるように、*cpw* 導波モードおよび *swl* 導波モードの同時伝搬現象が生じている.



図 4  $w = 0.454[mm], s = 0.42[mm], h_1 = 20[mm], h_2 = 0.635[mm],$  $h_3 = 0.381[mm], \epsilon_{r1} = 1, \epsilon_{r2} = 10.5, \epsilon_{r3} = 2.33$ における分散特性



図5 図4における位相定数の拡大図

#### 2.3 上部に付加層を設けたコプレーナ線路の漏洩現象

第2の構造は、同じ誘電率  $\epsilon_{r3}$ を持った平行平板導波路層の上部 に付加的な層  $\epsilon_{r2}$ を設けた、つまり、 $\epsilon_{r2} > \epsilon_{r3}$ となる構造で、それ を図8に示す. 図9は、スロット幅 w = 0.454[mm]、スロット間 隔s = 0.42[mm]、金属導体までの距離 $h_1 = 20[mm]$ 、付加層の厚み  $h_2 = 0.635[mm]$ 、導体板の厚み $h_3 = 0.381[mm]$ 、 $\epsilon_{r1} = 1$ 、 $\epsilon_{r2} = 10.5$ 、  $\epsilon_{r3} = 2.33$ としたときの規格化位相定数および規格化減衰定数の周波 数特性を示したものである.

この場合、エネルギー漏洩を起こす平行平板導波路のモードは2つ のタイプがあり、一つは、内部に2つの誘電体層をもつ平行平板導波 路の  $LSM_0$  (longitudial-section-magnetic)モード、もう一つは、誘 電率  $\epsilon_{r3}$ を持った平行平板導波路の TEM モードである. 先程の構造 と異なるところは、cpw 導体ストリップの両側に コプレーナ線路の swl 導波モード が存在することである. それゆえ、swlモード同士



図 6 50[GHz] とした時の厚み  $h_2$  に対する w = 0.454[mm], s = 0.42[mm],  $h_1 = 20[mm]$ ,  $h_3 = 0.381[mm]$ ,  $\epsilon_{r1} = 1$ ,  $\epsilon_{r2} = 10.5$ ,  $\epsilon_{r3} = 2.33$  における分散特性



Thickness[mm]



Thickness[mm]





図8 多層構造を有するコプレーナ線路の構造

でも結合を起こすことになる. つまり、TEM モードに沿う swl モードは、LSM<sub>0</sub> 表面波分散曲線と TEM モードと交差する周波数までは TEM 波に沿って推移し、交差周波数以降は LSM<sub>0</sub> 表面波に沿ってモードが伝搬していく. また、LSM<sub>0</sub> モードに沿う swl モードは、低周波域では漏洩モードとして存在し、交差周波数以降は、TEM 波に沿って、やはり漏洩モードとして伝搬していく. 一方、高周波領域では、図 10 に示した拡大図からも明らかなように、前節の結合と同様の cpw モードと LSM<sub>0</sub> 波に沿う swl モードとの結合が生じている.

次に、図 11 は、周波数 50[*GHz*] とした時の最上層の厚み  $h_2$  に対 する規格化位相定数および規格化減衰定数の分散特性を示したもので ある. 厚み  $h_2$  を変化させた場合、 $h_2$  が小さい領域では、*TEM* 波に 沿う *swl* モードと *cpw* モードの結合、また、 $h_2$  が大きい領域では、 *LSM*<sup>0</sup> モードと *cpw* モードの結合が、導波モードから漏洩モードへ の移行領域で生じている.やはり、この構造においても *cpw* モードと *swl* モードの同時伝搬が生じていることは明らかである.なお移行領 域での各モードの振る舞いは、前述したものと同様であり、詳細な振 る舞いは省略する.

以上から、多層構造を有するコプレーナ線路において、上部および下



図 9  $w = 0.454[mm], s = 0.42[mm], h_1 = 20[mm], h_2 = 0.635[mm],$  $h_3 = 0.381[mm], \epsilon_{r1} = 1, \epsilon_{r2} = 10.5, \epsilon_{r3} = 2.33$ における分散特性

部に付加層を設けても、従来のコプレーナ線路に共通の漏洩現象が生 じることを示し、また、導体基板を設けたことによって全周波数で漏 洩現象が起こっていたにもかかわらず付加層を設けたことで、漏洩現 象の抑制が行えるが、その際には、*swl*モードとの同時伝搬の影響を 考慮する必要のあることも示した.







図 11 50[GHz] とした時の厚み  $h_2$  に対する w = 0.454[mm], s = 0.42[mm],  $h_1 = 20[mm]$ ,  $h_3 = 0.381[mm]$ ,  $\epsilon_{r1} = 1$ ,  $\epsilon_{r2} = 10.5$ ,  $\epsilon_{r3} = 2.33$  における分散特性

#### 3 多層構造を有するスロット線路の漏洩現象

本節では、導体基板付きスロット線路を多層化した場合に、モード がどのような振る舞いをするかを検討していく.その構造を図 12 に 示す.この場合も多層構造を有するコプレーナ線路と同様に、付加層



図 12 多層構造を有するスロット線路の構造

を設けることで、漏洩を発生しないようにすることができる.この線 路の場合、エネルギー漏洩を起こす平行平板導波路のモードが2つ 存在し、一つは、LSM<sub>0</sub>モード、もう一つは、TEM モード である. 図 13 は、スロット幅 s = 3[mm]、金属導体までの距離 h<sub>1</sub> = 1[mm]、 付加層の厚み  $h_2 = 0.4[mm]$ 、導体板の厚み  $h_3 = 10[mm]$ 、 $\epsilon_{r1} = 1$ 、  $\epsilon_{r2} = 10.5$ 、 $\epsilon_{r3} = 2.33$ とした、 $s/h_2 = 0.3$ の場合の規格化位相定数 および規格化減衰定数の周波数特性を示したものである. 実線は導波 モード、一点鎖線は TEM 波の形で漏洩する漏洩モードである.以下 では、このモードに着目してその振る舞いを追っていくことにする. 各移行領域の拡大図を図 14 に示す.まず、一番低周波側の移行領域 では、TEM 波による漏洩モードが2つの improper real モードにわ かれ、そのうちの1つが導波モードとつながっていく、このことは、 前節までにコプレーナ線路で説明した場合には、swl 導波モードとつ ながっていた点でスロット線路の場合と異なる. 2 つにわかれたもう 一方の improper real モードは、新しく見出された漏洩モードとつな がっていくとともに、improper real モードが低周波側へ戻っていく

ことがわかる.この現象は、周波数を反転させたときの導体基板付き コプレーナストリップ線路の漏洩特性と同様なものが得られている.

次に、スロット幅を少し広げた、 $s/h_3 = 0.4$ の規格化位相定数およ び規格化減衰定数の周波数特性を図 15 に示す. s/h<sub>3</sub> = 0.3 の場合と比 べて、<sub>√(€r3</sub>の値よりも上にある漏洩モードは少し低い値をとるように なり、周波数が増加するにつれて少し歪んでいることがわかる。また、 規格化減衰定数の図を見ると、減衰している周波数幅が s/h3 = 0.3 の 場合と比べて狭くなっていることがわかる.次に、s/h3 = 0.5 の規格 化位相定数および規格化減衰定数の周波数特性を図 16 に示す. 上述 の傾向がますます強まってくることは図より明らかであり、さらにス ロット幅を広げていくと、図 17 (a) (b) (c) に示すような振る舞いをす るようになる.図(a)の s/h<sub>3</sub> = 0.6 の場合、2 つの漏洩モードは、非 常に接近しているが、両者の間には、improper real モードが介在し ている. ところが、図 (b) の s/h3 = 0.7 の場合、異なる両漏洩モード は1つの線でつながり、proper real 解である導波モードは漏洩モー ドと直接つながらなくなる. この場合、導波モードが存在する周波数 領域では、漏洩モードの位相定数は、 $\sqrt{\epsilon_{r3}}=1.526$  よりも大きく、非 物理解となっている.さらにスロット幅を s/h3 = 0.8 に広げていく と、図 (c) に示すように、漏洩モードの位相定数は、、/ (Fra 以下とな り、導波モードとの同時伝搬が生じるようになる。

以上から、多層構造を有するスロット線路において、新しい漏洩モー ドを見出し、同時伝搬が生じることを示した.このことは、付加層を 設けることで、導体基板付きスロット線路においても、漏洩を生じな いようにすることは可能となるが、その際には、同時伝搬現象に注意 する必要のあることがわかった.



図 13  $s = 3[mm], h_1 = 1[mm], h_2 = 0.4[mm], h_3 = 10[mm], \epsilon_{r1} = 1,$  $\epsilon_{r2} = 10.5, \epsilon_{r3} = 2.33$ における分散特性  $(s/h_3 = 0.3)$ 



図 14 図 13 における位相定数の拡大図



図 15  $s = 4[mm], h_1 = 1[mm], h_2 = 0.4[mm], h_3 = 10[mm], \epsilon_{r1} = 1,$  $\epsilon_{r2} = 10.5, \epsilon_{r3} = 2.33$ における分散特性  $(s/h_3 = 0.4)$ 



図 16  $s = 5[mm], h_1 = 1[mm], h_2 = 0.4[mm], h_3 = 10[mm], \epsilon_{r1} = 1,$  $\epsilon_{r2} = 10.5, \epsilon_{r3} = 2.33$  における分散特性  $(s/h_3 = 0.5)$ 



図 17  $s/h_3 = 0.6, s/h_3 = 0.7, s/h_3 = 0.8$ における位相定数の拡大図

#### 4 むすび

本文では、マイクロ波、ミリ波集積回路において用いられる伝送線路のうち平面回路線路の多層構造を有するコプレーナ線路を用いて、 上部および下部に付加層を設けても、従来のコプレーナ線路と共通の 漏洩現象、つまり、導波モードから漏洩モードの移行領域では、*swl* モードとの結合現象が生じることを示した.また、導体基板を設けた コプレーナ線路では、全周波数で漏洩現象が起こるのに対し、付加層 を設けることで、漏洩現象の抑制は可能となるが、その際には、*swl* モードの影響を考慮する必要のあることも示した.

また、多層構造を有するスロット線路を用いて、新しい漏洩モード を見出し、このモードの作用により導波モードと漏洩モードの同時伝 搬が生じることを示した.この現象は、多層化による漏洩現象抑制の 際には、必ず考慮すべきものである.

これらのことから、今後ミリ波、マイクロ波集積回路において、多 層化構造回路設計の際には、ここで述べたような思わぬ現象が生じて いる可能性があり、固有モードの振る舞いを配慮することが不可欠で あり、その影響を詳細に検討することがデバイスの性能向上の面から も重要になってくると考えられる.

#### 参考文献

- H.Shigesawa, M.Tsuji and A.A.Oliner "Conductor-backed slot line and coplanar waveguide; Dangers and full-wave analysis, "IEEE/MTT-S Intern'l Microwave Symp., pp.199-202, May 1988.
- [2] M.Tsuji, H.Shigesawa, and A.A.Oliner, "Power leakage from the dominant mode on coplanar waveguides with finite or infinite width, "Digest 1990 URSI Radio Sci. Meeting, p340, Dallas, TX, May 1990.
- [3] H.Shigesawa, M.Tsuji and A.A.Oliner, "Dominant mode power leakage from printed-circuit waveguides," Radio Sci., vol.26, pp.559-564, Mar/Apr.1991.
- [4] H.Shigesawa, M.Tsuji and A.A.Oliner, "A new mode-coupling effect on coplanar waveguides of finite width, "IEEE/MTT-S Intern'l Microwave Symp., pp.1063-1066, May 1990.
- [5] H.Shigesawa, M.Tsuji and A.A.Oliner, "Theory and experiments of mode coupling and power leakage on coplanar waveguides of finite width," IEICE Trans. vol.E74, no.5, pp.1264-1269, May 1991.
- [6] H.Shigesawa, M.Tsuji and A.A.Oliner, "Simultaneous propagation of bound and leaky dominant modes on printed-circuit lines; A new general effect,"IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol.MTT-43, no.12, pp.3007-3019, Dec. 1995.
- [7] H.Shigesawa, M.Tsuji and A.A.Oliner, "New interesting leakage behavior on coplanar waveguides of finite and infinite

widths," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol.MTT-39, no.12, pp.2130-2137, Dec.1992

- [8] H.Shigesawa, M.Tsuji and A.A.Oliner, "Simultaneous propagation of both bound and leaky modes on conductor- backed coplanar strips," IEEE/MTT-S Intern'l Microwave Symp., pp.1295-1297, June 1993.
- [9] H.Shigesawa, M.Tsuji and A.A.Oliner, "The spectral gap when power leaks into more than one type of surface wave on printed circuit lines," IEEE/MTT-S Intern'l Microwave Symp., pp.483-486, June 1997.
- [10] M.Tsuji, H.Shigesawa and A.A.Oliner, "New surface-wave-like mode on CPWs of infinite width and its role in explaining the leakage cancellation effect," IEEE/MTT-S Intern'l Microwave Symp. Dig., pp.495-498, June 1992.
- [11] M.Tsuji, H.Shigesawa and A.A.Oliner, "New surface-wave-like mode on CPWs of infinite width and its role in explaining the leakage cancellation effect,"IEICE Trans., vol.82-C, no.1,pp.133-140, Jan 1999.
- [12] 田口 義規, "平面形伝送線路における非物理波の振る舞いと同時 伝搬現象に関する研究,"同志社大学修士論文,1995.
- [13] 八幡 徳宏, "平面回路線路励振時における特異波動伝搬現象に関する研究,"同志社大学修士論文,1999.
- [14] Y.Liu, K.Cha and T.Itoh, "Non-leaky coplanar (NLC) waveguides with conductor backing," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol.43, pp.1067-1072, May 1995.

RS02-15

#### 電磁波はなぜ放射されるのか?

三菱電機先端技術総合研究所

#### 田邉 信二

1. はじめに

2~3年前、輻射科学研究会にて、EMC(Electromagnetic Compatibility)の話をさせてい ただいた折、電磁波の起源について参加の方々からご質問を受け、「立ち往生」となりまし た。今回、岸岡先生より、機会をいただきこの点について「再度挑戦」させていただくこ とになりました。

内容は、色々な文献からの孫引きで筆者の「オリジナリティ」、内容の「新規性」は、一 切ないことをはじめにお断りしておきます。

2. 静電場、誘導場、放射場がなぜできる?

静電場、誘導場、放射場がなぜできるかを、順を追って考察する(3ページ~5ページ)。 また、電気双極子を考えた時、なぜ静電場は、距離の3乗に、誘導場は2乗に、そして、 放射場は1乗に比例し減衰するかを考察した。特に放射場のそれは興味がある。放射場は、 図にあるように、電荷の突然の変異(加速度)による電束線の折れ曲がりに起因している。 表面上の折れ曲がり(線)の長さは、距離の1乗で長くなるので、電場(電束線の密度)は距離 の1条でしか減衰しない。また、磁場は電束近傍にできるので電場と磁場の位相はそろい、 エネルギーを無限空間に向け放射する。その放射ローブは折れ曲がりの大きいところが大 きい事から図のように sin θ に比例する。

3. 重力波との比較

電磁放射を実感として理解するため、重力放射(重力波)との比較を試みた。6ページの図のように振幅の等しい90度偏光角の異なる2つの波を $\pi/4$  位相をずらし重ねると円偏波ができる。この円偏波が、試験電荷に作用すると試験電荷は回転する。つまり、電磁波(光子) は角運動量(スピン)をもち、その値は、1周期で1回転することから1( $h/2\pi$ )(hは、プランクの定数 6.63 × 10<sup>-34</sup>[Js])となる。

次に7ページでは、電磁波と重力波を比較するため、電磁ポテンシャル、Maxwell の方 程式のテンソル表現を記した。なぜならば、重力波潮汐力であり、テンソル場であり、こ の表現でしか現せないからである。次に8ページで、電磁放射と重力放射の強度比を計算 してみた。このように重力波放射では、c<sup>5</sup>/G=3.6×10<sup>54</sup>[W]が、分母に来てしまい、またω を電気信号のように大きくできないことから放射パワーはきわめて小さくなる。これは、 9ページに示すように「アンテナ」の有効散乱断面積を比較しても明らかである。

4. 結論

電磁波の起源について、重力波の起源との対応から考察してみた。改めて、電磁波が実 験室レベルで面白い実験が可能な事を実感した。今後、EMC、アンテナなど、まだまだ、 研究改良の余地があることは明らかである。

参照文献

[1] 「重力波のなぞ」P.C.W.ディヴィス著、松田卓也訳、岩波現代選書(1980)

[2] "Antennas" (second edition), John D. Kraus, McGraw-Hill (1988)

[3] 「電磁気学演習」後藤、山崎編、共立出版(昭45)

[4] 「相対性理論」内山龍雄、岩波全書(昭51)

[5] 「相対論的量子論」中西襄 講談社(1981)

RS02-14

「電磁波はなぜ放射されるか?」

2002.12.12

三菱電機先端技術総合研究所 田邊 信二









重力波との違いで電磁波をもう一度考え直すと...

電磁場

ベクトル場

電磁ポテンシャル $A_{\mu}$ :  $(cA_x, cA_y, cA_z, i\phi)$ 

Maxwellの方程式  $\partial_{\lambda} f_{\mu\nu} + \partial_{\mu} f_{\nu\lambda} + \partial_{\nu} f_{\lambda\mu} = 0$ ただし、  $f_{\mu\nu} = \partial_{\mu} A_{\nu} - \partial_{\nu} A_{\mu}$ 例えばBIC対するAmpere、Gauss則は、  $\therefore \Box A^{\lambda} + R^{\lambda}{}_{\rho} A^{\rho} = -\mu_{0} j^{\lambda}$  重力場 テンソル場 重力ポテンシャル  $g_{\mu\nu}(x) \equiv \eta_{\rho\sigma} \frac{\partial f^{\rho}(x)}{\partial x^{\mu}} \frac{\partial f^{\sigma}(x)}{\partial x^{\nu}}$ 重力方程式  $G^{\mu\nu} - \lambda g^{\mu\nu} = \kappa T^{\mu\nu}$   $(\lambda \approx 10^{-57} \rightarrow 10^{-54})$   $\lambda <<1 \pm 0$ 字宙項を無視し、 Einsteinの方程式は、  $R^{\mu\nu} - \frac{1}{2} g^{\mu\nu} R = \kappa T^{\mu\nu}$ 





4重極放射





$$\frac{1}{10} \frac{q^2 a^4 \omega^6}{\pi \varepsilon_0 c^5}$$

 $q=1[c], a=1[cm], \omega=2\pi 10^{6}[Hz]と仮にすると$ 約2 [W]



重さ10万tのアルミ棒を 1回転/秒しても、 約10-24 [W]





長さ10cm、径1mmのワイヤの 300MHzに対する散乱断面積は 10<sup>-4</sup> [m<sup>2</sup>]

$$\sigma \approx \frac{8\pi}{15} \frac{G}{c^3} M L^2 \omega^2 \tau$$

1m<sup>3</sup>の共鳴しているアルミの有効 散乱断面積は、3000Hzの重力波で 10<sup>-23</sup> [m<sup>2</sup>]

## やっぱり、仕事で扱うのは電磁波ですね!

輻射科学研究会技術報告 Technical Report of RSSJ RS02-16

### マイクロストリップ平行結合線路を用いた 共振器型電極電気光学変調器

Guided-wave optical modulators using resonant electrodes of microstrip parallel coupled lines

榎原 晃<sup>\*1</sup> 矢島浩義<sup>\*1</sup> 小崎正浩<sup>\*1</sup> 村田博司<sup>\*2</sup> 山本錠彦<sup>\*2</sup> Akira Enokihara, Hiroyoshi Yajima, Masahiro Kosaki, Hiroshi Murata, Sadahiko Yamamoto

\*1 松下電器産業株式会社 先端技術研究所
Matsushita Electric Industrial Co., Ltd., Advanced Technology Research Laboratories
\*2 大阪大学大学院基礎工学研究科
Osaka University, Graduate School of Engineering Science

2003 年 3 月 12 日 (於 大阪電気通信大学)

輻射科学研究会 The Radiation Science Society of Japan

#### 1. はじめに

٠.,

無線信号を直接光に乗せて所望の位置まで光ファイバで伝送する光ファイ バ無線 (Radio on Fiber: RoF)技術は、トンネルや地下街等の不感地帯策のため に、携帯電話システムで既に実用化されているが、将来的には、長距離伝送が 困難なミリ波無線信号を伝送する手段として非常に有望である。ミリ波無線通 信は、FWA (Fixed Wireless Access:固定無線アクセス)システムや高速の無線 LAN 向けに検討が始まっているが、周波数では 20GHz 前後から将来的には 60GHz 帯が利用されるものと考えられる。したがって、このようなミリ波帯、 準ミリ波帯で動作する光デバイスの開発が望まれている。

しかし、光変調器に関しては、従来の半導体レーザの直接変調では、ミリ波 帯での変調は不可能であり、電気光学光変調器などの外部光変調器が必要とな る[1]。従来、このような高速電気光学光変調器では、光導波路に強い高周波電 界を印加するために、図1に示すようなコプレナー型伝送線路からなる変調電 極が通常用いられている[1,2]。これによって、基板表面上で、ホット電極とグ ランド電極とを接近させることにより、高電界を生じさせることができ、効率 的な光変調が可能となる。一方、マイクロストリップ線路は、高周波回路で一 般的によく利用されている線路構造で、伝搬損失、線路配置の自由度、給電の 容易さ等の面では有利ではあるが、グランド電極が基板裏面に位置するために、 ホット電極との間に強い高周波電界が誘起されず、変調電極としては利用され なかった。本稿で提案する光変調器は、マイクロストリップ平行結合線路を変



調電極に用い、結合線路に奇対称伝搬モードを励振させることにより、マイク ロストリップ線路構造の変調電極でありながら効率的な光変調を実現するも のである。本稿では、まず、等角写像の手法を用いてマイクロストリップ平行 結合線路の電界分布を解析的に求め、それを基に、共振器電極の特性を検討す る。さらに、10GHz帯、26GHz帯で試作した光変調器の基礎実験の結果も合わ せて報告する。

2. マイクロストリップ平行結合線路



2-1 マイクロストリップ平行結合線路電極光変調器の構成

図2 マイクロストリップ平行結合線路 電極による光変調器

図2に、今回新たに提案するマイクロストリップ平行結合線路を共振器電極 に用いた電気光学光変調器の基本構成を示す。図のように、線路間に光導波路 を配置し、そこに生じる高電界を光導波路に印加し、効率的な変調を行うもの である。以下では、まず、マイクロストリップ平行結合線路の特性を解析的に 求める。

2-2 マイクロストリップ平行結合線路の等角写像法による解析

ここでは、等角写像法を用いてマイクロストリップ平行結合線路の解析を行 う。図3に、マイクロストリップ平行結合線路の断面構造を示す。ここで、線 路断面の左右は無限に広がっているとする。ストリップ線路やマイクロストリ ップ線路では近似的に TEM 波の伝搬を仮定することができるので、その場合



中心導体にある電位 Voが与えられたときの断面内の誘電体中の静電界分布は その線路の伝搬波の電界の振幅を表すことになる。マイクロストリップ線路構 造の厳密な解析は非常に困難であるので、ここでは、基板の比誘電率が1より 十分大きく、電磁界エネルギーはすべて基板内に存在する(基板表面が磁気壁 となる)ものと仮定し、図4に示すような上下が誘電体で満たされたストリッ プ線路構造での電磁界分布と等しいとする。ストリップ線路構造の平行結合線 路では、電磁界の対称性より、図4に示した断面の1/4の部分を計算すれば 良い。結合線路では、偶対称と奇対称の2つの伝搬モードが基本モードとして 存在することが知られている[3]。図4において、両モードに対して、上下の中 心線 B の上では、電界の法線成分  $\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0$  となり、中心線 A の上では、奇モー ドでは2本の線路に同振幅で符号の異なる電圧が生じるので、電位 φ=0 となり、 偶モードでは2本の線路に同振幅で同符号の電圧が生じるので、電界の法線成 て、図5に示した境界条件で解析を行えば良い。ただし、解析における基板の 誘電率は、マイクロストリップ線路での空気の影響を含めた実効的な値を用い る必要がある。

解析においては、図5に示したように、まず、z平面を、一旦、ぐ面に変換 し、そのぐ面を、さらに、電位をたやすく求めることのできる別の平面(w平 面)に再度変換する。そして、w平面で求めた電位分布から逆変換によってz 平面での電界分布を求める。

初めに、*z* 平面から*ζ*平面への変換について述べる。ここで、 Schwarz-Christoffel変換式を用い、*z*面での中心導体はζ面での実軸上の*a<ζ<b* (*b>a>*0)に、グランドプレーンは同じくζ面の実軸上の-∞<*ζ*<0に斜影されると

٤


する。正の実数 *a*, *b* は形状によって一意に定まる定数である。この *z-* **/**間の変換式は、

ド

(1-1)

(1-2)

$$\frac{dz}{d\zeta} = \frac{h}{\pi\sqrt{\zeta(\zeta+1)}}$$

$$z = \frac{2h}{\pi} \operatorname{arcsinh} \sqrt{\zeta} \qquad : 奇モー$$

$$\zeta = \sinh^2 \frac{\pi}{2h} z$$

$$\begin{cases} a = \sinh^2 \frac{\pi a}{4h} \\ b = \sinh^2 \frac{\pi (S/2 + D)}{2h} \end{cases}$$

1,1

$$\frac{dz}{d\zeta} = \frac{h}{\pi\sqrt{\zeta(\zeta-1)}}$$
$$z = \frac{2h}{\pi} \operatorname{arcsinh} \sqrt{\zeta-1} \qquad : (隅モード)$$
$$\zeta = \sinh^2 \frac{\pi}{2h} z + 1$$

$$\begin{cases} a = \sinh^2 \frac{\pi S}{4h} + 1\\ b = \sinh^2 \frac{\pi (S/2 + D)}{2h} + 1 \end{cases}$$

と表される。く面からw平面への変換では、電位が容易に求まるよう、w平面 は図5に示すような平行平板からなる形状とする。ここで、中心導体(く面で  $a < \zeta < b$ )は上側の電極(w面で $v = V_0$ )に、グランドプレーン(く面で- $\infty < \zeta < 0$ ) は下側の電極(w面でv = 0)に対応する。そこで、先程と同様にSchwarz-Christoffel 変換式を用いて解くと、くとwの関係は、奇モード・偶モードともに同様で、

$$\begin{cases} \frac{dw}{d\zeta} = \frac{j\sqrt{b}}{2K'(a/b)\sqrt{\zeta(\zeta-a)(\zeta-b)}}\\ w = \frac{j}{K'(a/b)}F\left(\arcsin\left(\sqrt{\zeta/a}\right)a/b\right)\\ \zeta = a\sin^2\left(-jK'(a/b)w,a/b\right) \end{cases}$$

(2)

ここで、式(2)の3つ目の式は、2つ目の式の逆関数を求め、*ζをz*の関数として表している。ただし、F(*z*,*m*)は*m*を母数とする第1種楕円積分で、K(*m*)は第1種完全楕円積分である。また、sn(*z*,*m*)は、ヤコビの楕円関数である。式(1)、(2)より、最終的に*z*-*w*の関係は、

$$z = \frac{2h}{\pi} \operatorname{arcsinh} \left\{ \sqrt{a} \operatorname{sn} \left[ -j \operatorname{K}'(a/b) w, a/b \right] \right\}$$
  

$$w = j \frac{1}{\operatorname{K}'(a/b)} \operatorname{F} \left[ \operatorname{arcsin} \left( \frac{1}{\sqrt{a}} \operatorname{sinh} \frac{\pi}{2h} z \right), \frac{a}{b} \right] \quad : \widehat{\mathfrak{S}} \mathfrak{T} - \mathfrak{K}$$
(3-1)

$$z = \frac{2h}{\pi} \operatorname{arcsinh} \left\{ \sqrt{a \operatorname{sn}^{2} \left[ -j \operatorname{K}'(a/b)w, a/b \right] - 1} \right\}$$
$$w = j \frac{1}{\operatorname{K}'(a/b)} \operatorname{F} \left[ \operatorname{arcsin} \left( \sqrt{\frac{1 + \operatorname{sinh}^{2} \frac{\pi}{2h} z}{a}} \right), \frac{a}{b} \right] : ( \operatorname{B} = - \operatorname{K})$$
(3-2)

図5より、w面において、u=0,u=1の境界は、対応するz平面、く平面での 境界条件に準じて $\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0$ と仮定することによって、電位 $\phi$ は横方向(u軸方向) には変化しない、横方向に無限に続く平行平板内の電位として求めればよい。 したがって、 $\phi$ は、 $\phi=v$ で表され、uには依存しないので、式(3)で、 $w=u+j\phi$ と すれば、z面で電位 $\phi$ の等電位面が描かれる。また、逆にu=一定とすれば電気 力線が描かれる。また、逆に、式(3)の2番目の式にz面での座標を代入し、得 られたwの虚数部が電位を表す。

2-3 非平衡コプレナー導波路型線路の解析

4

đ



同様に、比較のために、図6に示すような光変調電極として通常用いられて いる非平衡コプレナー導波路型の線路についても同様の手続きで求めてみる。 この場合、先の平行結合線路の場合のく面での形状と同様であるので、図7に 示すように、z面からw面へは以下のようには一度の変換ですむ。

$$\frac{dw}{dz} = \frac{j\sqrt{S+D}}{2K[D/(S+D)]\sqrt{z(z-S)(z-S-D)}}$$

$$w = \frac{j}{K[D/(S+D)]} F[\arcsin(\sqrt{z/S}), S/(S+D)]$$

$$z = S \operatorname{sn}^{2} \{-j K[D/(S+D)]w, S/(S+D)\}$$
(3-3)

2-4 電界分布

図8に、これらの結果を用いて求めた電界分布を示す。図からわかるように、 奇モードでは電極間に電界が集中することがよくわかる。また、比較のために



計算した非平衡コプレナー線路では、グランド電極側に電界分布が引っ張られ、 非対称になる傾向があり、電界の集中度は希モードの場合に比べてわずかに弱 い。また、電界分布が非対称になることは、光強度変調器を構成した時に、変 調光の周波数チャーピングの原因になる可能性があり、この点においても、平 行結合線路が有利である。

2-5 マイクロストリップ平行結合線路の特性

今までの結果を利用して、各線路の等価回路定数 C,G,R,L を求めると、以下のように、線路の伝搬定数 γ と特性インピーダンス Z<sub>e</sub>が求まる。

$$\gamma = \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)}$$
$$Z_c = \sqrt{\frac{R + j\omega L}{G + j\omega C}}$$

(4)

計算では、表1に示す標準の形状を基に、その中の1つの構造パラメータを 変化させたときの線路の特性を求めた。検討した周波数は10GHz と 26GHz の2 通りで、周波数が高くなると基板中を伝搬するモードが生じやすくなるので、 基板厚は表のように、周波数に合わせて薄くしている。

D	50 μm
S	20 μm
<i>h</i> ( at 10GHz)	0.4 mm
h (at 26GHz)	0.254 mm
基板	LiTaO <sub>3</sub> ( $\varepsilon_r$ =41)

表1 計算における標準値



図9、図13において、hの変化に対して、偶モードの特性インピーダンス Z<sub>c</sub> は大きく変化するが、奇モードはhが非常に小さい範囲を除いて、ほとんど影 響されず偶モードに比べれば小さな値を取ることが分かる。これは、奇モード では表面の2本の電極間に電界が集中しており、電極間隔Sに比べて基板厚h が十分大きいので基板厚hの影響は受けにくいことによると考えられる。

線路特性インピーダンス  $Z_c$ について、図10、11、14、15より、Dの 減少では3種の線路とも  $Z_c$ は増加するが、Sの減少に対しては奇モードとコ プレナー線路では  $Z_c$ は減少するが、偶モードでは逆に増加する。これは、奇 モードとコプレナー線路では対向電極間に電位差があるので Sの減少に従い、 電極間容量が増加してインピーダンスが下がるのに対して、偶モードでは、2 本の電極は同電位なので  $S \rightarrow 0$  で幅 2Dの単一線路に等価となり、インピーダン スが逆に上昇する。また、図12、16から、奇モードとコプレナー線路では Sが小さくなると顕著に、実効誘電率が増加することが分かる。これは、電極 間隔が狭まり、電極表面の電流密度が増加すると、それに伴い、内部インダク タンスが増加するため、線路のインダクタンスが増加するためである。図より、 半波長共振器の長さは、 $S=20 \mu m$ ,  $D=50 \mu m$ の時、10 GHz で約 3 mm、26 GHz で約 1.2 mm となると見積もられる。

3. 共振器型光変調器

3-1 電極構成



図17 マイクロストリップ平行結合線路電極による共 振器型光変調器の構成 図17には、マイクロストリップ平行結合線路半波長共振器電極を用いた光 変調器の構成を示す。奇モード共振を想定しており、平行結合線路の両端は同 じ幅の線路により互いに接続することによって、接地電極に接続することなく、 容易に終端を短絡できる。信号の入力には、特性インピーダンス 50 Ωの単一マ イクロストリップ線路を、奇モードのインピーダンスが 50 Ωとなる位置に直接 接続して行った。構造の詳細な形状は、ADS 回路シミュレータとモメンタム電 磁界シミュレータも利用して求めた。

3-2 変調実験

図18は、10 GHz で設計し、実際に試作した変調器の電極の反射特性であ る。基板は0.4 mm 厚の z-cut LiTaO<sub>3</sub> ( $\epsilon$ =41)、電極形状は、断面形状が S=20 µm、 D=50 µm、長さ3 mm、入力線路は共振器線路の中央から0.69 mm 端にずれた 位置に接続されている。図のように、計算と実測でわずかなずれはあるが、10 GHz 付近での共振にほぼインピーダンス整合が取れていることがわかる。この 寸法においては、図10,14より、希モードと偶モードとの間で、実効誘電 率に差があるので共振周波数は異なり、また、Z<sub>c</sub>も大きく異なるので、希モー ドのみにインピーダンス整合をとり、偶モードの励振を抑えることは容易であ る。共振器のQ値は実測値で約30であった。次に、1.3 µm 光を用いて変調特 性を測定した。図19は、共振周波数に相当する周波数の正弦波を入力したと







きの、フォトダイオードで受光した変調光の時間波形である。図20は、光ス ペクトルアナライザで観測した変調光の波長スペクトルである。変調周波数に 対応したサイドバンドが観測されている。本素子においては、光位相バイアス が最適値に調整できていないので、線形性の良い動作点で変調できず、大きな 2次のサイドバンドが観測されている。図21は、周波数を共振周波数付近で 変化させたときのキャリアとサイドバンドとのパワー比を示したものである。 共振点で変調効率が高くなっており、この共振点で奇モードが共振し、それに より光変調動作が行われていることがわかる。また、電極のQ値(30)は従来 報告されているコプレナー線路電極による共振器型光変調器のQ値よりもか なり大きな値であることから、原理的には、非常に高効率な光変調が可能であ るものと考えられる。このようにQ値が高いのは、共振線路の損失よりも、む しろインピーダンス整合を取るための給電構造が非常に簡単であることから、 この部分での損失が小さいことが主な原因ではないかと思われる。

次に、同様の構成で、26 GHz において設計を行った。線路幅 D、線路間隔 S はともに先と同じで、電極長は約 1.2 mm である。図22は、試作した変調器 の電極の反射特性である。共振の Q 値は約 60 である。図23に変調光の波長 スペクトルを示す。サイドバンドの形状が非対称であるが、これは、試作した 変調器の電極と光導波路との位置関係が設計値からずれているためと考えら れる。さらに、本変調器でも、光位相バイアスが最適値である π/2 rad に固定



されていないため、観測結果から推測される変調効率はあまり良くはない。しかしながら、本変調器においても、高い共振 Q 値を有するので、構造が最適化 されれば原理的には高い変調効率が期待できる。



#### 4. まとめ

マイクロストリップ平行結合線路による共振器を電気光学光変調器の変調 電極に用いることを提案し、実験によりその有効性を確認した。本変調器の特 徴は、マイクロストリップ線路を変調電極に利用しているので、基板表面での 線路の配置の自由度が大きく、給電線路を共振電極の特定の位置に直接接続す る構成で容易にインピーダンス整合が取れ、また、共振電極全体での損失も従 来のコプレナー線路による電極に比べて小さくできる。今後は変調器の構造の 最適化やより詳細な特性の評価が必要である。

#### 参考文献

 T. Sueta, and M. Izutsu, "Integrated optic devices for microwave applications," *IEEE Journal of Microwave Theory and Techniques*, vol.38, no.5, pp.477-482, 1990.
 T. Kawanishi, S. Oikawa, K. Higuma, Y. Matsuo, and M. Izutsu, "LiNbO3

resonator-type optical modulator with double-stub structure," *Electronics Letters*, vol.37, no.20, pp.1244-1246, 2001.

[3] K. C. Gupta, R. Grag, I. J. Bahn, "Microstrip lines and slotlines," Artech House, Inc., Norwood, MA, USA, 1979.

t,

輻射科学研究会資料 RS02-17

# 光ファイバ偏光ビームスプリッタの 断面形状と波長特性

I

## 森下 克己 橘 豪

大阪電気通信大学 大学院 工学研究科 総合電子工学専攻

2003年3月12日 於 大阪電気通信大学 1. はじめに

任意の偏光状態の光を2つの直線偏光に 分離する偏光ビームスプリッタは、光通信 や光計測システムを組む上で重要な光デバ イスとなっている。最近では、波長の異な る高速変調パルスが互いに影響を及ぼさな いように偏光を直交させた光パルスを合分 波するために、また光ファイバ増幅器のポ ンピング光を合波するために使われてい る。

ファイバ形光デバイスは低損失性と光 ファイバとの整合性が良いことから、偏光 ビームスプリッタも光ファイバで作られて いる。偏光ビームスプリッタは光ファイバ を溶融延伸する方法(1)(2)と側面を研磨する 方法とが提案されている。通常は、低損失 で安定性が良いので溶融延伸法が用いられ ている。溶融形光ファイバカプラは小さな 偏光依存性をもっており、カプラの結合部 を長くすることで偏光ビームスプリッタを 作ることができる。溶融形光ファイバ偏光 ビームスプリッタは、偏波保存光ファイバ を用いても製作されているが、延伸長は長 いものとなっているので<sup>(3)</sup>、結合部での応 力複屈折の効果はあまりなく、大部分形状 複屈折によって偏光ビームスプリッタに なっていると思われる。そのために単一 モード光ファイバを用いたものと同じよう な波長特性や偏光特性を示している。

しかし、溶融形光ファイバ偏光ビームス プリッタは、大きな波長依存性のために偏 光ビームスプリッタとしての動作範囲は狭 く、動作波長を使用する波長に合わせるの は困難であった。溶融形光ファイバカプラ の断面形状を変化させると、偏光依存性が



#### 輻射科学研究会資料 RS02-17 2003年3月

大きく変わることが示され<sup>(4)</sup>、また弱く溶 融したカプラは偏光ビームスプリッタとし て動作する波長域が広くなることが示され た<sup>(5)</sup>。本研究では、カプラの溶融部断面の 形状を変化させることにより、偏光ビーム スプリッタの動作波長範囲、延伸長、波長 変化がどのようになるかを調べた。

### 2. 偏光ビームスプリッタの原理

通常の単一モード光ファイバは、直交す るx偏光とy偏光の2つの偏光モードが存在 するが、軸対称性により伝搬特性は等しく なる。しかし、光ファイバカプラは光ファ イバを2本横に並べて製作するため、軸対 称ではなくなり偏光モード間の結合係数に わずかな差が生じ偏光依存性をもつように なる。図1に示すように、x偏光とy偏光モー ド間の結合係数をそれぞれ C<sub>x</sub>、 C<sub>y</sub> とする と、モード結合理論によりカプラの両偏光 に対する出力電力は

$$P_{1x,y} = P_{0x,y} \cos^2(C_{x,y}L)$$
(1)

$$P_{2x,y} = P_{0x,y} \sin^2(C_{x,y}L)$$
 (2)

となる。ただし、 $P_{0x,y}$ はx 偏光とy 偏光の入力電力、Lはカプラの結合部の長さである。長さLを調節して、式(3) と(4)

$$(C_x - C_y)L = N\pi + \frac{\pi}{2} \quad N :$$
 整数 (3)

$$C_{x}L \text{ or } C_{y}L = M\pi$$
  $M: 整数$  (4)

を満たすようにすると、図2に示すように、 x 偏光とy 偏光はそれぞれを別の光ファイ バに分離することができ、光ファイバ偏光 ビームスプリッタになる。



図2 光ファイバ偏光ビームスプリッタ

#### 3. 実験結果

3.1 偏光ビームスプリッタの波長特性 偏光ビームスプリッタはセラミックヒー タを用いて2本の光ファイバを溶融延伸し て製作した。加熱し始めて50秒間に設定温 度まで加熱温度を上昇し、さらに350秒間 溶融した後、400秒から光ファイバを固定 している2つのステージを速度30 µm/sで移 動して、光ファイバを延伸した。製作中の 偏光ビームスプリッタの透過電力は、波長 1.55 µmの光を入力してモニターしている。 図 3(a) は加熱温度 1350°C で製作した偏 光ビームスプリッタの透過電力と延伸距離 の関係および溶融部の断面写真である。実 線のP、は入力光ファイバの出力電力、点線 の P,は結合光ファイバの出力電力を示す。 偏光ビームスプリッタとなるところでは、 偏光依存性が最も大きくなり、透過電力P. とP,の変化は小さくなるので、透過電力の 変動が最も小さくなったところで溶融延伸 を停止した。停止時間は869秒で、その伸 びは28.14 mmであった。加熱温度が低いた め、断面形状は眼鏡形となっている。また、 延伸が長いために、溶融部は非常に細く なっており、カプラ部の断面は縦1.9 μm、 横は3.7 μmとなり、断面形状比 (w/h) は1.93

となった。

図3(b)は偏光ビームスプリッタの分岐比 (P,/P)のグラフである。無偏光に対する分 岐比が0dB付近でほとんど変化しなくなっ ている波長帯は1.36 µm 付近であり、ちょ うどx偏光とy偏光に対する分岐比は反転 している。この付近では、x 偏光は入力光 ファイバ側から、y偏光は結合光ファイバ 側から出射され、偏光ビームスプリッタと なっている。x偏光の分岐比が-10 dB以下 で、かつy 偏光の分岐比が 10 dB 以上とな る波長域では、無偏光入力に対して出力光 の消光比は-10 dB以下となる。製作した偏 光ビームスプリッタの消光比-10dB以下の 帯域幅は44.8 nmであった。x 偏光とy 偏光 の平均周期は約201 nm と比較的長くなっ た。また、波長1.55 µm においての損失は 0.12 dB であった。

図 4(a) は加熱温度 1400 ℃で製作した偏 光ビームスプリッタの透過電力と製作時間 および溶融部の断面写真を示している。延 伸は 400 秒から行っている。溶融延伸は透 過電力の変動が最も小さくなったところで 止め、延伸停止時間は 860 秒で、その伸び は 27.60 mm であった。図 3 の 1350 ℃の場 合と比べると、電力が移り始める時間は極





- 2 -

わずかに早く 640秒付近からである。 電力が何度も移行を繰り返し、x偏光とy偏 光が互いに反対の光ファイバから出力する までには、電力移行が始まってから長く延 伸しており、結果的に延伸長は少し短く なった。加熱温度が少し高くなったため に、断面形状は融着部の少し大きな眼鏡形 となった。融着部が図3より少し大きいた めに、電力移行を始める時間がわずかに早 くなったと思われる。延伸長は図3の場合 より少し短くなった。また、断面形状比は 1.88 となった。 輻射科学研究会資料 RS02-17 2003年3月

図4(b)は偏光ビームスプリッタの分岐比 のグラフである。無偏光に対する分岐比の 変化が小さい波長帯は1.39 μm付近である。 この付近で偏光ビームスプリッタとして動 作し、x偏光は入力光ファイバから、y偏光 は結合光ファイバから出力される。消光 比-10 dB 以下の帯域幅は 15.5 nm と狭く なった。x偏光とy偏光に対する分岐比の平 均の周期は 90 nm と、波長変化は大きく なった。また、波長 1.55 μm における損失 は 0.07 dB であった。

図 5(a) は加熱温度 1460 °C で製作した時の偏光ビームスプリッタの透過電力と製作





時間の関係および溶融部の断面写真であ る。偏光ビームスプリッタとなるところで は、偏光依存性が最も大きくなり、透過電 カの変化は小さくなるので、透過電力の変 動が最も小さくなった所で溶融延伸を停止 した。停止時間は839秒で、その伸びは26.34 mmであった。図4の加熱温度1400°Cの場 合と比べて、電力が移行を始める時間はわ ずかに早くなっている。しかし、図4の場 合と同じく、偏光依存性が大きくなり、偏 光ビームスプリッタとなるまでには、長く 延伸をしなければならなくなっている。図 4に比べて加熱温度がさらに上昇したため に、断面形状はほぼ楕円形となったが、延 伸長はほぼ同じであった。断面形状は、縦 3.7 µm、横5.8 µmとなり、断面形状比は1.59 となった。

図5(b)は偏光ビームスプリッタの分岐比 のグラフである。無偏光に対する分岐比が 0 dB付近で変化がゆるやかになっている波 長帯は1.50 µm 付近である。1.50 µm では*x* 偏光は入力光ファイバから、y 偏光は結合 光ファイバから出力される。消光比-10 dB 以下の帯域幅は12.0 nm とさらに狭くなっ た。x 偏光とy 偏光の分岐比に対する平均の 周期は73 nm とさらに短くなり、波長変化 は大きくなった。また、波長1.55 µm にお ける損失は 0.10 dB であった。

図 6(a) は加熱温度 1575 °C で製作した偏 光ビームスプリッタの透過電力と製作時間 の関係および溶融部の断面写真である。溶 融延伸は透過電力の変動が最も小さいとこ ろで止めた。溶融延伸の停止時間は786秒 で、その伸びは23.16 mmであった。図5の 加熱温度 1460 °C の場合と比べて、電力が 移行を始める時間はさらに早くなり、延伸 距離も短くなっている。加熱温度がさらに 高くなったので、断面形状は円形となり、 断面形状比は 1.00 となった。延伸長は図4 に比べて短くなったので、縦 10.9 μm、横 10.9 μm と太くなった。

図6(b)は偏光ビームスプリッタの分岐比 のグラフである。無偏光に対する分岐比が 0 dB付近で変化が少なくなっている波長帯 は、1.42 µm付近である。波長1.42 µmでは、 x偏光は結合光ファイバから、y偏光は入力 光ファイバから出力されている。分岐比の ピークが小さくなったのは、入力した直線 偏光が結合部に伝搬するまでに劣化したも のと思われる。消光比-10 dB以下の帯域幅 は11.6 nm となった。x偏光とy偏光の分岐 比に対する平均周期は76 nm で、図5の場 合よりも少し長くなった。また、波長1.55 µm における損失は 0.13 dB となった。





- 4 -



断面形状を変化させて、偏光ビームスプ リッタを製作したが、ここで溶融部の断面 形状に対して特性がどの様に変化するかを 図にまとめた。図7は断面形状比と加熱温 度の関係を示したものである。断面形状比 が1のものは円形、2のものは眼鏡形で、1 から次第に大きくなるにしたがって、円形 から楕円形に、さらに眼鏡形へと変化して いる。これは、加熱温度が高いほどガラス の粘性が低く、表面張力により円形に近く なり、加熱温度が低い程、粘性が高く光 ファイバは変形を受けにくく、眼鏡形に なったものと思われる。これより、断面形 状は加熱温度により制御できることがわ かった。

図8は断面形状に対する延伸距離と結合 領域の長さをグラフにしたものである。白 丸で示した結合領域の長さ(L)は,結合電力 が1%となってから延伸を停止するまでの





延伸長である。断面形状は溶融部の中央で 切断して観察を行った。中央部で切断する ことは困難であるため、断面形状比は多少 の誤差をともなうが、断面形状が円形のも のは延伸距離が短く、断面形状が円形のも のは延伸距離は長くなる傾向のあ ることがわかる。断面形状が円形のもの は、短い延伸で結合を始めるが、偏光依存 性は比較的小さいので、結合を始めてから 長く延伸して偏光依存性を大きくする必要 がある。眼鏡形では融着が弱いために、長 く延伸しないと結合は起こらないが、偏光 依存性は大きいので、結合を始めてからは 短い延伸で偏光ビームスプリッタとなるこ とがわかった。

図9は断面形状比と分岐比の波長変化に 対する周期を示したものである。眼鏡形以 外のものは、比較的周期は短く、分岐比の 波長変化は大きい。眼鏡形でも融着が弱い ほど周期は長く、波長変化は非常にゆるや かになっている。融着が弱い場合、結合部 ではクラッド・空気間で全反射をし、2本 の光ファイバが接している部分で結合を起 こしている。クラッド・空気間の屈折率差 が大きいために、波長が長くなっても空気 層への光のしみ出しはあまり大きくなら ず、結合の波長変化は少なくなったものと 思われる。

図10は、断面形状と消光比が-10dB以下となる偏光ビームスプリッタの帯域幅を示す。眼鏡形以外では、消光比が-10dB以下の帯域幅は20nm以下であるが、眼鏡形では帯域幅は非常に広くなった。偏光ビー

ムスプリッタとして動作する帯域幅を広げ るためには、できるだけ融着を弱くする必 要があることがわかった。

### 3.2 結合係数の偏光依存性

結合係数は偏光により変わり、断面形状 によって変化する。x偏光とy偏光モードに 対する結合係数 C<sub>x</sub> と C<sub>y</sub>の大きさがどのよ うに変化するかを調べた。図11に断面形状 に対する偏光ビームスプリッタのx偏光と y 偏光の分岐比の変化を示す。

図11(a)には断面形状が1.00の円形の分岐 比を示している。波長1.42 µm 付近では、x 偏光とy 偏光に対する分岐比が反転してい



て、偏光ビームスプリッタとなっている。 波長が長くなるにしたがい、y 偏光分岐比 のピークが長波長側の次のx 偏光分岐比の ピークに近づいている。したがって、x 偏光 の方が短い波長でより多く結合しており、 x 偏光の結合係数の方がy 偏光よりも大き く、C<sub>x</sub> > C<sub>y</sub>となっている。

図 11(b) には断面形状比が 1.59 の楕円形 の分岐比を示す。図(a)の場合と同様に波長 が長くなるにしたがって、y 偏光に対する 分岐比のピークがx 偏光のピークから離れ て反転した後に、次のx 偏光のピークが近 づいている。この場合も $C_x > C_y$ となってい る。しかし、結合を始めてから延伸を停止 するまでの時間は(a) に比べて(b)の場合の 方が長く、結合部の長さ L も長いので、 $C_x$ -  $C_y = \pi/(2L)$ は(b)の方が小さいと考えられ る。

図11(c)は断面形状が1.75の融着の強い眼 鏡形の分岐比を示す。この場合には、(a)と (b)とは逆に、波長が長くなるにしたがっ て、x偏光に対する分岐比がのピークが、y偏光のピークから離れて反転した後に、次 のy偏光のピークが近づいている。した がって、x偏光とy偏光に対する結合係数の 大きさは $C_x < C_y$ となり、(a)と(b)とは逆に なる。



図12 断面形状と結合係数

#### 輻射科学研究会資料 RS02-17 2003年3月

図11(d)は断面形状比が1.88の融着の弱い 眼鏡形の分岐比を示す。この場合は、(c)と 同様に、波長が長くなるにしたがって、x偏 光に対する分岐比のピークが、y偏光のピー クから離れて反転した後に、次のy 偏光の ピークに近づいている。したがって、 $C_x < C_y$ となり、(a) と(b) とは大きさが逆になって いる。(c) と(d)を比べると、結合が始まって から停止するまでの時間は、(d)の方が短く なったので、結合部の長さLは(d)の方が(c) より短い。したがって、結合係数の差 $C_y - C_x = \pi/(2L)$ は(d)の方が大きくなっている。

図 12 は、断面形状とx 偏光およびy 偏光 に対する結合係数についてまとめたもので ある。断面形状が円形の場合は、x 偏光の結 合が強く、断面形状が眼鏡形の場合は、y 偏 光の結合が強くなっている。断面形状が楕 円形の場合には、x 偏光とy 偏光の結合係数 の差は小さくなっている。楕円形の場合に は $C_x \equiv C_y$  となる場合があり、延伸をしても 偏光ビームスプリッタとならない場合が あった。

### 4. まとめ

· - 7 -

本研究では、シングルモード光ファイバ を用いて溶融延伸法で光ファイバ偏光ビー ムスプリッタを製作し、結合部の断面形状 と特性の関係を調べた。加熱温度を高くし ていくと、結合部の断面形状は眼鏡形から 楕円形に、さらに円形へと変化した。その ことにより、加熱温度を調節すると、断面 形状を制御できることがわかった。

断面形状を変化させて、偏光ビームスプ リッタの動作波長域を調べた結果、断面形 状が眼鏡形で、しかも融着の弱いものほど 動作波長域が広くなることがわかった。製 作した偏光ビームスプリッタで最も広帯域 なものは、消光比-10 dB以下の帯域幅が 44.8 nm のものが得られた。

x偏光とy偏光に対する結合係数の大きさ

は、結合部の断面形状が円形の場合は $C_x > C_y$ 、眼鏡形の場合は $C_x < C_y$ となり、楕円形では $C_x \cong C_y$ となって偏光依存性がほとんど 無い場合のあることがわかった。

残された問題は、融着の弱い偏光ビーム スプリッタを安定に製作する方法を開発す ることである。融着の弱い偏光ビームスプ リッタは広帯域となるが、結合を始めてか ら停止するまでの時間が短く、延伸を停止 する位置を決めるのが困難で、正確な延伸 停止位置を決める方法を求める必要があ る。また、偏光ビームスプリッタの動作波 長域を制御することは困難であるために、 製作後に動作波長域を調節する方法を開発 する必要がある。

#### 参考文献

- M. S. Yataki, D. N. Payne and M. P. Varnham, "All-fibre polarising beamsplitter," Electron. Lett., vol. 21, no. 6, pp. 249-251, Mar. 1985.
- (2) T. Brincheno and V. Baker, "All-fibre polarising splitter/combiner," Electron. Lett., vol. 21, no. 6, pp. 251-252, Mar. 1985.
- (3) I. Yokohama, K. Okamoto and J. Noda, "Fiber-optic polarising beam splitter employing birefringent-fibre coupler," Electron. Lett., vol. 21, no. 10, pp. 415-416, May 1985.
- (4) K. Morishita, and K. Takashina, "Polarization properties of fused fiber couplers and polarizing beamsplitters," J. Lightwave Technol., vol. 9, no. 11, pp. 1503-1507, Nov. 1991.
- (5) C. W. Wu, T. L. Wu and H. C. Chang, "A novel fabrication method for all-fiber, weakly fused, polarization beamsplitters," IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 7, no. 7, pp. 786-788, July 1995.

輻射科学研究会資料 RS02-18

## 有限要素法による静磁表面波の伝送電力依存特性解析

Numerical Analysis of Power-Dependence of Magnetostatic Surface Wave Propagation by Finite Element Method

## 上田哲也, 上田佳子, 島崎仁司

京都工芸繊維大学 工芸学部 電子情報工学科

## 堤 誠

福井工業大学 工学部 宇宙通信工学科

## 平成 15 年 3 月 12 日

於 大阪電気通信大学寝屋川キャンパス



図1 解析のモデル

### 1 まえがき

最近,イットリウム・鉄・ガーネット (YIG) 薄膜に沿って伝搬する静磁波ソリトンを含む非線形波動 の伝搬に関する研究が行なわれている [1-8].静磁波の非線形特性を対象とするこれまでの理論解析の多 くは,摂動法によって与えられる非線形シュレディンガー方程式を出発点としているが、非線形効果が 大きく,横方向の電磁界分布に影響を与える程顕著な場合や、多層導波路系の結合問題における強結合 の場合においては、同解析手法では取り扱うことができない.一方で、有限要素法を用いたフェライト 中のマイクロ波伝搬特性解析においては、マクスウェル方程式から直接定式化を行ったものは数多くあ るが [12],その多くは静磁波を対象としたものではない.一方で、有限要素法により静磁波を取り扱っ た報告の多くは静磁近似を仮定した場合である [9-11].しかしながら、これらはいずれも線形解析であ り、フェライト中における磁化の持つ非線形効果を考慮してマイクロ波伝搬の解析を行った例は、有限 要素法を用いた場合に関しては、これまで報告されていない.

本稿では、有限要素法を用いて、2次元モデルにおいて、フェライトのもつ非線形効果による横方向 電磁界分布の電力依存性を考慮しつつ、フェライト薄膜導波路に沿って伝搬するマイクロ波の分散特性 を調べることを目的としている.

## 2 解析のモデルおよび基礎方程式

本稿で取り扱う解析のモデルおよび座標系を図1に示す. z方向に直流磁界  $H_0$  が印加され,  $H_0$  による飽和磁化  $M_0$  をもつ厚さ a, 比誘電率  $\epsilon_r$  のフェライト薄膜に沿って y方向に伝搬する表面波のモデル を考える. このとき,フェライト薄膜は上下に,それぞれ厚さ  $b_c$ ,  $b_s$ , 比誘電率  $\epsilon_c$ ,  $\epsilon_s$  の2 枚の誘電体層 で挟まれており,その外側には完全導体で遮蔽されているとする. 但し,本稿では 2 次元モデルを考え, z方向に対して物理量は一様であると仮定する. このとき,このモデルに沿って伝搬する電磁界の線形 モードは TE 波と TM 波に分けられる. しかし,このうち TM 波はフェライトの透磁率テンソルに無関 係であるので,ここでは TE 波のみを考えるものとする.

本稿の解析の基礎となる方程式はマクスウェルの方程式およびフェライトにおける磁化に対する歳差

運動方程式である.まず、TE波に対するマクスウェルの方程式は次式のように与えられる.

$$\begin{cases} \frac{\partial E_z}{\partial y} = -\frac{\partial B_x}{\partial t} \\ -\frac{\partial E_z}{\partial x} = -\frac{\partial B_y}{\partial t} \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} \end{cases}$$

但し、 $\epsilon_0$ は真空中の誘電率、 $\epsilon$ は比誘電率であり、誘電体領域 (I) では $\epsilon_c$ 、フェライト領域 (II) で $\epsilon_r$ 、誘 電体領域 (III)で $\epsilon_s$  を取るものとする、一方、磁化に対する歳差運動方程式は、スピン間の交換相互作用 および緩和現象の効果を無視すると次式で与えられる.

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \mu_0 (\mathbf{M} \times \mathbf{H}) \tag{2}$$

(1)

但し, M はフェライト中の磁化ベクトル,  $\mu_0$  は真空中の透磁率,  $\gamma$  は磁気回転比を表す.式 (2) において, 1 次の振動成分と非線形項とを分離し、次のように表すものとする.

$$\frac{\partial}{\partial t}M_x + \gamma\mu_0(M_yH_0 - H_yM_0) = N_A$$

$$\frac{\partial}{\partial t}M_y + \gamma\mu_0(M_0H_x - H_0M_x) = N_B$$
(3)

但し, N<sub>A</sub> および N<sub>B</sub> は非線形効果を表す項である.このとき、フェライト中の波動方程式は次式のように表される.

$$\begin{bmatrix} \left(\omega_0^2 + \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right) - \frac{\varepsilon_r}{c^2} \left(\omega_b^2 + \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) \frac{\partial^2}{\partial t^2} \end{bmatrix} H_y \\
= \begin{bmatrix} -\frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} - \omega_h \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\epsilon}{c^2} \omega_b \frac{\partial^2}{\partial t^2} \end{bmatrix} N_A + \begin{bmatrix} \omega_h \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^3}{\partial t^3} \end{bmatrix} N_B \tag{4}$$

但し

$$\omega_h = \gamma \mu_0 H_0, \quad \omega_m = \gamma \mu_0 M_0, \quad \omega_0 = \sqrt{\omega_h (\omega_h + \omega_m)}, \quad \omega_b = \omega_h + \omega_m \tag{5}$$

である.また、磁東密度成分  $B_x$  は次式により磁界成分  $H_y$  と関係づけられる.

$$\frac{1}{\mu_{0}} \left[ \left( \omega_{h}^{2} + \frac{\partial^{2}}{\partial t^{2}} \right) \frac{\partial^{2}}{\partial y^{2}} - \frac{\epsilon}{c^{2}} \left( \omega_{0}^{2} + \frac{\partial^{2}}{\partial t^{2}} \right) \frac{\partial^{2}}{\partial t^{2}} \right] B_{x} = \\ \left[ \left( \omega_{0}^{2} + \frac{\partial^{2}}{\partial t^{2}} \right) \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} + \omega_{m} \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial^{2}}{\partial y^{2}} \right] H_{y} + \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial^{2}}{\partial y^{2}} N_{A} - \omega_{h} \frac{\partial^{2}}{\partial y^{2}} N_{B}$$
(6)

一方,空気中および誘電体中の波動方程式は次式で与えられる.

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) H_y = 0 \tag{7}$$

このとき、磁東密度成分 B<sub>x</sub> は次式により磁界成分 H<sub>y</sub> と関係づけられる.

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} - \frac{\epsilon}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)B_x = \mu_0 \frac{\partial}{\partial x}\frac{\partial}{\partial y}H_y \tag{8}$$



## 3 フェライト中の非線形効果

フェライト領域中の磁化は,既に前節で示したように式(2)により記述される。この歳差運動方程式 の両辺に対してベクトルMとの内積を取ることにより,磁化の大きさが保存量であることが容易に示さ れる.

 $\frac{d}{dt}|\mathbf{M}|^2 = 0$ 

(9)

大きさが保存量である飽和磁化 M において, 振動振幅もしくは歳差角が小さく, 線形近似で扱える場合, 磁化の振動成分は軸に対して垂直な平面上にのみ現われ, 軸方向成分は無視できる. 一方, 磁化運動の歳差角が大きくなると, 図2 に示すように回転軸方向に振動振幅の2 次のオーダで直流成分と高調 波成分を持つようになる. この直流成分は, 図 2(a) に示すように, 歳差角が大きくなると回転軸方向の 直流磁化成分が減少することを表し, 一方, 第2 高調波成分は, 回転軸に垂直な平面内の成分  $M_x, M_y$  の大きさが等しくない楕円運動の場合に生じるものである. さらに, 磁化のもつ2 次オーダの非線形項 は, 式 (2) の右辺を介して, 磁界 H とのベクトル積により, より高次の非線形項を生成することが式 (2) より容易に理解できる. このように磁化が高調波成分を持つようになると, 電磁波の高調波成分も それに伴って生じると考えられるが, 印加直流磁界と動作周波数との関係を適当に選ぶことにより, 主要な非線形現象が選別できる (図3 参照)[13]. ここではこの非線形現象の分類の詳細については述べず, 結果だけを示す. 2 次の非線形現象が顕著に現われる Suhl の第1 過程 (3 マグノン過程) は, 動作周波数 f が 2fh  $\leq$  f の領域において現われ, 3 次の非線形現象が顕著に現われる Suhl の第2 過程 (4 マグノン 過程) は fh  $\leq$  f  $\leq$  2fh の条件が満たされる場合に現われることが知られている. ここで, fh は強磁性共鳴周波数であり, fh  $= \gamma \mu_0 H_0/2\pi$  である. 本稿では, 特に基本周波数成分に現われる非線形効果として最低次の3 次の非線形効果に注目し, その非線形効果を定量的に取り扱う.

まず、式 (3) の右辺に現れる磁化の非線形項  $N_A$ ,  $N_B$  およびそれによって励振する電磁波成分について以下のような仮定を行う.まず、任意の物理量 A において n 次の非線形項で周波数  $\omega$  をもつ成分  $A^{(n)}_{\omega}(\mathbf{r},t)$  を

$$A_{\omega}^{(n)}(r,t) = A^{(n)}(r,\omega)e^{j\omega t} + c.c.$$

(10)

と置く、但し、c.c. は複素共役を表すものとする.

このとき,電磁波の第2高調波成分は,磁化の第2高調波成分の発生にともない生じると考えられるが,位相整合条件が十分に満足しない限り,大きく成長しないことから,以下では励起しないと仮定し,



無視する.また、本稿では、式 (3) に現れる非線形効果のうち、特に基本周波数成分に現われる効果の みを考慮するが、飽和磁化 M の持つ非線形項のうち、基本周波数成分である最低次の項は 3 次の非線 形項であり、特に基本周波数成分  $N_A^{(3)}(r,\omega), N_B^{(3)}(r,\omega)$  は次式のように表される [2,7].

$$\begin{cases} N_A^{(3)}(\boldsymbol{r},\omega) = \mu_0 \gamma \{ H_y^{(1)}(\boldsymbol{r},\omega) M_z(\boldsymbol{r},0)^{(2)} + H_y^{*(1)}(\boldsymbol{r},\omega) M_z(\boldsymbol{r},2\omega)^{(2)} \} \\ N_B^{(3)}(\boldsymbol{r},\omega) = -\mu_0 \gamma \{ M_z(\boldsymbol{r},0)^{(2)} H_x^{(1)}(\boldsymbol{r},\omega) + M_z(\boldsymbol{r},2\omega)^{(2)} H_x^{*(1)}(\boldsymbol{r},\omega) \} \end{cases}$$
(11)

ここで、上式に現れる 2 次の非線形項  $M_z(r,0)^{(2)}$  および  $M_z(r,2\omega)^{(2)}$  は、磁化に対する保存則の式 (9) から、 $H_y^{(1)}(r,\omega)$ を用いて表すことができる。従って、 $N_A^{(3)}(r,\omega)$ および  $N_B^{(3)}(r,\omega)$ は、それぞれ  $H_y^{(1)}(r,\omega)$ を用いて表すことができる。以下では近似的ではあるが、式 (11) において上肩添字 (1) をも つ線形項振幅  $H_y^{(1)}(r,\omega)$ を、非線形効果を含む基本周波数成分の振幅  $H_y(r,\omega)$ と置き換え、式 (11) を 定義し直すことにする。

## 4 有限要素法

本節では,前節で示した各領域における波動方程式および境界条件に対してガレルキン法 [9,10] を適用することにより,フェライトスラブ非線形導波路に対する分散関係の導出を行う.

まず、図2に示すようにx方向断面を2次線素を用いて分割し、各要素内の磁界を要素内接点でのy方向磁界成分の値 $H_{ui}$ (i = 1, 2, 3)で展開する.これは次式のように表される.

$$\bar{H}_{y}(x) = \{N(x)\}^{t} \begin{bmatrix} \bar{H}_{y1} \\ \bar{H}_{y2} \\ \bar{H}_{y3} \end{bmatrix} = \{N(x)\}^{t} \{\bar{H}_{y}^{(e)}\}$$

$$\{N(x)\}^{t} = [N_{1}, N_{2}, N_{2}]$$
(12)
(13)

$$N_1 = L_1(2L_1 - 1), \quad N_2 = 4L_1L_2, \quad N_3 = L_2(2L_2 - 1),$$
  

$$L_1 = (x_3 - x)/l, \quad L_2 = (x - x_1)/l, \quad l = x_3 - x_1$$
(14)

本稿では、定常状態を取り扱うので、電磁界の物理量は時間および伝搬方向に対して $e^{j(\omega t - \beta y)}$ に従っ て変化するものと仮定する.このとき、各領域における波動方程式(4)および(7)は、xに関する非線形 常微分方程式となる.一方、境界条件としては、磁界の接線成分 $H_y$ および磁束密度の法線成分 $B_x$ の 連続条件を用いる.以上のような手続きにより、次のような行列方程式を得る.

$$\{\bar{H}_{y}\}^{t} \{-[M_{1}] - [M_{2}] - [M_{3}] + [K_{1}] + [K_{2}] + [K_{3}] - [F_{2}] - [G_{2a}] - [G_{2b}] + [G_{2c}] + [G_{2d}] \} \{\bar{H}_{y}\} = 0$$
(15)

但し,

.

但し,

$$\begin{split} &[M_{1}] = \sum_{(I)} \int_{x_{1}}^{x_{3}} \left[ \frac{1}{p_{s}^{2}} \left\{ \frac{\partial\{N\}}{\partial x} \right\} \left\{ \frac{\partial\{N\}^{t}}{\partial x} \right\} \right] dx, \qquad [M_{2}] = \sum_{(II)} \int_{x_{1}}^{x_{3}} \left[ \frac{\mu}{Q_{\mu}^{2}} \left\{ \frac{\partial\{N\}}{\partial x} \right\} \left\{ \frac{\partial\{N\}^{t}}{\partial x} \right\} \right] dx \\ &[M_{3}] = \sum_{(III)} \int_{x_{1}}^{x_{3}} \left[ \frac{1}{p_{c}^{2}} \left\{ \frac{\partial\{N\}}{\partial x} \right\} \left\{ \frac{\partial\{N\}^{t}}{\partial x} \right\} \right] dx \\ &[K_{1}] = \sum_{(I)} \int_{x_{1}}^{x_{3}} \left[ \{N\}\{N\}^{t} \right] dx, \quad [K_{2}] = \sum_{(II)} \int_{x_{1}}^{x_{3}} \left[ \mu \frac{Q_{\mu eff}^{2}}{Q_{\mu}^{2}} \{N\}\{N\}^{t} \right] dx, \quad [K_{3}] = \sum_{(III)} \int_{x_{1}}^{x_{3}} \left[ \{N\}\{N\}^{t} \right] dx \\ &[F_{2}] = \sum_{(II)} \int_{x_{1}}^{x_{3}} \left[ \frac{2\kappa\beta}{Q_{\mu}^{2}} \{N\} \left\{ \frac{\partial\{N\}^{t}}{\partial x} \right\} \right] dx \\ &[G_{2a}] = \sum_{(II)} \int_{x_{1}}^{x_{3}} \left[ \frac{2\kappa\beta}{\omega_{m}Q_{\mu}^{2}} \left\{ \frac{\partial\{N\}^{t}}{\partial x} \right\} \{N_{A}^{\prime} \right] dx, \quad [G_{2b}] = \sum_{(II)} \int_{x_{1}}^{x_{3}} \left[ \frac{(\mu-1)\beta}{\omega_{m}Q_{\mu}^{2}} \left\{ \frac{\partial\{N\}^{t}}{\partial x} \right\} j\{N_{B}^{\prime} \right] dx \\ &[G_{2c}] = \sum_{(II)} \int_{x_{1}}^{x_{3}} \left[ \frac{\epsilon_{r}\omega_{b} \left( \frac{\omega}{c} \right)^{2} - \omega_{h}\beta^{2}}{(\omega_{h}^{2} - \omega^{2})Q_{\mu}^{2}} \{N\}^{t} \{N_{A}^{\prime} \} \right] dx, \quad [G_{2d}] = \sum_{(II)} \int_{x_{1}}^{x_{3}} \left[ \frac{\kappa p_{f}^{2}}{\omega_{m}Q_{\mu}^{2}} \{N\}^{t} j\{N_{B}^{\prime} \} \right] dx \tag{16} \\ & \nexists \hbar, \end{split}$$

$$\begin{cases} N_{A} = \{N'_{A}\}\{\bar{H}_{y}\}\\ N_{B} = \{N'_{B}\}\{\bar{H}_{y}\} \end{cases}$$

$$N_{A} = -\frac{\omega_{m}^{2}\kappa}{2M_{0}^{2}\omega Q_{\mu}^{4}} \left[A_{1}\left(\frac{d\bar{H}_{y}}{dx}\right)^{2}\bar{H}_{y} + A_{2}\left(\frac{d\bar{H}_{y}}{dx}\right)(\bar{H}_{y})^{2} + A_{3}\left(\bar{H}_{y}\right)^{3}\right]$$

$$(17)$$

$$N_{B} = -j\frac{\omega_{m}^{3}}{2M_{0}^{2}Q_{\mu}^{6}} \left[ B_{1}\left(\frac{dH_{y}}{dx}\right) + B_{2}\left(\frac{dH_{y}}{dx}\right) \bar{H}_{y} + B_{3}\left(\frac{dH_{y}}{dx}\right) (\bar{H}_{y})^{2} + B_{4}\left(\bar{H}_{y}\right)^{3} \right]$$

$$p_{s}^{2} = \epsilon_{s}\left(\frac{\omega}{c}\right)^{2} - \beta^{2}, \qquad p_{c}^{2} = \epsilon_{c}\left(\frac{\omega}{c}\right)^{2} - \beta^{2}, \qquad p_{f}^{2} = \epsilon_{r}\left(\frac{\omega}{c}\right)^{2} - \beta^{2},$$

$$Q_{\mu_{eff}} = \epsilon_{r}\mu_{eff}\left(\frac{\omega}{c}\right)^{2} - \beta^{2}, \qquad Q_{\mu} = \epsilon_{r}\mu\left(\frac{\omega}{c}\right)^{2} - \beta^{2}, \qquad \mu = \frac{\omega_{0}^{2} - \omega^{2}}{\omega_{h}^{2} - \omega^{2}}, \qquad \mu_{eff} = \frac{\omega_{b}^{2} - \omega^{2}}{\omega_{0}^{2} - \omega^{2}}, \qquad \kappa = \frac{\omega\omega_{m}}{\omega_{h}^{2} - \omega^{2}}$$

$$\begin{split} A_{1} &= (\omega_{h}^{2} + 3\omega^{2})\beta^{2}, \qquad A_{2} = 2\omega\beta \left\{ 4\omega_{h}\beta^{2} - (3\omega_{b} + \omega_{h})\epsilon_{r} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2} \right\} \\ A_{3} &= (3\omega_{h}^{2} + \omega^{2})\beta^{4} - 2\epsilon_{r} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2} (3\omega_{0}^{2} + \omega^{2})\beta^{2} + \epsilon_{r}^{2} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{4} (3\omega_{b}^{2} + \omega^{2}) \\ B_{1} &= (3\omega_{h}^{2} + \omega^{2})\beta^{3}, \qquad B_{2} = 8\omega\omega_{h}\beta^{4} + \epsilon_{r} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2} \left\{ \kappa(3\omega_{h}^{2} + \omega^{2}) - 2\omega(3\omega_{h} + \omega_{b}) \right\} \beta^{2} \\ B_{3} &= \beta \left[ (3\omega^{2} + \omega_{h}^{2})\beta^{4} + 2\epsilon_{r} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2} \left\{ 4\kappa\omega\omega_{h} - (3\omega^{2} + \omega_{0}^{2}) \right\} \beta^{2} + \epsilon_{r}^{2} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{4} \left\{ (3\omega^{2} + \omega_{b}^{2}) - 2\omega\kappa(3\omega_{h} + \omega_{b}) \right\} \\ B_{4} &= \kappa\epsilon_{r} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2} \left\{ (3\omega^{2} + \omega_{h}^{2})\beta^{4} - 2\epsilon_{r} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2} (3\omega^{2} + \omega_{0}^{2})\beta^{2} + \epsilon_{r}^{2} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{4} (3\omega^{2} + \omega_{b}^{2}) \right\} \end{split}$$

式 (15) が本稿で求めるべき有限要素表示式であり、これにより線形状態および非線形状態におけるフェ ライトスラブに沿って伝搬するマイクロ波の分散関係および電磁界分布を求めることができる.

## 5 線形解および収束性

本節では、前節で示された有限要素表示式を解くことにより、線形状態における解の収束性について評価 をおこなう.まず、数値計算に用いられた各パラメータを示す.フェライト中の飽和磁化  $\mu_0 M_0 = 0.175$ T, 内部直流磁界  $\mu_0 H_0 = 0.1$  T, 磁気回転比  $\gamma = 1.76 \times 10^{11}$  rad/s T, 比誘電率  $\epsilon_c = 1$ ,  $\epsilon_r = 15.3$ ,  $\epsilon_s = 7.7$ , 各領域の厚さは  $b_c = 100 \mu$ m,  $a = 100 \mu$ m,  $b_s = 400 \mu$ m とする.まず、各領域の節点数が  $n_{(I)} = 12$ ,  $n_{(II)} = 16$ ,  $n_{(II)} = 12$  とした場合の分散曲線を図 5 に示す.但し、 $n_{(i)}$  (i = I, II, III) は、第 i 領域 の節点数とする.図中において、実線で表されているのは厳密解である.次に、同モデルにおいて、周 波数  $\omega = 5.2 GHz$ における解析領域の節点数を変えた場合に得られる伝搬定数を表1 に示す.表1の結 果より、線素数の増加に対して数値計算結果として得られる伝搬定数が収束していることがわかる.



	<b>衣工 旅来数と舟り秋木</b> 住	
	number of elements	propagation constant $\beta$ [rad/mm]
ĺ	20	11.98348
	40	11.97022
	60	11.96944
	80	11.96931
	100	11.96927
	analytic solution	11.96935

表1 線素数と解の収束性

## 6 分散特性の伝送電力依存性

第3節においても述べたように、YIG 薄膜中を伝搬するマイクロ波の電力が大きくなると、磁化の歳 差運動において非線形効果が顕著に現われ、その結果として電磁波の伝搬特性において伝送電力依存性 が見られるようになる。その一例として静磁波ソリトンの伝搬が挙げられる。このような非線形現象を 取り扱う場合、過渡特性を調べる必要があるが、ここでは、定常状態における分散特性、電磁界分布の 変化についてのみ取り扱い、それらの計算結果の正当性を示すにとどめる。過渡応答特性については、 別の機会に譲ることにする。

ここで、非線形特性の解の正当性を評価するために、非線形 Schrödinger 方程式

$$\left(-jrac{\partial}{\partial z}-rac{1}{2}rac{\partial^2eta}{\partial w^2}rac{\partial^2}{\partial t^2}+N|u|^2
ight)u=0$$

を考える.この式は静磁波の複素振幅 u の時間発展を表す方程式であり,同式中の N は非線形係数であり, $\partial \beta / \partial (|u|^2)$ により定義され,本解析のような定常状態を仮定した解析においても求めることができる.そこで,本解析から求められる非線形係数として

(18)





図7 伝搬定数の電力依存性

$$N_{FEM} = \frac{\beta_{NL} - \beta_L}{|u|^2}$$

(19)

(20)

を定義することにする. 但し、 $\beta_L$ は線形状態における伝搬定数、 $\beta_{NL}$ は、非線形状態における伝搬定数 をそれぞれ表すものとする. また、複素振幅 u をマイクロ波の伝送電力 P[mW/mm] と関係づけること により N を規格化する.

$$P = Z_0 M_0^2 a |u|^2$$

以下では、本解析で得られた結果を示す.まず、静磁波の周波数と非線形係数との関係を図6に示す. 但し、解析を行う際、伝送電力が十分小さい場合として P=10mW/mm とした.図中の実線は、逓減摂 動法により求められた非線形係数を示している.この図より、両者の解析方法において、非線形係数が ほぼ一致しており、本解析の非線形状態における解の有効性が示される.

次に、伝搬定数の電力依存性について、図5と同じパラメータで+2方向に直流磁界を印加した場合の 周波数 5.2GHz と、-2 方向に直流磁界を印加した場合の周波数 5.5GHz の場合についてそれぞれ 2 点ず つ図 7 に示す. 同図において、伝送電力 P の値が小さい場合における勾配が、先の非線形係数 N に相 当する. 図 7(a) の場合、この勾配が P = 100mW/mm 付近より大きく変化していることが分かる. こ れは、摂動法の適用限界を示している. 一方、図 7(b) から (d) においては、それに対して 10 倍程度の 電力を加えない限り、ほぼ直線的な変化となっている. この非線形効果の現れ方の違いは、これらの動



作点に対応する図6中の非線形係数Nの値の相違に対応していることに注意したい. 更に, YIG薄膜中の磁界分布の電力依存性について,図7と同様の場合について図8に示す. この図より, FAモードおよびFMモードの前進波は伝送電力が大きくなるにつれて, YIG薄膜表面に電磁界が集中することが分かる. 一方, FAモードおよびFMモードの後退波は伝送電力の増加にともない,電磁界が導波路の横方向に分散される傾向があることがわかる.

## 7 むすび

本稿では、有限要素法を用いて、フェライトの非線形効果による横方向電磁界分布の電力依存性を考 慮しつつ、YIG 薄膜導波路に沿って伝搬するマイクロ波の分散特性を調べた. このとき、計算結果の正 当性を示すために、線形状態においては、線形解の収束性を示し、非線形効果を考慮した場合について は逓減摂動法による計算結果との比較を行った.本解析手法は、波動の伝搬方向に対して差分法を適用 することにより、過渡応答問題への計算に応用することが可能であり、フェライトデバイスの非線形特 性の数値的評価を行う上で、重要であると考えられる.

## 参考文献

- [1] A.K. Zvezdin and A.F. Popkov, "Contribution to the nonlinear theory of magnetostatic spin waves," Sov. Phys. JETP, vol. 57, no. 2, (Feb. 1983).
- [2] A.D. Boardman, Q. Wang, S.A. Nikitov, J. Shen, W. Chen, D. Mills and J.S. Bao, "Nonlinear magnetostatic surface waves in ferromagnetic films," IEEE Trans. on Magnetics, vol. 30, no.1, pp.14-22 (Jan.1994).
- [3] A.N. Slavin and I.V. Rojdestvenski, "Bright and dark spin wave envelope solitons in magnetic films," IEEE Trans. Magnetics, vol. 30, no. 1, pp. 37–45 (Jan. 1994).
- [4] M. Chen, M.A. Tsankov, J.M. Nash, and C.E. Patton, "Microwave Magnetic-envelope dark solitons in yttrium iron garnet thin films," Phys. Rev. Lett., vol. 70, no. 11, pp. 1707-1710 ( March 1993).
- [5] C.E. Zaspel and A.N. Slavin, "A new model for dark solitons in magnetic films," J. Appl. Phys., vol. 81, no. 8, pp.5159–5161 (April 1997).
- [6] J. M. Nash, P. Kabos, R. Staudinger, and C. E. Patton, "Phase profiles of microwave magnetic envelope solitons," J. Appl. Phys., vol. 83, no. 5, pp.2689–2699 (March 1998)
- [7] T. Ueda and M. Tsutsumi, "Nonlinear response of electromagnetic surface waves in a tangentially magnetized ferrite slab," IEICE Trans. on Electronics, vol. E83-C, no. 10, pp. 1640–1649 (Oct. 2000).
- [8] T. Ueda and M. Tsutsumi, "Nonlinear behavior of magnetostatic surface waves in ferrite-film multilayer structure," IEEE Trans. on Magnetics, vol. 38, no. 5, pp. 3114–3116, (Sept. 2002).
- [9] Yi Long, M. Koshiba, and M. Suzuki "Finite-element solution of planar inhomogeneous waveguides for magnetostatic waves," IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, vol. MTT-35, no. 8, (Aug. 1987).
- [10] M. Koshiba and Yi Long, "Finite-element analysis of magnetostatic wave propagation in a YIG film of finite dimension" IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, vol. 37, no. 11, (Nov. 1989).
- [11] 羽野光夫,近藤元三,栗井郁雄,"有限要素法による静磁前進体積波の励振および伝達問題の解析," 信学論 C-I, vol. J75-C-I, no. 11, pp. 721-729 (Nov. 1992).
- [12] L. Zhou, and L. E. Davis, "Finite-element method with edge elements for waveguides loaded with ferrite magnetized in arbitrary direction," IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, vol. 44, no. 6, (June 1996).
- [13] P. Kabos and V. S. Stalmachov, "Magnetostatic Waves and Their Application," Charpman& Hall, 1994.

輻射科学研究会資料 RS02 - 19

## 不規則導波路系の等価伝搬定数モデル

小見山 彰

大阪電気通信大学

2003 年 3 月 12 日 (於 大阪電気通信大学)

#### 1. まえがき

å

同じ大きさのコアを等間隔に並べた導波路系において、モード波は系全体に広がる.モード波の伝搬定 数は帯状領域に分布し、伝搬定数の領域は固有モードの存在する領域と存在しない領域に明確に分けるこ とができる.コアの大きさをランダムに変えるという乱雑さを導波路系に導入すると、モード波は局在し、 数本のコアに集中する[1].局在モードの伝搬定数は同じ大きさのコアからなる導波路系におけるモード波 の存在領域を越えて分布するようになる.局在モードの平均的な特性は伝搬定数の分布を示す状態密度や モードの広がりを示す局在長等によって表される.

モード波の局在は電子の局在と類似の現象である.電子の波動関数はポテンシャルがランダムに変化する乱雑な系において空間の狭い領域に閉じ込められる [2].電子系の状態密度は電子のエネルギー分布を表し、グリーン関数から求めることができる.乱雑系におけるグリーン関数を求める手法のひとつにコヒーレントポテンシャル近似 [3] があり、電子系に対する有効性はよく知られている.この近似は電子の局在に対するダイアグラム理論 [4] の出発点ともなっている.

本論文において、導波路系に初めてコヒーレントポテンシャル近似を適用し、平均グリーン関数を求める。 グリーン関数から得られた状態密度をモード結合方程式の数値解析結果から得られる状態密度と比較 し、モード波の局在の理解にコヒーレントポテンシャルモデルが有用であることを示す。

#### 2. コヒーレントホテンシャル近似

ランダムに大きさの異なるコアを等間隔に並べた導波路系を考える.各々のコアを1個のモードだけが 伝わっているとし、隣り合ったコア間の結合だけを考慮に入れる.そのとき次のモード結合方程式を書くこ とができる[5].

$$\frac{da_n}{dz} = -j\beta_n a_n - j\kappa(a_{n+1} + a_{n-1}) \tag{1}$$

ここで 2はファイバ軸に沿った距離である.  $a_n$ ,  $\beta_n$ はそれぞれ n 番目のコアにおけるモードの振幅および伝 搬定数である.  $\beta_n$ はコアからコアヘランダムに変動する. その平均を $\beta$ とする. また, 隣り合ったコアの 伝搬定数は統計的に互いに独立であると仮定する.  $\kappa$ はモード結合係数である. グリーン関数Gは伝搬定数 空間(波数空間)において次のように表される.

$$G = G_{\rm o} - G_{\rm o} T G_{\rm o} \tag{2}$$

**G**は行列であり、その(n, m) 要素がグリーン関数 $G(\gamma, n, m)$  である. n, mはそれぞれ観測コア、励振コア であり、 $\gamma$ はモードの伝搬定数である.  $G_{o}$ は同じ大きさのコアを並べた導波路系のグリーン関数であり、そ O(n, m) 要素 $G_{0}(\gamma, n, m)$  は次のように与えられている [6].

$$G_0(\gamma, n, m) = \frac{1}{2\kappa a} \frac{(-u + \sqrt{u^2 - 1})^{-|n - m|}}{\sqrt{u^2 - 1}}$$
(3)

ここでaはコア間隔であり、uは

$$u = \frac{\beta - \gamma}{2\kappa} \tag{4}$$

である. Tは散乱行列である.

$$T = a\varepsilon - a\varepsilon G_{\rm o}T\tag{5}$$

ここで $\epsilon$ は対角行列であり、その(n,n)要素は伝搬定数 $\beta_n$ の $\beta$ からの変動分 $\epsilon_n$ (=  $\beta_n - \beta$ )である. コアからコアヘランダムに伝搬定数が変動する導波路系を伝搬定数が一定の系で置き換える。そのため に先ず各々のコアに伝搬定数 $\beta_n$ を割り当てる、そして伝搬定数 $\beta_n$ をすべてのコアに共通な項 $\beta + \beta_n$ と変動分  $\varepsilon_n - \beta_e$ に分ける.  $\beta_e$ は固体物理学の分野におけるコヒーレントポテンシャルに対応する. 本論文では $\beta_e$ を 等価伝搬定数と呼ぶことにする. 伝搬定数の変動分が $\varepsilon_n - \beta_e$ である導波路系に対する散乱行列を $\overline{T}$ で表す.

$$\overline{T} = a(\varepsilon - \beta_c) - a(\varepsilon - \beta_c)\overline{G}_o\overline{T}$$
(6)

 $\beta_c$ は対角行列であり、すべての対角要素が $\beta_c$ である.  $\overline{G}_o$ はすべてのコアの伝搬定数が $\beta + \beta_c$ である導波路系のグリーン関数であり、その(n,m)要素は $G_0(\gamma - \beta_c, n, m)$ である. グリーン関数Gは次のように表される.

$$G = \overline{G}_{o} - \overline{G}_{o}\overline{T}\,\overline{G}_{o} \tag{7}$$

*l*番目のコアの伝搬定数が $\beta_i$ であり、他のコアの伝搬定数が $\beta + \beta_c$ である導波路系に対する散乱行列を $t_i$ とする.

$$\bar{t}_l = a(\varepsilon_l - \beta_{cl}) - a(\varepsilon_l - \beta_{cl})\overline{G}_o\bar{t}_l$$
(8)

 $\epsilon_l \geq \beta_{cl} o(l,l)$ 要素はそれぞれ $\epsilon_l \geq \beta_c$ であり、他の要素はすべて零である.  $\overline{t}_l$ は逐次代入を繰り返すことにより次のように展開される.

$$\overline{t}_{l} = a(\varepsilon_{l} - \beta_{cl}) - a^{2}(\varepsilon_{l} - \beta_{cl})\overline{G}_{o}(\varepsilon_{l} - \beta_{cl}) + \cdots$$
(9)

この式はもの(*l*,*l*) 要素だけが非零であり、他の要素がすべて零となることを示している. もの(*l*,*l*) 要素は 次のようになる.

$$\overline{t}_l)_{ll} = \frac{a(\varepsilon_l - \beta_c)}{1 + a(\varepsilon_l - \beta_c)G_0(\gamma - \beta_c, l, l)}$$
(10)

散乱行列Tはもを用いて次のように展開される.

А

$$\overline{T} = \sum_{l} \overline{t}_{l} - a \sum_{l} \sum_{p \neq l} \overline{t}_{l} \overline{G}_{o} \overline{t}_{p} + a^{2} \sum_{l} \sum_{p \neq l} \sum_{q \neq p} \overline{t}_{l} \overline{G}_{o} \overline{t}_{p} \overline{G}_{o} \overline{t}_{q} - \cdots$$
(11)

式(11)を式(7)へ代入し、項別に平均を取ることにより、平均グリーン関数<G>は次のようになる、

$$\langle G \rangle = \overline{G}_{o} - \sum_{l} \overline{G}_{o} \langle \overline{t}_{l} \rangle \overline{G}_{o} + a \sum_{l} \sum_{p \neq l} \overline{G}_{o} \langle \overline{t}_{l} \rangle \overline{G}_{o} \langle \overline{t}_{p} \rangle \overline{G}_{o} - \cdots$$
(12)

ここで< $\bar{t}_l \overline{G}_o \bar{t}_p >$ , < $\bar{t}_l \overline{G}_o \bar{t}_p \overline{G}_o \bar{t}_q >$ 等をすべて異なる添字について,隣り合ったコアの伝搬定数が統計的 に互いに独立であるという仮定に基づいて、< $\bar{t}_l > \overline{G}_o < \bar{t}_p >$ , < $\bar{t}_l > \overline{G}_o < \bar{t}_p > \overline{G}_o < \bar{t}_q >$ と置き換え た.等価伝搬定数 $\beta_c$ を次の条件から決める.

$$\langle \bar{t}_l \rangle = 0 \tag{13}$$

この条件は散乱行列 $L_l$ の(l, l)要素(10)が平均的に零となるように $\beta_c$ を決めることを意味する.その結果、式(12)の右辺第2項から第4項は消え、次に第5項が現れる.高次の項を無視し、平均グリーン関数を $\overline{G}_o$ で近似する.

$$\langle G(\gamma, n, m) \rangle = G_0(\gamma - \beta_c, n, m)$$
 (14)

平均グリーン関数はすべてのコアの伝搬定数が $\beta + \beta_c$ である導波路系のグリーン関数で表される.系のランダム性は条件(13)から決まる等価伝搬定数 $\beta_c$ を介して平均グリーン関数に反映される.等価伝搬定数 $\beta_c$ を決める条件(13)は数値計算に便利な次の形に変形することができる.

$$\beta_c = \int \frac{p(\varepsilon_l)\varepsilon_l}{1 + a(\varepsilon_l - \beta_c)G_0(\gamma - \beta_c, l, l)} d\varepsilon_l$$
(15)

2/5

ここで $p(\epsilon_l)$ は伝搬定数の変動分 $\epsilon_l$ の確率密度関数であり、積分はその定義域全体について行う.

### 3. 状態密度

状態密度 (Density of states:DOS) は単位長当たり、単位伝搬定数当たりのモード数として定義され、 グリーン関数の虚部から求めることができる.同じ大きさのコアからなる導波路系の状態密度は次式で与 えられる.

$$D(\gamma) = -\frac{1}{\pi} ImG_0(\gamma, n, n) = \frac{1}{2\pi\kappa a} \frac{1}{\sqrt{1-u^2}}, \quad |u| < 1$$
(16)

状態密度は|u| > 1において零となる. グリーン関数中の平方根に対して $Im\sqrt{u^2 - 1} > 0$ の分岐を用いた. モードは $\beta - 2\kappa$ から $\beta + 2\kappa$ の $\beta$ を中心とする幅4 $\kappa$ の帯状領域に分布する. 状態密度は $u = \pm 1$ で発散する. このことは帯状領域の端 $\beta \pm 2\kappa$ 付近に多くのモードが存在することを示している. ランダムに大きさの異なるコアからなる導波路系の状態密度は式(12)より近似的に次式で与えられる.

$$D(\gamma) = -\frac{1}{\pi} Im G_0(\gamma - \beta_c, n, n)$$
<sup>(17)</sup>

ノメージファイバの漏話に構造のランダムな不完全性が与える効果への関心から、導波路系を構成するコアの平均直径を5 $\mu$ m、間隔を8 $\mu$ m、開口数(NA)を0.24とした、波長0.633 $\mu$ mにおいて1本のコアを6個のLPモードが伝わることができる。測定に用いたイメージファイバでは最高次であるLP<sub>12</sub>モードがコア間の電力移行を引き起こす[7].そこでLP<sub>12</sub>モード間の結合だけを扱う。そのときモード結合係数は $\kappa = 8.68 \times 10^{-4}(1/\mu m)$ となる。伝搬定数 $\beta_n$ は平均 $\beta$ ,分散 $\delta\beta^2$ の正規分布であると仮定する。式(15)の積分は有限の範囲で打ち切って行った。等価伝搬定数 $\beta_c$ は式(15)に逐次法を適用することにより求めた。先ず、式(15)の右辺に $\beta_c$ の初期値を代入し、積分を計算する。その結果新たに得られた $\beta_c$ を再び右辺に代入する。この操作を $\beta_c$ の値が収束するまで繰り返す。 $\beta_c$ の値は少なくとも4桁の精度で求めた。



図1 小さな乱雑さ( $\delta\beta/\kappa = 0.5$ )を持つ導波路系に対する等価伝搬定数 $\beta_c o(a)$ 実部と(b)虚部.

乱雑さが比較的小さい場合の等価伝搬定数 $\beta_c$ を図1に示す. $\beta_c$ は一般的に複素数であるが,  $|u| > 1.5 において<math>\beta_c$ の虚部はu = 0における値のおおよそ $\frac{1}{100}$ 以下となり、実質的には $\beta_c$ を実数と見なすことができる. 図には|u| < 1.5における $\beta_c$ を示した. $\beta_c$ の実部はuについて奇関数、虚部は偶関数となっている.状態密度を図2に示す. $\beta_c$ の値は小さいので、u = 0付近において状態密度への寄与はほとんどない.その結果、u = 0付近において状態密度は同じ大きさのコアからなる系の状態密度に大体一致する. $u = \pm 1$ 付近で $\beta_c$ の効果が状態密度に現れる. $\beta_c$ の虚部の存在により状態密度の発散が消失するとともに、|u| > 1の領域にもモードが現れるようになる.モードの存在領域はおおよそ|u| < 1.5であり、同じ大きさのコアからなる 系の存在領域|u| <1に比べて広がっている.

 $P_{i}$ 

ij





乱雑さが大きい場合の等価伝搬定数 $\beta_c$ を図3に示す.  $|u| > 10において<math>\beta_c$ は実質的に実数となる. 図に は|u| < 3における $\beta_c$ を示した. その範囲において,実部はほぼ直線的に変化している. 一方,虚部はu = 0で最大値を取り,そこから離れるとともに緩やかに減少している.  $\beta_c$ の値は大きいので,状態密度は $\beta_c$  に 強く依存する. 図4に状態密度を示す. 図には|u| < 3の範囲を示したのであるが,モードの存在領域はお およそ|u| < 10に広がっている. 状態密度は乱雑さが小さい場合に $u = \pm 1$ 付近に現れる山を持たず,u = 0で最大値を取り,そこから離れるとともに緩やかに減少する. 乱雑さが大きくなるとともに状態密度は伝搬 定数 $\beta_n$ 自体の分布に近づく.



図3 大きな乱雑さ( $\delta\beta/\kappa = 5$ )を持つ導波路系に対する等価伝搬定数 $\beta_c$ の(a) 実部と(b) 虚部.



図4 大きな乱雑さ ( $\delta 3/\kappa = 5$ )を持つ導波路系の状態密度.

モード結合方程式(1)を行列の固有値問題に変換し、モードの伝搬定数を数値的に求めた、伝搬定数 の度数分布が状態密度を与える。そのようにして求めた状態密度を図5に示す。導波路系のコア数を300と した。モードの広がりに比べて十分大きな系となっていて、伝搬定数に系の端が与える効果をほとんど無視 することができる。状態密度は1000サンプルについて平均化を行った。図5はコヒーレントポテンシャル
近似を用いて求めた図2,図4とよく一致している.このことはコヒーレントポテンシャルモデルが導波路 系に対しても有用であることを示している.



図5 モード結合方程式を数値的に解いて得られた状態密度.

## 4. まとめ

ランダムに大きさの異なるコアからなる導波路系に固体物理学の分野でよく知られているコヒーレント ボテンシャル近似を初めて適用した.その近似により得られた局在モードの状態密度をモード結合方程式 を数値的に解くことによって求めた状態密度と比較することにより、導波路系におけるモード波の局在の理 解にコヒーレントボテンシャルモデルが有用であることを示した.

## 参考文献

- A. Komiyama, "Localization of mode waves in a disordered multi-waveguide system", Opt. Comm., 151, pp.25-30, 1998.
- P.W. Anderson, "Absence of diffusion in certain random lattices", Phys. Rev., 109, pp.1492-1505, 1958.
- P. Soven, "Coherent-potential model of substitutional disordered alloys", Phys. Rev., 156, pp.809-813,1967.
- 4. J. Kroha, T. Kopp and P. Wölfle, "Self-consistent theory of Anderson localization for the tightbinding model with site-diagonal disorder", Phys. Rev. B, 41, pp.888-891, 1990.
- 5. A. W. Snyder, "Coupled-mode theory for optical fibers", J. Opt. Soc. Am., 62, pp.1267-1277, 1972.
- 6. P. Sheng, "Introduction to wave scattering, localization, and mesoscopic phenomena", Academic Press, pp.31-37, 1995.
- A. Komiyama, "Coupling coefficients and coupled power equations describing the crosstalk in an image fiber", Trans. IEICE, E79-C, pp.243-248, 1996.