

論 文

誘電体周期構造を用いた二次元通信媒体と外部空間のマイクロ波ビーム結合

門内 靖明^{†a)} 篠田 裕之[†]

Microwave Beam Coupler between Two-Dimensional Communication Medium and Surrounding Space Using Dielectric Grating

Yasuaki MONNAI^{†a)} and Hiroyuki SHINODA[†]

あらまし 近年, 生活環境中の平面領域(机や壁など)に二次元導波路を組み込み, その表面のマイクロ波近接場を利用して非接触なコピキタス通信を行う二次元通信という概念が提案されている. しかし, 二次元通信ではその原理ゆえに近接場から離れた利用や, 複数の面間にまたがった利用などが困難なため, 結果的に適用範囲がデスクトップ程度に限定されていた. 本論文では二次元通信の適用範囲を空間的に拡張することを目指して, 誘電体周期構造を用いて二次元導波路中のマイクロ波を三次元空間中の指向性ビームに可逆的に変換するアンテナデバイスを提案し, モード結合理論による解析および評価実験を行ってその有効性を確認した.

キーワード 二次元通信, 近接場, グレーティング, アンテナ

1. ま え が き

近年, 有線通信(一次元)と無線通信(三次元)に次ぐ電気通信の新しい物理層として, 二次元導波路(通信シート)表面のマイクロ波近接場を利用して非接触にデバイス間の通信や給電を行う二次元通信という概念が提案されている [1], [2].

二次元通信では, 電波を二次元的に局在させた通信シート上において適当なカプラを用いることで, 干渉性が低く電波漏洩の少ない高速・高セキュリティな無線通信, あるいは無線電力伝送などが可能になると考えられており, 前者については既に実用化も始まっている [3]. このような通信シートを机や壁, あるいは衣服など環境中の面状領域に組み込むことで, それらの面上に分布する数多くのコンピュータやセンサなどのデバイスをワイヤレスでコピキタスネットワーク環境に統合することが可能になると期待されている.

しかし, 二次元通信ではその原理ゆえに通信シートから数 mm 程度離れるだけで通信圏外となるため, 利

用場面によっては必ずしも利便性が高いとは言えない. また通信シートは基本的に単一平面であり, 例えば机と壁のように別々の面間にまたがった通信は困難である. これらの理由から, 二次元通信の適用範囲はこれまでデスクトップ程度に限定されていた.

そこで, 本論文では二次元通信の適用範囲を空間的に拡張することを目指して, 通信シート上に設置された誘電体周期構造から成るアンテナデバイス(グレーティングアンテナ, 図 1)を提案する. グレーティングアンテナによって通信シート中のマイクロ波は空間中の指向性ビームに変換され, また可逆的に空間中のビームは通信シート中を伝搬する波に変換される. アンテナの指向性はグレーティング周期によって調節される. これにより, 例えば通信シートから離れた位置に対しても適宜指向性ビームを伝送することや, 机や壁など複数の面上に組み込まれた通信シート間を指向性ビームによってインターコネクトすることなどが可能になると考えられ, 二次元通信と無線通信(三次元)の両者の長所を融合できるものと期待される.

また, このような手法は適切な材料を選択することで, 近年活発に研究されているミリ波・テラヘルツ波などの超高周波電波の伝送方法としても応用可能であると考えられる. これらの超高周波電波は, 高速な無

[†] 東京大学大学院情報理工学系研究科, 東京都
Graduate School of Information Science and Technology,
The University of Tokyo, Tokyo, 113-8656 Japan
a) E-mail: monnai@alab.t.u-tokyo.ac.jp

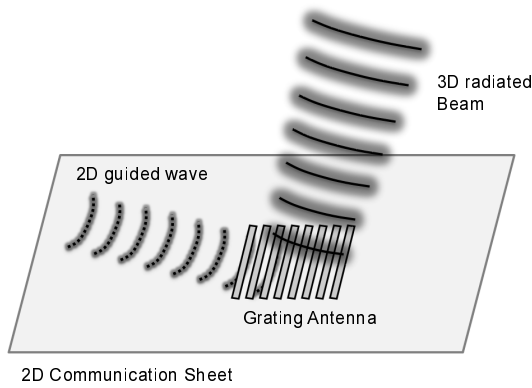


図1 グレーティングアンテナのコンセプト.
Fig.1 Concept of the Grating Antenna.

線通信や各種の計測などへの幅広い応用展開が期待されているが [4]，一般に電波は高周波になるほど直進性が強くなり障害物の背面などで容易に死角が現れるため，超高周波電波による無線通信では現在のマイクロ波による無線 LAN のようなユビキタスが損なわれる可能性が指摘されている [5]．しかし，二次元通信の形態であれば通信シート上においてユビキタ性を確保することができるため，グレーティングアンテナを用いて複数の通信シートを超高周波電波によってインターコネクしていくことで，所望の領域で超高周波電波のユビキタスな利用が可能になると考えられる．

本論文のように導波路表面のグレーティングによって内外の電磁場を結合させる手法は，光導波路に対しては従来より提案されていたが [6]～[10]，本論文では無線 LAN を想定して 5GHz 帯のマイクロ波を対象としている．この際，光ファイバやプレーナ光波回路のような誘電体導波路の場合とは異なり，通信シートに表面電流が存在する電磁場モードを扱うことになる．本論文では，このような通信シートに対するグレーティングアンテナの動作をモード結合理論により解析し，それに基づいた実験から提案手法の有効性を確認する．

2. 動作原理

2.1 導波-放射モード結合

図2に通信シートの基本的な構造を示す．通信シートは導体メッシュ層（上），誘電体層（中），導体グラウンド層（下）の三層構造からなっており，二次元的なマイクロストリップラインとみなすことができる [11]．

導体メッシュの周期は伝送されるマイクロ波の波長よりも十分短い．マイクロ波の伝送方向を x ，通信シートの垂直上方向を z と定め（表面で $z=0$ ）， y 方向に一様性を仮定して xz 面内の二次元電磁場を考える．このとき電磁場の基準モードは，通信シートに波動がトラップされながら伝送される導波モード（ x 方向波数 β_g ）と，空間全域に波動が広がる放射モード（ x 方向波数 β_r ）の二種類に分けられる．それぞれのモード界分布および波数の具体形は付録 (A.1)～(A.9) 式で与えてある．導波モードで伝送されるマイクロ波は通信シート中でほぼ平面波と見なされ，通信シート表面では z 方向に指数減衰する非放射の近接場が形成される．通常の二次元通信ではこの近接場を用いて通信シート内外で信号の授受を行う．

提案するグレーティングアンテナは，図3のように通信シート上に x 方向に並べられた誘電体バーのグレーティングから成る．各バーは近接場を一定の位相差で空間中に散乱するため，波面合成の結果，指向性ビームが放射される．この過程は，誘電率分布の周期摂動下で生じる導波-放射モード結合として解析することができる．このような結合の一般論は文献 [10] において特に詳しく解析されており，付録 (A.10)～(A.22) 式ではそれを本論文の問題設定に適用した結果をまとめている．それによると，波数 β_p のグレーティングによって次の位相整合条件

$$\beta_r \simeq \beta_g + n\beta_p \quad (1)$$

が満たされる導波モード（波数 β_g ）と放射モード（波数 β_r ）の間に効果的な結合が生じる．ただし n は結合次数を表す整数である．モード結合の結果，通信シート中を伝搬する導波モードの振幅はグレーティングの存在する領域中で $e^{-\alpha x}$ の形で x 方向に指数減衰し，その分が放射モードの重ね合わせとして特定の角 θ_n の方向に指向的に放射される．ここで減衰定数 α は

$$\alpha \equiv \sum_n \pi |\chi_{rg}^n|^2 \propto \Delta\varepsilon_p^2 \quad (2)$$

である．ただし χ_{rg}^n は，グレーティング中での導波-放射モード間の重なりを表す量であり，その具体形は付録 (A.17) 式で与えてある． $\Delta\varepsilon_p$ はグレーティングと空間の比誘電率の差であり，これが大きいほど α が大きくなるため，短い距離で多くの放射が生じる．また，放射方向 θ_n は z 軸から測って

$$\theta_n = \sin^{-1} \left(\frac{\beta_r}{\beta_a} \right) \simeq \sin^{-1} \left(\frac{\beta_g + n\beta_p}{\beta_a} \right) \quad (3)$$

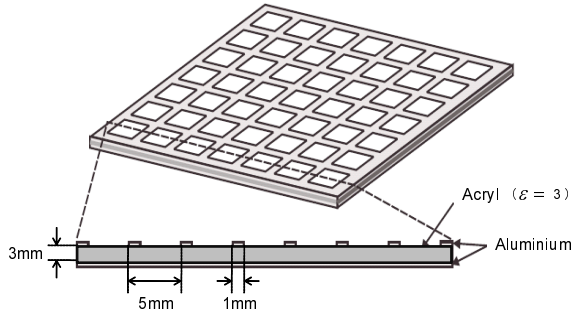


図2 二次元通信シート (2DCS) の基本構造 .
Fig. 2 Basic structure of 2DCS.

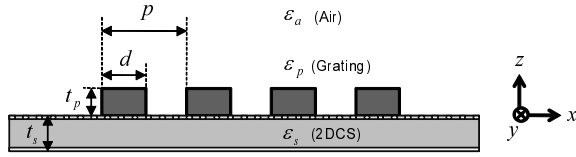


図3 矩形形状グレーティングのパラメータ設定 .
Fig.3 Definition of parameters for a rectangular grating.

と与えられる．ただし β_a は空間中を伝搬するマイクロ波の波数である．(3) 式より, β_p を変化させることで θ_n を調節できることがわかる．特に

$$\max \left(\beta_g - \beta_a, \frac{\beta_g + \beta_a}{2} \right) < \beta_p < \beta_g + \beta_a \quad (4)$$

が成り立つ場合には $n = -1$ の結合のみが生じる．

グレーティングから放射される電場の z 成分を, 付録の解析結果に基づいて計算した例を図4に示す．ただし周波数として 5.6GHz を想定し, 空間中の波数 β_a を 116m^{-1} , 通信シート中の波数 β_g を 215m^{-1} とした．グレーティングについては波数 β_p を 175m^{-1} (周期 p を 36mm), 比誘電率 ε_p を 15, 幅 d を 15mm, 高さ t_p を 3mm として $x > 0$ の半無限長領域に存在するものとしている．図4より, $x < 0$ の方向から $z = 0$ 上を導波されてきた波が $x > 0$ において x 方向に減衰するとともに, z 軸から約 20° の方向に指向的な放射が生じることがわかる．

以上のモード結合の過程は可逆的であるので, 遠方から到来したマイクロ波をグレーティングによって通信シート内に導入することも可能になる．

2.2 アレーアンテナモデル

ここでは N 個の誘電体バーからなる有限長グレーティングアンテナをアレーアンテナとしてモデル化す

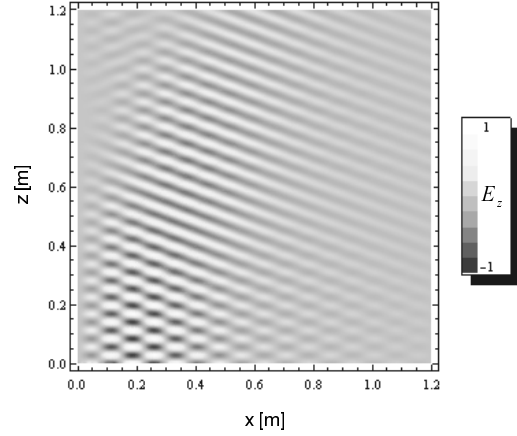


図4 グレーティングからの放射パターン計算値 (E_z 成分) . $(\beta_a, \beta_g, \beta_p) = (116, 215, 175) \text{ m}^{-1}$. グレーティング領域は $x > 0, 0 < z < 3 \text{ mm}$ である .
Fig.4 Calculated radiation pattern from the grating (E_z). $(\beta_a, \beta_g, \beta_p) = (116, 215, 175) \text{ m}^{-1}$. The grating region is $x > 0, 0 < z < 3 \text{ mm}$.

る．各バーは, そこに到達した導波モードのマイクロ波のパワーを位置に依らずに r ($r < 1$) の割合で空間中に散乱し, 散乱された電場は xz 面内においてバーを中心として等方的であると仮定する．グレーティング周期を p ($= 2\pi/\beta_p$) とすると, m ($m = 0, 1, \dots, N-1$) 番目のバーの位置に到達するマイクロ波の位相遅延は $m\beta_g p$, パワー減衰率は $(1-r)^m$ と表される．これより, グレーティングアンテナは次の複素荷重 a_m で駆動される周期 p のアレーアンテナとみなすことができる．

$$a_m = \rho \sqrt{r(1-r)^m} e^{jm\beta_g p} \quad (5)$$

ただし ρ は適当な比例係数である．また N 個のバー全体によるパワー放射率は, 各バーの寄与を合計して

$$P_N = \sum_{m=0}^{N-1} r(1-r)^m = 1 - (1-r)^N \quad (6)$$

と表される．

アレーアンテナからの放射を受信するモデルとして, 図5のようにグレーティングの上空に設置された半波長標準ダイポールアンテナ (受信器) を考える．受信器の位置 (R_0, θ) は左端 ($m = 0$) のバーから測るものとし, 左端のバーからの放射波を最大指向性で受信するものとする．受信器の出力 $F(\theta)$ は, グレーティングの y 方向の幅が狭いと見なせるとき

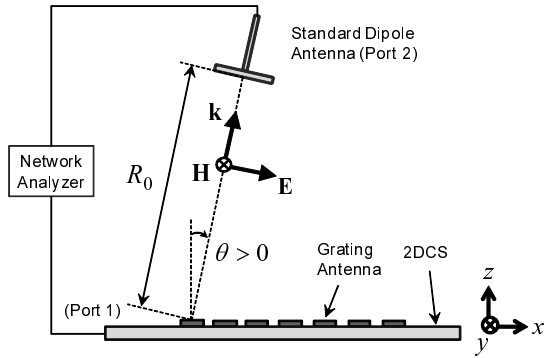


図 5 実験系の概略図.

Fig. 5 Schematic of the experimental setup.

$$F(\theta) = \kappa \sum_{m=0}^{N-1} a_m \frac{e^{j\beta_a R_m(\theta)}}{R_m(\theta)} g_m(\theta) \quad (7)$$

と表される．ただし κ は標準アンテナのアンテナ係数， $R_m(\theta)$ は m 番目のバーから受信器までの距離， $g_m(\theta)$ は m 番目のバーに対する受信器の指向性であり，それぞれ以下のように表される．

$$R_m(\theta) = \sqrt{R_0^2 + (mp)^2 - 2mpR_0 \sin \theta} \quad (8)$$

$$g_m(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \sin \phi_m(\theta)\right)}{\cos \phi_m(\theta)} \quad (9)$$

$$\phi_m(\theta) = \sin^{-1}\left(\frac{mp \cos \theta}{R_m(\theta)}\right) \quad (10)$$

受信器が十分遠方にある場合には，各バーから受信器に到達する放射波面を平行と見なせるため， $F(\theta)$ は

$$F(\theta) \simeq \kappa \frac{e^{j\beta_a R_0}}{R_0} f(\theta)g(\theta) \quad (11)$$

と簡化される．ただし $f(\theta)$ はアレーアンテナの遠方での指向性を表すアレーファクタ

$$f(\theta) = \sum_{m=0}^{N-1} a_m e^{-j\beta_a mp \sin \theta} \quad (12)$$

であり，そのピーク方向は (3) 式と同一になる．以降の実験系では，室内環境での利用を想定して受信器を近くに設置しているため，(7) 式を受信モデルとして採用する．

3. 実験装置

3.1 グレーティング誘電率の設定

(2) 式より，グレーティング領域内での導波モード

の減衰長 γ を $\gamma \equiv 1/\alpha$ と定義する．グレーティング全長が γ よりも十分長ければ，導波モードの電力の大部分を放射モードに変換することができる．ただしグレーティングが Bragg 条件を満たす場合には通信シート中で反射が大きくなる．(2) 式より $\gamma \propto \Delta\epsilon_p^{-2}$ であるから，グレーティングの誘電率を大きくすれば，短い距離でより多くの電力を放射することができる．しかし，その場合には放射に寄与する誘電体バーの数が少なくなり，放射時の開口が小さくなるため指向性が低くなる．一方，逆に誘電率を下げれば，十分な電力を放射するために必要なグレーティング全長は長くなるが，放射開口も大きくなるため指向性が高くなる．つまり，与えられた周波数の下でグレーティング全長の短さと指向性の高さはトレードオフ関係にあり，そのバランスをグレーティングの誘電率によって調節することができる．本論文の実験では無線 LAN を想定して 5GHz 帯のマイクロ波に対して γ が数百 mm のオーダーとなるように，グレーティングの比誘電率 ϵ_p を約 15 とした．伝送周波数をさらに高周波化すれば，より短い全長でより高い指向性を実現できると考えられる．

3.2 実験系の構成

図 5 にグレーティングアンテナからの放射を測定する実験系の概略図を示す．通信シートの構成は図 2 で示されたように導体メッシュ層（上），誘電体層（中），導体グラウンド層（下）からなっており， xyz 各方向の長さを 800mm×500mm×3mm とした．誘電体層としては 3mm 厚の亚克力を用いた．その比誘電率 ϵ_s は 5GHz 帯で約 3 であるので，その中での伝送波長 $\lambda_s (= 2\pi/\beta_g)$ は約 30mm となる．表面の導体メッシュ層，および裏面の導体層としては厚さ 50 μ m の PET フィルム上に厚さ 9 μ m のアルミ層を備えたものを用いた．メッシュは幅 1mm，周期 5mm のラインで構成されており，いずれも λ_s よりも十分小さい．グレーティングの誘電体としては 5GHz 帯で比誘電率 ϵ_p が 15.6 となる高誘電率材料（ポリプラスチック，P1210A）を用い，それを xyz 各方向の長さが 15mm×100mm×3mm の直方体バーに加工して， N ($N = 0 \sim 9$) 個を通信シート上に x 方向に周期 p で並べた．ただし p は λ_s と同程度の大きさのパラメータである．ポート 1 は，通信シートと整合して y 方向にグレーティングと同程度の幅を持つ指数型のテーパ線路であり，通信シート中にマイクロ波を導入する．ポート 2 はグレーティング上方に設置された 5GHz 帯

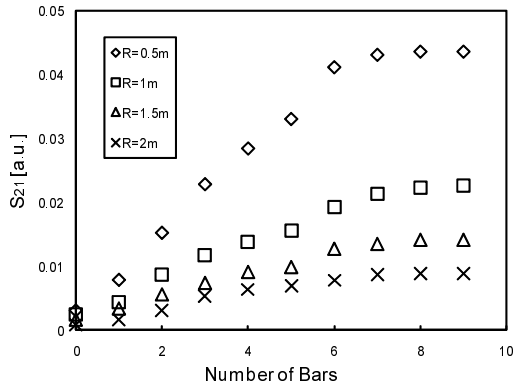


図 6 誘電体バー数に対する S_{21} の変化. $p/\lambda_s = 0.88$, $\theta = 0^\circ$ とし, R_0 は 0.5 から 2m の間の 4 種類 (4 種類のマーカーに対応) について表示.

Fig. 6 Measured S_{21} as a function of the number of dielectric bars in the grating where $p/\lambda_s = 0.88$ and $\theta = 0^\circ$ for four different values of R_0 from 0.5 to 2m (corresponding to the four markers).

の標準ダイポールアンテナ (アンリツ, MA5612C) であり, 放射されたマイクロ波をグレーティングの左端から距離 R_0 , 角度 θ の位置で受信する. 放射波の電場は xz 面に対して平行, 磁場は垂直となる. 標準アンテナの向きは, 図 5 のように左端のバーからの放射波の電場を最大指向性で受信する向きとした. 実験ではポート 1, 2 間の S パラメータをネットワークアナライザ (Agilent, E5071B) を用いて測定した. その際, 対象周波数は標準アンテナの感度が最高となった 5.568GHz (アンテナ係数 $\kappa = 43.7\text{dB}(1/\text{m})$) に固定した. このとき, 通信シートを介してポート 1 の対面にポート 3 を設置し, ポート 1, 3 間の伝搬時間から伝送波長 λ_s を求めると 31mm となった. これより, 周期 p について $0.63 < p/\lambda_s < 1.25$ であれば導波-放射モード結合がシングルとなる条件 (4) 式が満たされる.

4. 実験結果および考察

4.1 誘電体バーによる放射の確認

図 6 に S_{21} (ポート 1, 2 間の振幅透過率) をグレーティング中の誘電体バーの個数の関数として測定した結果を示す. ここではグレーティング周期は $p/\lambda_s = 0.88$, 標準アンテナの角度は $\theta = 0^\circ$ とし, 誘電体バーの個数 N を左端から一つずつ増やしていったときの S_{21} の変化を $R_0 = 0.5 \sim 2\text{m}$ の 4 点 (4 種類のマーカーに対応) で測定した. いずれの R_0 におい

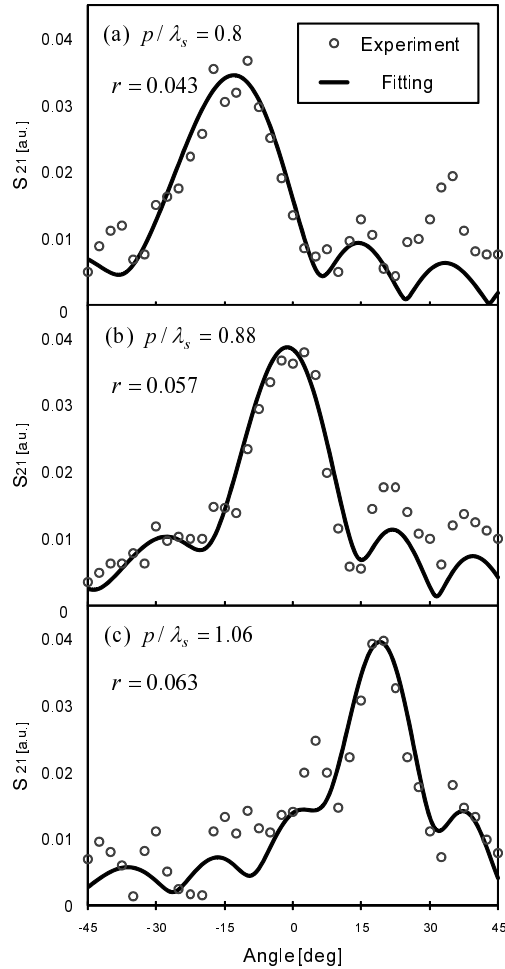


図 7 グレーティングからの放射の指向性. S_{21} の測定値 (丸) とフィッティング結果 (実線). $N = 7$, $R_0 = 0.5\text{m}$ のもとで周期 p/λ_s を (a) 0.8, (b) 0.88, (c) 1.06 と変化させている.

Fig. 7 Directivity of the radiation from the grating. Experimental results (circles) and simulation results (solid lines). $N = 7$, $R_0 = 0.5\text{m}$ and the period p/λ_s is changed as (a) 0.8, (b) 0.88, (c) 1.06.

ても S_{21} は N とともに増加し, $N = 7$ でほぼ一定になった. 後段にあるバーからの放射ほど放射量が減少するとともに, 標準アンテナに対する指向性が低下して距離も離れるため, S_{21} の飽和が観察されるものと考えられる. (7) 式のモデルをこの結果に適用して一つのバー当たりのパワー放射率 r と比例係数 ρ を最小二乗推定したところ $r = 0.057$, $\rho = 0.09$ V を得た. この間, S_{11} (ポート 1 における反射係数) の値は

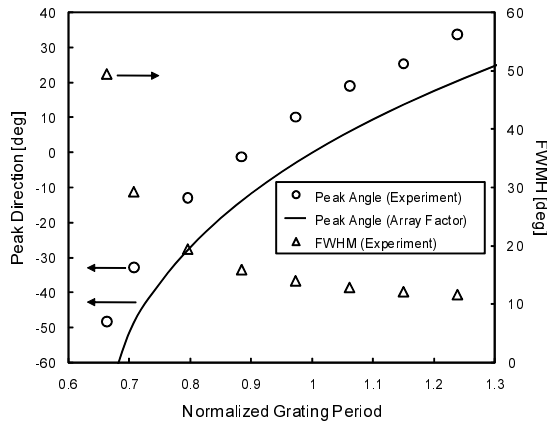


図 8 グレーティング周期に対する放射角 (丸, 左軸) と半値全幅 (三角, 右軸) の変化. 実線 (左軸) はアレーファクタのピーク方向.

Fig. 8 Radiation angles (circles, left axis) and FWHM (triangles, right axis) as a function of the grating period. The solid line (left axis) shows the peak direction of the array factor.

バー数によって 0.08 から 0.14 の範囲で多少の変動はあるものの, ほぼ 0.1 程度で一定となった. 通信シートのサイズは有限であり, 内部に定在波が生じるため $N = 0$ (バーなし) の場合でも S_{11} は 0.1 程度の値を示す. バー数が増えても, Bragg 条件が不成立であれば各バーからの反射波の位相が揃わないため, その影響は目立たないものと考えられる. また, 以上の実験において $S_{21} = S_{12}$ が常に成り立つこと (系の可逆性) も確認された.

4.2 放射の指向性とパワー放射率

図 7 の (a) ~ (c) にグレーティング周期と放射の指向性の関係を測定した結果を示す. 丸点は各 θ において測定された S_{21} を表し, 実線は一つのバー当たりのパワー放射率 r をパラメータとして (7) 式によってフィッティングした結果を表す. ここでは誘電体バー数 $N = 7$ とし, R_0 を 0.5m, θ の範囲を $-45^\circ \sim 45^\circ$ としている. グレーティング周期を $p/\lambda_s = 0.8, 0.88, 1.06$ と変えていくことで, 放射のピーク方向がそれぞれ $\theta = -13^\circ, -1^\circ, 19^\circ$ に明瞭に変化した. またピークの広がりやグレーティング周期が大きくなるほど狭くなる様子が観察された. フィッティングにより得られた一つのバー当たりの放射率はそれぞれ $r = 0.043, 0.057, 0.063$ となった.

同様の手順でさらに様々なグレーティング周期に対

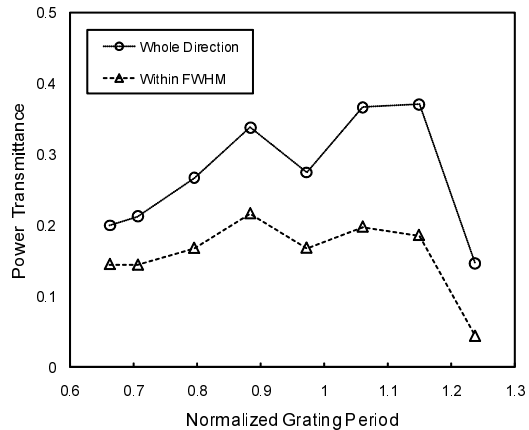


図 9 グレーティング周期に対するパワー放射率の変化. 全方向への放射率 (丸) と半値全幅以内への放射率 (三角).

Fig. 9 Radiation power transmittance as a function of the grating period. Whole direction (circles) and within FWHM (triangles).

して指向性を測定した結果を図 8 にまとめる. ここでは放射ピークの頂点を与える角度を放射角と定義して丸点 (左軸参照) でプロットした. これより, グレーティング周期を $p/\lambda_s = 0.66 \sim 1.24$ の範囲で変化させることで放射角を $\theta = -48^\circ \sim 34^\circ$ の間の約 80° 幅で連続的に変化させられることがわかった. また図中の実線 (左軸参照) は (3) 式から得られたものであり, アレーファクタのピーク方向を表す. 実験において受信器は十分遠方ではなく, また個々のバーからの放射も多少の指向性を持つため両者は一致しないが, グレーティング周期に対してほぼ同様の傾向を示すことがわかった. 図中の三角点 (右軸参照) は指向性ピークパワーの半値全幅 (FWHM) を示す. グレーティング周期が大きいくほど放射時の開口が大きくなるため, 半値全幅が狭く鋭い指向性が得られることがわかった.

図 9 に通信シートに入力された全パワーに対するグレーティングアンテナ全体のパワー放射率をグレーティング周期の関数として示す. 丸点は全方向へのパワー放射率を (6) 式によって計算したものである. ただし r の値としては, 各グレーティング周期における指向性の測定結果に対するフィッティングパラメータを用いた. 三角点は半値全幅以内に集中していたパワー放射率である. これより $p/\lambda_s = 0.66 \sim 1.24$ の範囲で 15 ~ 40% 程度のパワーがグレーティングから全方向に放射されており, そのうちの 50 ~ 70% が半値全幅の

方向に集中していたと見積もられる。 $p/\lambda_s = 0.97$ では通信シート中で Bragg 反射の影響が大きくなるため、放射効率に谷が生じているものと考えられる。

5. むすび

誘電体周期構造からなるグレーティングアンテナによって、二次元通信シート中のマイクロ波を空間中の指向性ビームに可逆的に変換する手法を提案した。提案手法は二次元通信の適用範囲を空間的に拡張するとともに、ミリ波・テラヘルツ波のコピキタスな利用を実現する可能性も秘めている。モード結合理論による解析を行い、各パラメータの設計指針を得た。また実験により、グレーティングの周期を調節することで放射の指向性が約 80° の幅で可変であり、導波モードの $15\sim 40\%$ のパワーを空中に放射可能なことがわかった。誘電率を下げてより多くの誘電体バーを放射に寄与させることで、さらに強い指向性が得られると考えられる。その際必要となるグレーティング全長は、今後伝送周波数を高周波化することで短縮可能である。各パラメータの詳細な最適化、および三次元的な指向性制御は今後の課題である。

謝辞 本研究の一部は、独立行政法人情報通信研究機構 (NICT) の委託研究 13701 および科研費 18206046 の助成によるものである。

文 献

- [1] Y. Makino, K. Minamizawa, and H. Shinoda, "Sensor Networking Using Two-Dimensional Electromagnetic Wave", Proc. IEEE 22nd Sensor Symposium, pp.83-88, 2005
- [2] 篠田裕之, 素材表面に形成する高速センサネットワーク, 計測制御, vol.42, no.2, pp98-103, 2007
- [3] (株)イトーキ LAN Sheet ㊔
<http://www.itoki.jp/lansheet/index.html>
- [4] M. Tonouchi, "Cutting-edge terahertz technology", Nature Photonics, vol.1, no.2, pp.97 - 105, 2007
- [5] 斗内政吉 (監修), テラヘルツテクノロジー動向調査委員会 (編), テラヘルツ技術, オーム社, 東京, 2006
- [6] M. L. Dakss, L. Kuhn, P. F. Heidrich, and B. A. Scott, "Grating coupler for efficient excitation of optical guided waves in thin films", Appl. Phys. Lett., vol.16, no.12, pp523-525, 1970
- [7] T. Tamir and S. T. Peng, "Analysis and Design of Grating Couplers", Appl. Phys. A, vol.14, no.3, pp235-254, 1977
- [8] A. Yariv, M. Nakamura, "Periodic Structures for Integrated Optics", IEEE J. Quantum Electron., vol.QE-13, no.4, pp.233-253, 1977
- [9] T. Suhara, H. Nishihara "Integrated Optics Components and Devices Using Periodic Structures", IEEE J. Quantum Electron., vol.QE-22, no.6, pp.845-pp.867, 1986
- [10] 西原浩, 春名正光, 栖原 敏明, 光集積回路 (改訂増補版), オーム社, 東京, 1993
- [11] H. Shinoda, Y. Makino, N. Yamahira, and H. Itai, "Surface Sensor Network Using Inductive Signal Transmission Layer", Proc. INSS 2007, Braunschweig, Germany, pp.201-206, 2007
- [12] S. L. Chuang, "A coupled-mode theory for multi-waveguide systems satisfying the reciprocity theorem and power conservation", IEEE J. Lightwave Technol., vol.LT-5, no.1, pp.174-183, 1987
- [13] 沢新之輔, 富永哲史, "放射モードを含めた高精度モード結合理論とその応用", 信学論 (C), vol.J72-C-I, no.11, pp.820-828, 1989

付 録

ここでは通信シート中のマイクロ波の基準モードを導出し、グレーティングを設置した場合のモード結合を文献 [10] に基づいて解析する。系の設定は 2.1 節に準じている。以下では ϵ_0 は真空の誘電率、 μ は系の透磁率、 ω はマイクロ波の角周波数とする。各基準モードは通信シートのメッシュ周期で高調波展開できるが、通信シート内外の平均的な電磁場強度を求める場合にはメッシュを空間平均して考えれば十分である。

0.1 通信シートの導波モード

二次元通信で基本的な導波モードである準 TEM モードは、通信シートの内側ではほぼ一樣な平面波となり、外側で z 方向に指数減衰する近接場を形成する。通信シート内外の電場の z 成分を

$$E_{gz}(x, z, t) = E_{gz}(z)e^{j(\beta_g x - \omega t)} \quad (\text{A}\cdot 1)$$

と表す。ただし β_g は x 方向の波数である。通信シートのグラウンド、表面、および遠方における境界条件を考慮すると、 $E_{gz}(z)$ は適当な係数 E_{g0} を用いて

$$E_{gz}(z) = \begin{cases} E_{g0} \frac{k_{gs} \sin(k_{gs} t_s)}{k_{ga}} e^{-k_{ga} z} & (z \geq 0) \\ E_{g0} \cos\{k_{gs}(z + t_s)\} & (-t_s \leq z < 0) \end{cases} \quad (\text{A}\cdot 2)$$

と表される。ただし k_{gs} は通信シート中のマイクロ波の z 方向の波数、 k_{ga} は空間中の近接場の減衰定数、 t_s は通信シートの厚さである。与えられた ω に対して境界条件を満たす β_g は符号を除いて一意に定まり、

特に通信シートが十分薄く $k_{gs}t_s \ll 1$ とみなせる場合には、分散関係と合わせて

$$\beta_g^2 = \beta_s^2 + \frac{j\eta\varepsilon_0\varepsilon_s\omega}{t_s} \quad (\text{A}\cdot 3)$$

$$k_{gs}^2 = -\frac{j\eta\varepsilon_0\varepsilon_s\omega}{t_s} \quad (\text{A}\cdot 4)$$

$$k_{ga}^2 = \beta_g^2 - \beta_a^2 \quad (\text{A}\cdot 5)$$

となる [2] . ただし β_s, β_a はそれぞれ通信シート中と外部空間中における角周波数 ω の平面波の波数, ε_s は通信シート中の比誘電率, η はメッシュ層の表面インピーダンスである . 理想導体によって構成されたメッシュの場合, 表面インピーダンスは誘導性になるので η は純虚数となり, β_g および k_{ga} は実数となる .

0.2 通信シートの放射モード

放射モードは遠方から通信シートに到来する平面波と, 通信シート表面における反射波と透過波の重ね合わせとして表される . ここではグレーティングによって導波モードとの間で効果的な結合が生じる TM 放射モードを扱う . 通信シート内外の電場の z 成分を

$$E_{rz}(x, z, t) = E_{rz}(z)e^{j(\beta_r x - \omega t)} \quad (\text{A}\cdot 6)$$

と表す . ただし β_r は x 方向の波数である . 導波モードの場合と同様に境界条件を考慮すると, $E_{rz}(z)$ は適当な係数 E_{r0} を用いて

$$E_{rz}(z) = \begin{cases} E_{r0} \left[\cos(k_{rs}t_s) + \frac{k_{rs}\sin(k_{rs}t_s)}{j\omega\varepsilon_0\varepsilon_s\eta} \right] \frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_a} \cos(k_{ra}z) \\ - \frac{k_{rs}\sin(k_{rs}t_s)}{k_{ra}} \sin(k_{ra}z) & (z \geq 0) \\ E_{r0} \cos\{k_{rs}(z+t_s)\} & (-t_s \leq z < 0) \end{cases} \quad (\text{A}\cdot 7)$$

と表される . ただし k_{rs} は通信シート中のマイクロ波の z 方向の波数, k_{ra} は空間中のマイクロ波の z 方向の波数である . 放射モードの場合, ω を与えても境界条件を満たす β_r が一意に定まらず, $|\beta_r| \leq \beta_a$ の範囲で無数に存在する . このとき k_{rs}, k_{ra} は分散関係より

$$k_{rs}^2 = -\beta_r^2 + \beta_s^2 \quad (\text{A}\cdot 8)$$

$$k_{ra}^2 = -\beta_r^2 + \beta_a^2 \quad (\text{A}\cdot 9)$$

となる .

0.3 グレーティングによるモード結合

グレーティングが無い場合の通信シート内外の比誘電率分布を $\varepsilon(z)$ とし, グレーティングを $\varepsilon(z)$ に加えられた誘電率の周期摂動 $\Delta\varepsilon(x, z)$ とみなすと, 全系の Maxwell 方程式は次のように表される .

$$\nabla \times \mathbf{E} = j\omega\mu\mathbf{H} \quad (\text{A}\cdot 10)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = -j\omega\varepsilon_0(\varepsilon + \Delta\varepsilon)\mathbf{E} \quad (\text{A}\cdot 11)$$

このとき生じる基準モード間の結合を, 相反関係に基づいたモード結合理論 [10], [12], [13] によって解析する . ここで相反関係とは, 無摂動系 ($\Delta\varepsilon=0$) の解 ($\mathbf{E}_1, \mathbf{H}_1$) と摂動系 ($\Delta\varepsilon \neq 0$) の解 ($\mathbf{E}_2, \mathbf{H}_2$) の任意のペアの間に成り立つ以下の関係である .

$$\nabla \cdot (\mathbf{E}_1 \times \mathbf{H}_2^* + \mathbf{E}_2^* \times \mathbf{H}_1) = j\omega\varepsilon_0 \mathbf{E}_2^* \cdot \Delta\varepsilon \mathbf{E}_1 \quad (\text{A}\cdot 12)$$

求める摂動系の電磁場を, 無摂動系の導波モードと放射モードの重ね合わせとして次のように表す .

$$E_z(x, z, t) = A_g(x)E_{gz}(z)e^{j(\beta_g x - \omega t)} + \int_{-\beta_a}^{\beta_a} d\beta_r B_r(x)E_{rz}(z)e^{j(\beta_r x - \omega t)} \quad (\text{A}\cdot 13)$$

ただし, 通信シート内における反射波は無視した . $E_{gz}(z), E_{rz}(z)$ はそれぞれ (A.2), (A.7) 式を単位 y 方向長さ当たりのパワーに関して規格化したものである . ここでは E_z 成分のみを示したが, E_x (電場の x 成分) および H_y (磁場の y 成分) についても同様とする . 図 3 のような矩形形状グレーティングの場合, $\Delta\varepsilon(x, z)$ を次のようにフーリエ級数展開することができる .

$$\Delta\varepsilon(x, z) = \begin{cases} \Delta\varepsilon_p \sum_n \frac{1}{\pi n} \sin\left(\frac{\pi n d}{p}\right) e^{jn\beta_p x} & (0 \leq z \leq t_p) \\ 0 & (-t_s \leq z < 0, z > t_p) \end{cases} \quad (\text{A}\cdot 14)$$

ただし p, β_p はそれぞれグレーティングの周期と波数 ($\beta_p \equiv 2\pi/p$), d, t_p はグレーティングを構成する各誘電体の幅と厚さ, $\Delta\varepsilon_p$ は各誘電体の比誘電率 ε_p と外部空間の比誘電率 ε_a との差 ($\Delta\varepsilon_p \equiv \varepsilon_p - \varepsilon_a$) を表す . このとき (A.12) 式に, $\Delta\varepsilon$ として (A.14) 式, 摂動解

として (A.13) 式, 無損動解として (A.2) および (A.7) 式を代入し, 辺々を z に関して全空間で積分すると, 次のモード結合方程式

$$\frac{dA_g(x)}{dx} = j \sum_n \int d\beta_r \chi_{rg}^{n*} B_r(x) e^{+j(\beta_r - \beta_g - n\beta_p)x} \quad (\text{A.15})$$

$$\frac{dB_r(x)}{dx} = j \sum_n \chi_{rg}^n A_g(x) e^{-j(\beta_r - \beta_g - n\beta_p)x} \quad (\text{A.16})$$

が導かれる. ここで χ_{rg}^n は次のようにグレーティングが存在する領域中での両モード間の重なりを表す.

$$\chi_{rg}^n = \frac{\omega \varepsilon_0}{4\pi n} \sin\left(\frac{\pi n d}{p}\right) \int_0^{t_p} dz \left(\Delta\varepsilon_p E_{rz}^*(z) E_{gz}(z) + \frac{\varepsilon_a \Delta\varepsilon_p}{\varepsilon_a + \Delta\varepsilon_p} E_{rx}^*(z) E_{gx}(z) \right) \quad (\text{A.17})$$

また (A.15), (A.16) 式の指数関数部に注目すると, 位相整合条件

$$2\Delta_{rg}^n \equiv \beta_r - \beta_g - n\beta_p \simeq 0 \quad (\text{A.18})$$

が導かれる. すなわち波数 β_p のグレーティングによって, β_g の導波モードと $\beta_r \simeq \beta_g + n\beta_p$ の放射モードが結合する. ただし n は結合次数を表す整数であり, 特に

$$\min\left(\beta_g - \beta_a, \frac{\beta_g + \beta_a}{2}\right) < \beta_p < \beta_g + \beta_a \quad (\text{A.19})$$

が成り立つときには $n = -1$ の結合のみが生じる. (A.15), (A.16) 式の解は, $A_g(x)$ の変化が遅いものとして x に関する積分を行うと, 近似的に

$$A_g(x) = A_0 e^{-\alpha x} \quad (\alpha \equiv \sum_n \pi |\chi_{rg}^n|^2 \propto \Delta\varepsilon_p^2) \quad (\text{A.20})$$

$B_r(x)$

$$\begin{cases} j\chi_{rg}^n A_g(x) \frac{\sin(\Delta_{rg}^n x)}{\Delta_{rg}^n} e^{-j\Delta_{rg}^n x} & (\beta_r > 0) \\ -j\chi_{rg}^n A_g(x) \frac{\sin\{\Delta_{rg}^n(x-L)\}}{\Delta_{rg}^n} e^{-j\Delta_{rg}^n(x+L)} & (\beta_r < 0) \end{cases} \quad (\text{A.21})$$

となる. ただし境界条件として, $\beta_r > 0$ のとき

$B_r(0) = 0, \beta_r < 0$ のとき $B_r(L) = 0$ とした. (A.20), (A.21) 式より, 導波モードはグレーティングの存在する領域中で指数的に減衰し, その分のエネルギーが放射モードの重ね合わせとして外部空間に放射されることがわかる. 放射角 θ_n は z 軸から測って

$$\theta_n = \sin^{-1}\left(\frac{\beta_r}{\beta_a}\right) \simeq \sin^{-1}\left(\frac{\beta_g + n\beta_p}{\beta_a}\right) \quad (\text{A.22})$$

によって与えられる. これより, β_p を変化させることで θ_n を調節することができる.

(平成 xxx 年 xx 月 xx 日受付)



門内 靖明 (学生員)

2008 東京大学工学部計数工学科卒. 現在, 同大学院情報理工学系研究科システム情報学専攻修士課程在学中. 光やマイクロ波の計測・通信・ヒューマンインターフェースなどへの応用に興味を持つ.



篠田 裕之

1988 東京大学工学部物理工学科卒. 90 年同大学院計数工学修士, 同年より同大学助手, 95 年博士 (工学). 同年東京農工大学講師, 97 年同助教授, 99 年 UC Berkeley 客員研究員を経て 2001 年東京大学大学院情報理工学系研究科助教授, 07 年同准教授. 触覚を中心としたセンサシステムとデバイス, センサネットワーク, 二次元通信, ヒューマンインターフェース, 光・音響・生体計測などの教育と研究に従事. 計測自動制御学会などの会員.

Abstract A novel antenna device with dielectric grating which reciprocally converts guided microwaves in a 2D waveguide into radiated beams in the surrounding space is proposed. Though the concept of Two-Dimensional Communication (TDC) has been proposed recently which enables wireless communications through the evanescent fields on the surface of the 2D waveguides embedded in 2D regions in a room such as walls or desks, its application has been constrained at most to a desktop range because microwaves can be transmitted only on the surface of a single plane. By adopting the proposed method, the spatial flexibility of the TDC can be extended exploiting new applications. In this paper, the analysis based on the coupled-mode theory and experiments were carried out to show the validity of the proposed method.

Key words Two-Dimensional Communication, Evanescent field, Grating, Antenna