

## 有限グラウンド板付きスロットアンテナと方形マイクロストリップアンテナのH面放射特性のUTDによる解析

正員 張 旭<sup>†</sup>      正員 稲垣 直樹<sup>†</sup>  
 正員 菊間 信良<sup>†</sup>      准員 春日井 靖<sup>†</sup>

## A Use of UTD in H-Plane Pattern Analysis of Slot Antenna and Rectangular Patch Microstrip Antenna with Finite Ground Plane

Xu ZHANG<sup>†</sup>, Naoki INAGAKI<sup>†</sup>, Nobuyoshi KIKUMA<sup>†</sup>, *Members and*  
 Yasushi KASUGAI<sup>†</sup>, *Associate Member*

あらまし UTD (一樣幾何光学的回折理論) は有限グラウンド板がスロットアンテナまたはマイクロストリップアンテナの放射パターンへの影響を考慮するのに有効な解析手法である。H面パターンに大きく影響を与えるE面エッジの寄与は従来数値積分の計算が必要となるECM (等価電磁流法) を用いて評価してきた。本論文ではその評価を行うUTDを用いる直接的で、簡便な一つの方法を提供する。すなわちエッジ回折にコーナ回折を加えることにより有限エッジによる回折を計算する方法を与える。平面直角コーナに対して筆者らは一つの回折公式を導出したが、その公式の有効性の証明も兼ねて、さまざまな寸法をもつスロットアンテナと方形マイクロストリップアンテナのH面放射特性を解析した。更に、従来の方法による結果または実験値と比較することによりよい一致が得られることを示した。

## 1. ま え が き

有限基板をもつスロットアンテナの放射特性のGTD (幾何光学的回折理論) による解析は既に庄木らによって行われ、「H面に今後検討すべき課題を残したが、その他はよく測定値と一致する結果を得た。」と述べている<sup>(1)</sup>。庄木らの計算した放射パターンはH面における不連続を除去できなかつた。これは大きな寄与を与えるE面のエッジが有限であり、この影響を考えていなかったからである。方形マイクロストリップアンテナについて、HuangはUTD (一樣GTD)<sup>(2)</sup>をスロット理論またはモード展開法と結合した手法を用いて有限グラウンド板の影響も含め、放射パターンを計算した<sup>(3)</sup>。このとき、HuangはH面パターン計算において、E面エッジの影響をECM (エッジ等価電磁流法)<sup>(4)</sup>で考

えている。よく知られているように、ECMではエッジによる回折をエッジに流れる等価電磁流からの放射と考えるが、その評価のための放射積分が解析的に計算できないため数値計算は避けられない。それ故、もっと直接かつ簡便にE面エッジの寄与を計算する方法が望まれる。

本論文はこのような要求を満たすUTDを用いる一つの計算方法を提供する。すなわち、エッジ回折にコーナ回折を加えることにより有限エッジの寄与を評価する方法を与える。平面直角コーナに関して二つのコーナ回折公式が利用できる。一つはBurnsideとPathakによって提案されたもので、航空機に搭載されたアンテナの放射特性の解析に応用された<sup>(5)</sup>。もう一つは筆者らが導出したもので、BurnsideとPathakの公式より簡単に計算できる公式である<sup>(6)</sup>。スロットアンテナについて、筆者らのコーナ回折公式を応用し、文献(1)のH面放射パターンに存在する不連続を除去でき、連続的なパターンが得られることを示す。また、方形マイク

<sup>†</sup> 名古屋工業大学電気情報工学科, 名古屋市  
 Faculty of Engineering, Nagoya Institute of Technology,  
 Nagoya-shi, 466 Japan

ロストリップアンテナについて、本論文の方法と従来のECMによる放射パターンとの比較をする。更に、実験値と計算値との比較検討も行う。

## 2. 解析方法

図1に方形マイクロストリップアンテナの外形と寸法を示している。このアンテナはパッチの給電エッジと、それに対向するエッジとに一对のスロットがあると考え、これらが電波を放射すると考えることができる<sup>(7)</sup>。このような考えに基づくスロット理論により、有限グラウンド板上のスロットアンテナと方形マイクロストリップアンテナを同時に考えることにする。スロット幅  $w$  は近似的に誘電体基板の厚さ  $h$  に等しく、スロット長  $l$  はパッチ長に誘電体基板の厚さの2倍を加えた長さに等しいとする。図2に示した1本のスロットの放射電界は次式によって計算する<sup>(7)</sup>：

$$E_{\phi} \sim \frac{\sin\left(\frac{\pi w}{\lambda} \sin\theta \cos\phi\right)}{\frac{\pi w}{\lambda} \sin\theta \cos\phi} \frac{\sin\left(\frac{\pi l}{\lambda_0} \cos\theta\right)}{\frac{\pi l}{\lambda_0} \cos\theta} \sin\theta \frac{e^{-jkr}}{r} \quad (1)$$

ここで、 $\lambda_0$  は真空中の波長で、 $\lambda = \lambda_0 / \sqrt{\epsilon_r}$  は基板誘電体での波長である。有限グラウンド板の放射パターンに対する影響はUTDを用いて次のように考慮する。

E面の放射パターンの計算において、スロットからの直接波、E面エッジABとCDによるエッジ回折波、エッジABとエッジCD間の2重回折波を考慮すれば

十分に満足できる結果は得られる。パッチがグラウンド板上に対称的に置かれればH面エッジADとBCによる寄与はお互いに打ち消してしまうため、考慮する必要がない(詳細は文献(1), (2)参照)。

H面の放射パターンの計算において、スロットからの直接波のほか、H面エッジADとBCのエッジ回折点に到着する入射波がゼロになるため、少なくとも入射波のグラウンドの法線に対する導関数に関するこう配回折とE面エッジABとDCによる寄与を考慮する必要がある。エッジADとBCのこう配回折はグラウンド板方向の直接波を補正する。ABとDCの寄与はH面パターンのバックローブを構成する主成分である。従来のECMにおいてはABまたはDCによる寄与はエッジ上の等価磁流の放射として求められたが、ABとDCのエッジ回折にコーナA, B, C, Dによるコーナ回折を加えることによって、もっと直接かつ簡単にUTDから計算することができる。

図3には、エッジ等価磁流とエッジ回折+コーナ回折のアルゴリズムを示している。回折界は等価磁流  $M_i(y')$  をエッジ上で積分して計算される：

$$E_{eq}(P) = \frac{jk}{4\pi} \int_{-a/2}^{a/2} \hat{S} \times M_i(y') \hat{y}' \frac{e^{-jkS}}{S} dy' \quad (2)$$

ここで、 $S$  と  $\hat{S}$  はエッジ回折点から観測点までの距離と単位ベクトルである。 $M_i(y')$  はエッジ回折係数を用いて求められる。

一方、UTDの立場から考えると、エッジAB(DC)によるエッジ回折はエッジ回折点AB(DC)内に含まれないとなくなる。この不連続を補うのはコーナ回折

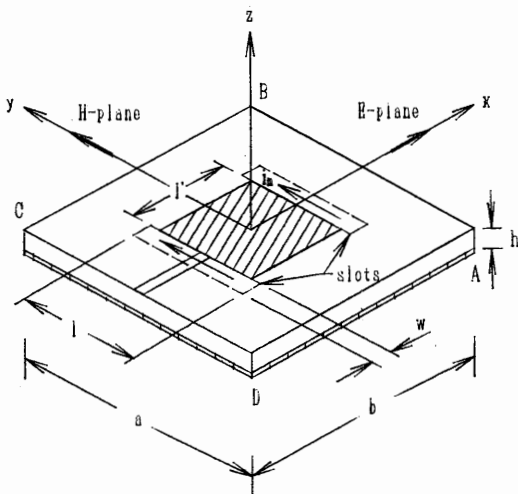


図1 方形マイクロストリップアンテナのスロットモデル  
Fig. 1 Slot model of rectangular microstrip antenna.

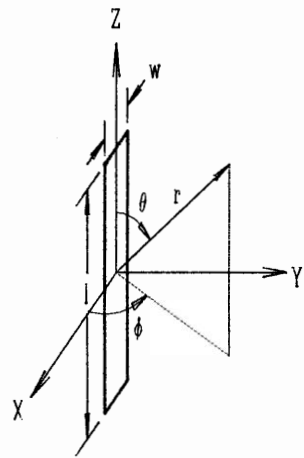


図2 スロットからの放射  
Fig. 2 Geometry of radiating slot.

である。図4に示している球面波入射する平面直角コーナに対して、筆者らは Keller の GTD に基づく等価電磁流を UTD で拡張し、等価電磁流の放射積分を停留位相法<sup>(8)</sup>を用いて漸近計算し、次のようなコーナ回折公式を導出した<sup>(6)</sup>(付録参照)。

$$\begin{bmatrix} E_{\beta_{oc}}^c \\ E_{\phi_{oc}}^c \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -D_s^c \\ -D_h^c \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{\beta_c}^i \\ E_{\phi_c}^i \end{bmatrix} \frac{e^{-jks}}{s} \quad (3)$$

但し、

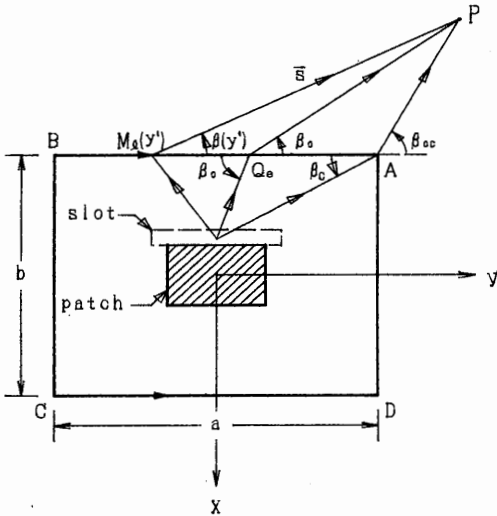


図3 H面パターンに対する有限エッジによる回折界の評価  
Fig. 3 Mechanism of equivalent magnetic current and edge diffraction plus corner diffraction for the H-plane pattern calculation.

$$D_{s,h}^c = \frac{j}{4\pi k \cos\beta_{oc} - \cos\beta_c} \left\{ \frac{1}{\cos\frac{\gamma^-}{2}} F[kL^c a^c(\gamma^-)] \mp \frac{1}{\cos\frac{\gamma^+}{2}} F[kL^c a^c(\gamma^+)] \right\} F[kL_c a_c] \quad (4)$$

$$F(x) = 2j|\sqrt{x}| e^{jx} \int_{\sqrt{|x|}}^{\infty} e^{-j\tau^2} d\tau \quad (5)$$

$$a^c(\gamma^\mp) = 2\cos^2\left(\frac{\gamma^\mp}{2}\right) \quad \gamma^\mp = \phi_{oc} \mp \phi_c \quad (6)$$

$$L^c = \frac{s_c s}{(s_c + s)} \sin\beta_c \sin\beta_{oc} \quad (7)$$

$$a_c = \frac{(\cos\beta_{oc} - \cos\beta_c)^2}{2} \quad (8)$$

$$L_c = \frac{s_c s}{s \sin^2\beta_c + s_c \sin^2\beta_{oc}} \quad (9)$$

文献(5)の公式と比べると、上の式はエッジ回折点を計算する必要がなく、コーナに関する量のみで決められ、簡単化されていることがわかる。一方、式(3)の公式によるコーナ回折界が有効にエッジ回折界の不連続を補正できることは以下の計算例で確認された。式(3)~(7)はコーナを構成する二つのエッジの内の一つのエッジに関するコーナ回折であり、方形グラウンド板について考えると八つのコーナ回折レイを考慮する必要があるが、パッチが対称的にグラウンド板上に置かれればエッジADに関するコーナAの回折とコーナDの回折、エッジBCに関するコーナBの回折とコーナCの回折はお互いに打ち消してしまう。次章で示したH面放射パターンには、エッジDC→エッジAB、エッジDC→コーナAとB、コーナCとD→エッジAB、またABとDCを逆にしたこれらのレイ、等の2重回折の影響も含まれている。このような2重回折の考慮はECMでは非常に煩雑であるが、UTDを用いれば簡単に計算できる。

### 3. 結果と考察

前章の理論に従って計算した2種のスロットアンテナのH面放射パターンの一例を図5に示している。文献(1)ではコーナ回折を考慮していないので、図中A、Bと示した角度付近でパターンの不連続性が見られた。コーナ回折界がこれらの不連続性を補正し、滑らかな指向性が得られている。参考のため、文献(1)の測定値

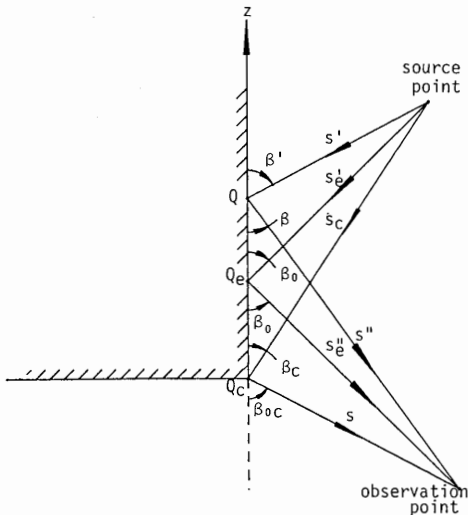


図4 平面直角コーナの外形と回折レイ  
Fig. 4 A planar corner geometry with spherical wave incidence.

も示している。

次に表1に示した寸法をもつ2種のマイクロストリップアンテナのH面指向性を図6と図7に示した。前者のアンテナの指向性は既にHuang<sup>(3)</sup>によって計算されている。H面について、彼はスロットからの放射をE面の場合と同じ円筒波として扱っていた。グラウンド板のサイズが2波長を越えたので、スロットの放射波を球面波として考えるのが適切である。図6(a)には本論文の方法による計算結果を示している。文献(3)の計算と比べて、パターンの全体が改善されたと言える。図6(b)には、E面エッジのH面パターンへの寄与であるエッジ回折界とコーナ回折界を示している。コーナ回折の役割が明らかである。また、我々のコーナ回折公式の有効性も証明されたとも言えよう。図7(a)と図7(b)にはグラウンド板サイズが一波長以下(0.911λ)である方形パッチアンテナの放射パターンを示した。メイ

ンビームに関してはE面、H面の両方において計算値と実験値はかなり一致している。しかしバックローブにおいて計算値と実験値との間に4dB程度の差が現れた。また、E面パターンのグラウンド板方向における不連続は2重回折までしか考えていなかったからである。グラウンド板の寸法が1波長以下の場合、もっと高次の回折界が必要であるが、これもUTDの応用限界に近いであろう。図7(c)にはE面エッジのH面パターンに対する寄与を式(2)の等価磁流法と式(3)のコーナ回折界

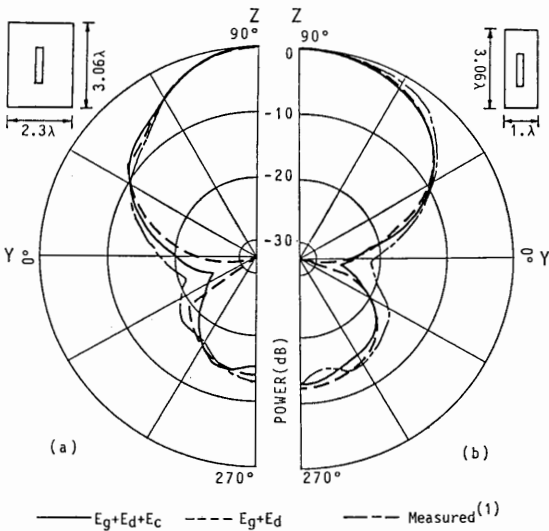
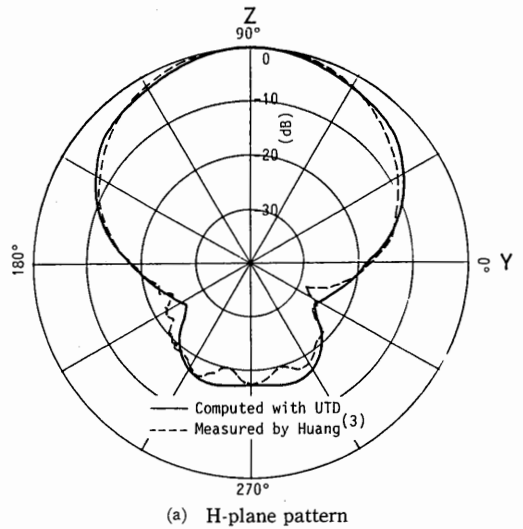


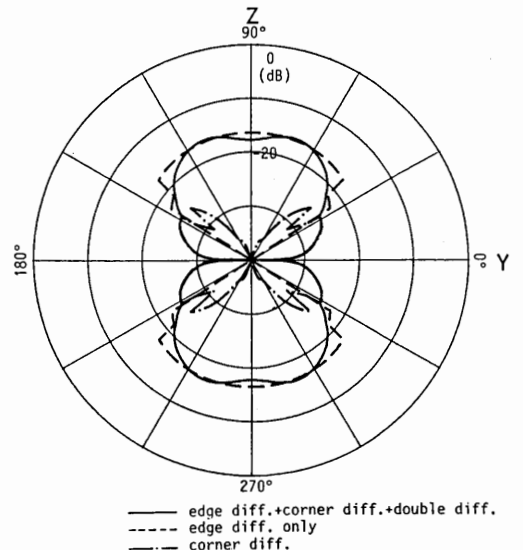
図5 2種のスロットアンテナのH面放射パターン  
Fig. 5 The H-plane patterns of two slot antennas.

表1 図6、図7のアンテナ寸法

	図6のアンテナ	図7のアンテナ
周波数	$f=2.295\text{ GHz}$	$f=1.822\text{ GHz}$
パッチ	$l=5.1\text{ cm},$ $l'=3.78\text{ cm}$	$l=l'=5.1\text{ cm}$
グラウンド板	$a=35.56\text{ cm},$ $b=26.67\text{ cm}$	$a=b=15.0\text{ cm}$
誘電体基板	$\epsilon_r=2.55,$ $h=.315\text{ cm}$	$\epsilon_r=2.5,$ $h=0.08\text{ cm}$

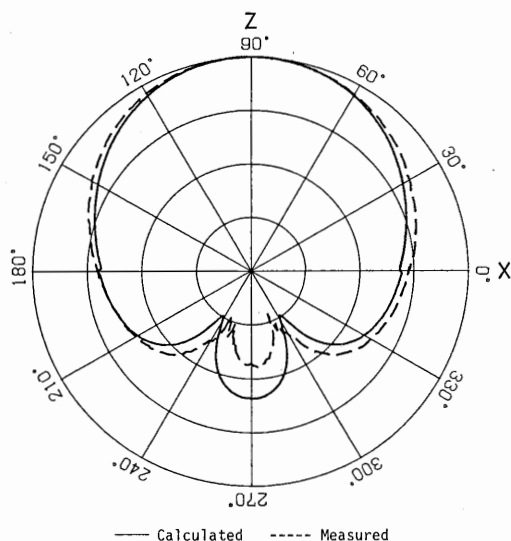


(a) H-plane pattern

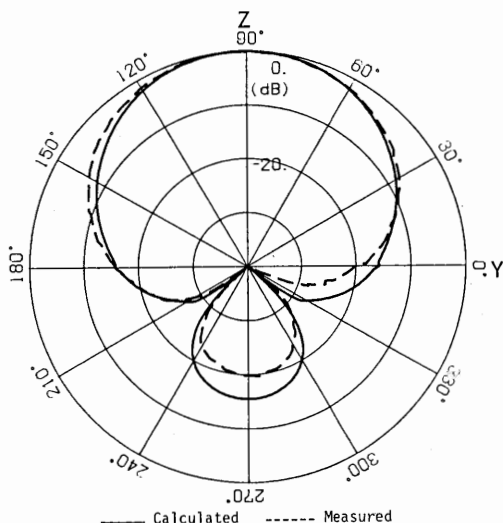


(b) Edge diffracted field and corner diffracted field

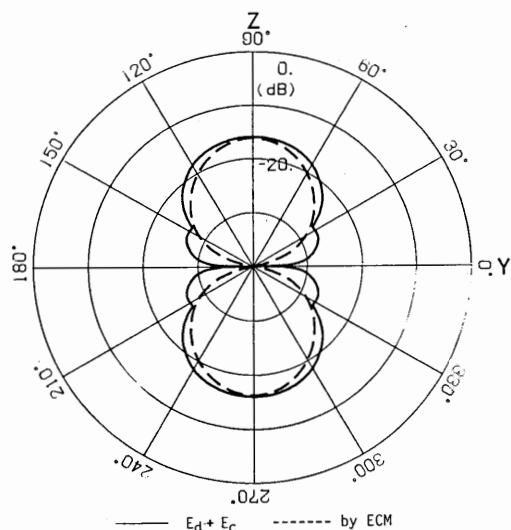
図6 方形マイクロストリップアンテナのH面指向性  
Fig. 6 The H-plane pattern of a rectangular microstrip antenna.



(a) E-plane



(b) H-plane



(c) The E-plane edge contributions to the H-plane pattern

図7 グランド板が1波長以下の方形マイクロストリップアンテナの放射パターン

Fig. 7 The radiation patterns of a rectangular microstrip patch with ground plane less than one wavelength.

を加えた UTD で評価した結果を示している。本論文の方法は ECM とほとんど同じ結果を与えることがわかった。しかし、本論文の方法は ECM によるより直接的であり、簡便に計算ができる。

#### 4. むすび

有限グランド板付きスロットアンテナと方形マイクロストリップアンテナの H 面放射パターンを計算する

ため、UTD を用いる一つの簡便な方法を提供した。有限エッジによる回折を評価する際、エッジ回折界プラスコーナ回折界は等価電磁流の積分からの回折界と等価であることを確認した。我々の公式によるコーナ回折界がエッジ回折界の不連続をよく補正でき、その有効性が証明されたと言えよう。また、計算値と実験値がよく一致していることは UTD による放射パターンの解析が有効であることを示している。しかし、グラウンド板の寸法が一波長以下の場合、UTD または ECM は応用しにくいところも見られた。

#### 文 献

- (1) 庄木裕樹, 伊藤清彦: "有限基板を持つスロットアンテナの解析", 信学論(B), **J68-B**, pp. 1446-1453 (昭59-12).
- (2) R. G. Kouyoumjian and P. H. Pathak: "A uniform geometrical theory of diffraction for an edge in a perfectly conducting surface", Proc. IEEE, **62**, pp. 1448-1461 (Nov. 1974).
- (3) J. Huang: "The finite ground plane effect on the microstrip antenna radiation pattern", IEEE Trans. Antennas & Propag., **AP-31**, pp. 649-653 (July 1983).
- (4) eds. Y. T. Lo and S. W. Lee: "Antenna handbook - Theory, Applications, and Design", Chapter 4, Van Nostrand Reinhold Company Inc., New York (1988).
- (5) W. D. Burnside, N. Wang and E. L. Pelton: "Nearfield pattern analysis of airborne antennas", IEEE Trans. Antennas & Propag., **AP-28**, pp. 318-327 (May 1980).
- (6) X. Zhang, N. Inagaki and N. Kikuma: "A corner diffraction formula", IEEE AP-S Internat. Symp., California, ID-158 (1989).
- (7) A. G. Derneryd: "Linearly polarized microstrip antenna", IEEE Trans. Antennas & Propag., **AP-24**, pp. 846

-851 (Nov. 1976).

- (8) G. L. James : "Geometrical theory of diffraction for electromagnetic wave", Chapter 2, Peter Peregrinus Ltd., England (1981).

付 録

式(3)のコーナ回折公式の導出

等価電磁流法 (ECM) は従来レイ光学法である GTD あるいは UTD が適用できない回折波の焦線 (caustic) の近傍領域の界を計算するのによく使われていた。ECM はエッジによる回折界をエッジ上の等価電磁流の放射として次の放射積分から計算する:

$$E^d(P) \approx \frac{jkZ_0}{4\pi} \int_l [\hat{R} \times \hat{R} \times I_l(l') \hat{l}' + Y_0 \hat{R} \times M_l(l') \hat{l}'] \frac{e^{-jkR}}{R} dl' \quad (A \cdot 1)$$

$$E^d(P) \approx \frac{-jk}{4\pi} \int_l [\hat{R} \times I_l(l') \hat{l}' - Y_0 \hat{R} \times \hat{R} \times M_l(l') \hat{l}'] \frac{e^{-jkR}}{R} dl' \quad (A \cdot 2)$$

ここで、 $Z_0$  と  $Y_0$  は真空でのインピーダンスとアドミタンス、 $\hat{l}$  はエッジの接線単位ベクトル、 $R$  と  $\hat{R}$  はエッジ上の点から観測点までの距離と単位方向ベクトルである。 $I_l(l')$  と  $M_l(l')$  は等価電磁流である。従来これらは Keller の GTD エッジ回折公式から求められたため、幾何光学境界において発散していた。焦線以外の幾何光学境界でも有効であるように、等価電磁流は次のように UTD から求めることにする:

$$I_l(Q) = \left( -\frac{1}{Z_0} \sqrt{\frac{8\pi}{k}} e^{-j\pi/4} \right) \frac{[\hat{e} \cdot E^i(Q)]}{\sqrt{\sin \beta \sin \beta'}} \cdot \hat{D}_{es}^{UTD}(\phi, \phi', \beta, \beta') \quad (A \cdot 3)$$

$$M_l(Q) = \left( -\frac{1}{Y_0} \sqrt{\frac{8\pi}{k}} e^{-j\pi/4} \right) \frac{[\hat{e} \cdot H^i(Q)]}{\sqrt{\sin \beta \sin \beta'}} \cdot \hat{D}_{eh}^{UTD}(\phi, \phi', \beta, \beta') \quad (A \cdot 4)$$

但し、 $E^i(Q)$  と  $H^i(Q)$  はエッジに到着した入射波、 $\hat{e}$  はエッジの接線単位ベクトルである。 $\hat{D}_{es,eh}^{UTD}(\phi, \phi'; \beta, \beta')$  は  $\sin \beta'$  を  $\sqrt{\sin \beta' \sin \beta}$  で取り換えた UTD のエッジ回折係数である。

式 (A・3) と式 (A・4) を式 (A・1) と式 (A・2) に代入して回折界を計算するが、これは一般的に解析的に求められないため数値計算によらなければならない。

ところが、図 3 に示した球面波入射する平面直角コーナに対して、式 (A・1) と式 (A・2) は解析的に漸近計算できる。まず、ソフト境界条件に対応する電界の  $\beta$  成分とコーナの 1 辺について考えよう。そのとき、

$$E_{\beta}^d(P) = \frac{jkZ_0}{4\pi} \int_l I_l(Q) \sin \beta \frac{e^{-jk \frac{s''}{s'}}}{s''} dl' = \frac{1}{4\pi} \int_0^{\infty} f(z; \phi, \phi'; \beta, \beta') e^{-jk g(z)} dz \quad (A \cdot 5)$$

但し、

$$f(z; \phi, \phi'; \beta, \beta') = \frac{1}{s' s''} \left\{ \frac{1}{\cos \frac{\gamma^-}{2}} F[kLa(r^-)] - \frac{1}{\cos \frac{\gamma^+}{2}} F[kLa(r^+)] \right\} \quad (A \cdot 6)$$

$$g(z) = -(s' + s'') \quad (A \cdot 7)$$

$$s' = \sqrt{s_c^2 + z^2 - 2S_c z \cos \beta_c} \quad (A \cdot 8)$$

$$s'' = \sqrt{s^2 + z^2 + 2S z \cos \beta_0 c} \quad (A \cdot 9)$$

ここで、 $\gamma^{\mp} = \phi \mp \phi'$ 、 $a(\gamma^{\mp}) = 2 \cos^2 \gamma^{\mp} / 2$ 、 $L = s' s'' \sin \beta \sin \beta' / (s' + s'')$ 。 $k$  が十分に大きいとき、式 (A・5) は停留位相法 (stationary phase method) によって漸近計算できる<sup>(8)</sup>。すなわち

$$\frac{1}{4\pi} \int_0^{\infty} f(z; \phi, \phi'; \beta, \beta') e^{-jk g(z)} dz = I_0 U(\beta_0 - \beta_c) + I_c \quad (A \cdot 10)$$

但し、 $I_0$  は位相停留点からの寄与であり、位相停留点がちょうどエッジ回折点になるためエッジ回折界に等しい。 $U(\beta_0 - \beta_c)$  はステップ関数であり、 $\beta_0 \geq \beta_c$  であれば 1 に等しく、それ以外には 0 である。位相停留点を実際のエッジ上にないとなくなる。式 (A・10) の第 2 項  $I_c$  は積分路端点からの寄与であり、式(3)のように導かれる。観測点のエッジ回折境界に近い ( $\beta_0 \rightarrow \beta_c$ ) とし遷移関数  $F(x)$  に関する次の漸近式を用いて式(3)が半平面エッジの回折の 1/2 になることが証明できる。

$$F(x) \xrightarrow{x \rightarrow 0} \sqrt{\pi x} e^{j(\pi/4 + x)} \quad (A \cdot 11)$$

すなわち、式(3)はエッジ回折界の回折境界における不連続性を補正するものであり、コーナ回折の 1 次近似とみなすことができる。

同じ手順に従ってハード境界条件に対応する電界の  $\phi$  成分に関するコーナ回折の公式も導出することができる。

(平成元年 3 月 30 日受付, 6 月 2 日再受付)



張 旭

昭59中国電子科技大学(旧成都電訊工程学院)・工・電子卒。昭60来日留学。昭63名古屋工業大学大学院博士前期課程了。現在、同後期課程在学中。GTDの理論およびその応用に関する研究に従事。



稲垣 直樹

昭37東工大・工・電気卒。昭42同大大学院博士課程了。工博。同年東工大助手。昭45名工大助教。昭59同教授。アンテナおよび電磁界理論の研究に従事。39年度稲田賞。49年度本会論文賞。58年度本会業績賞各受賞。著書「電気・電子学生のための電磁波工学」など。IEEE会員。



菊間 信良

昭57名工大・工・電子卒。昭62京大大学院博士課程了。工博。同年京大助手。昭63名工大助手。現在に至る。アダプティブアレー、多重波到来方向解析、構内無線通信、電磁界理論の研究に従事。第4回電気通信普及財団賞奨励賞受賞。IEEE会員。



春日井 靖

平成元年名工大・工・電気情報卒。同年日立製作所入社。在学中、GTDの応用に関する研究に従事。