

# コーナ回折を含んだ GTD とその優角コーナリフレクタアンテナの放射特性解析への応用

正員 張 旭<sup>†</sup> 正員 稲垣 直樹<sup>†</sup> 正員 菊間 信良<sup>†</sup>

Geometrical Theory of Diffraction Including Corner Diffractions  
with Application to Radiation Pattern Analysis of Major Angle  
Corner Reflector Antenna

Xu ZHANG<sup>†</sup>, Naoki INAGAKI<sup>†</sup> and Nobuyoshi KIKUMA<sup>†</sup>, *Members*

あらまし 優角コーナリフレクタアンテナは磁界面内の電力半値幅が大きく、また前後比が大きいという特徴があり、我々が現在研究を進めている限定空間内無線通信の固定局アンテナの候補の一つに挙げられている。この種のアンテナの放射パターンの解析では従来起電流法が用いられてきたが、放射パターンの計算はサイドローブにおいて誤差が大きかった。本文は放射パターンの解析に GTD (幾何光学的回折理論) を応用する際に、以前に導いたコーナ回折公式と、UTD の等価端部電磁流から漸近計算して新たに導出した中空くさびコーナに対する近似コーナ回折公式とを GTD に含めることにより、E 面内、H 面内共に精度の良い解析が行えることを示したものである。GTD による結果と MM (モーメント法) および実験による結果とを比較し、良く一致することを確認している。

## 1. ま え が き

2 枚の平面反射板からなるコーナリフレクタアンテナの中で、図 1 に示すようなコーナ開き角が優角である優角コーナリフレクタアンテナ<sup>(1)</sup> は磁界面内の電力半値角が大きく、前後比が大きいという特徴があり、我々が現在研究を進めている室内やビルディング内のような限定空間内無線通信の固定局用アンテナの候補の一つに挙げられている<sup>(2)</sup>。優角コーナリフレクタアンテナは簡単な外形をもち、反射板の外角  $\alpha$  および放射素子の反射波との距離  $H$  を調整することにより、磁界面内に任意の電力半値角と大きな前後比をもつセクタ指向性が得られる。

優角コーナリフレクタアンテナの解析方法としては、従来から起電流法が用いられてきた<sup>(1),(3)</sup>。起電流法による放射パターンの解析では、主ビームにおいて良好な結果が得られたが、サイドローブにおいては大きな誤差が生じた。室内のような複雑な環境における通信を

検討するために、アンテナの放射特性をより正確に把握する必要がある。モーメント法 (MM) は一つの精密な解析手法ではあるが、よく知られているように経済性と効率性の面において問題がある。簡便で、高効率な解析手法として名が知られている幾何光学的回折理論 (GTD) の応用を考えることは価値があるであろう。GTD を用いる場合、反射板の端部によるエッジ回折は、エッジが有限であるため、エッジ回折境界 (回折点がコーナである Keller コーン) において不連続を生じる。コーナ回折と呼ばれるコーナからの寄与はその不連続性を補うものであり、指向性パターンを精度よく求めるために不可欠な因子である。コーナ回折に関する理論研究はまだ進展途上であり、決定版は報告されていないが、等価端部電磁流の概念から漸近計算して得られた Burnside らによる近似式<sup>(4)</sup>、我々による近似式<sup>(5)</sup>と PTD の等価端部電磁流から導出された Marhefka らによる近似式<sup>(6)</sup> が利用できる。また、図 2 に示した中空くさびコーナに関するコーナ回折公式はまだ求められていない。ここで、反射板の折れ目 (2 枚の反射板の接合部) の端部を中空くさびコーナと呼ぶことにする。中空くさびコーナに関する公式の欠如は GTD を用いて優

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

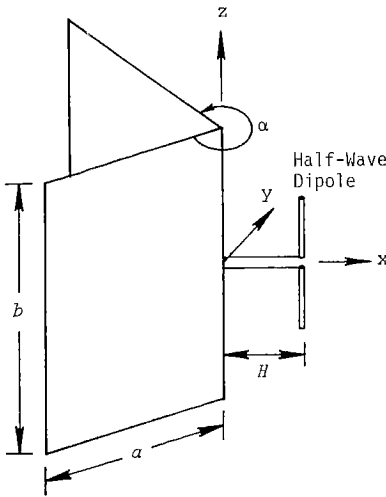


図1 優角コーナリフレクタアンテナの構造と座標系  
Fig. 1 Geometry and coordinate system of major angle corner reflector antenna.

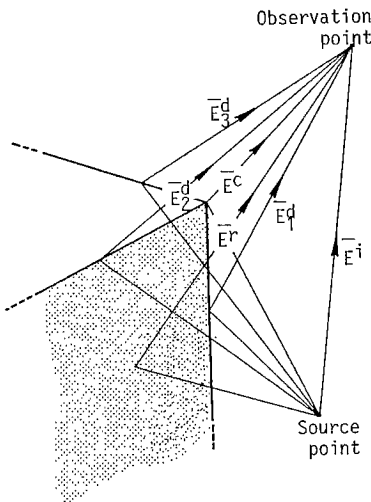


図2 切断された中空くさびの回折  
Fig. 2 Truncated hollow wedge diffraction.

角コーナリフレクタアンテナの放射特性，特に E 面の放射パターンを計算するときの難点である。コーナリフレクタの散乱断面積に関しては物理光学 (PO)，物理光学的回折理論 (PTD)，GTD などの高周波法による回折が多く報告されているが<sup>(7)~(9)</sup>，コーナ回折の考慮は不十分であり，中空くさびコーナによる回折は全く考慮されていない。

本論文ではコーナ回折を含む GTD を用いて優角コーナリフレクタアンテナの放射パターンを解析し，MM による結果および実験結果とを比較することにより，

GTD の解析手法の有効性を示す。まず，2. において筆者らの導出した平面コーナ回折公式について簡単に検討する。これは次章の理論展開の基礎となるものである。3. には，中空くさびコーナに対するコーナ回折公式を UTD の等価端部電磁流から漸近計算して求め，この公式の特徴と有効性について検討する。4. では，放射パターンを計算するための具体的な解析方法を述べる。5. では幾つかの数値例を示し，本論文で提案した公式の有効性を示す。最後に，アンテナパラメータによるパターン変化を調べることによりアンテナ設計法を提案する。なお，本論文の MM の計算は Wilton らの方法<sup>(10)</sup> を用いる。参考のため，MM を利用する際に行った工夫を付録に示す。

## 2. コーナ回折について

図 3 (a) に示した 1/4 平面による球面波の散乱問題は GTD における未解決の規範問題の一つである。任意角度をもつ平面セクタの近傍にある波源による電磁界の固有関数解は Satterwhite によって得られている<sup>(11)</sup>。しかし，その解は GTD に適用できるレイの形に変換することができない。コーナによる回折に関して，等価端部電磁流の積分をエッジに沿って漸近計算し，エッジ端部点の寄与をコーナ回折として求めるのが従来採られてきた導出手法である。最も古くは，Burnside と Pathak が Keller のエッジ回折係数に基づく等価端部電磁流からコーナ回折公式を導出した<sup>(4)</sup>。

Keller のエッジ回折係数の幾何光学境界における発散と符号変化による不連続を防ぐために，Burnside らは経験的な修正関数を導入している。筆者らは Keller の回折係数のかわりに UTD の回折係数を等価端部電磁流に組み込むことを試みた<sup>(5)</sup>。UTD の回折界は幾何光学境界において円筒波ではなく，入射界と同じタイプの波になるため，等価端部電磁流の概念と矛盾する点がある<sup>(12)</sup>。しかし，等価端部電磁流は物理的電流ではなく局所的 GTD の回折界と対応し，しかも入射方向と回折方向 ( $\phi'$ ,  $\beta'$ ;  $\phi$ ,  $\beta$ ) に依存していることから，距離因子 ( $\rho$  or  $r$ ) だけにこだわる必要はないであろう。我々のコーナ回折公式は次式で与えられる<sup>(5)</sup>。

$$\begin{bmatrix} E_{\phi_{oc}}^e \\ E_{\phi_{oc}}^h \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -D_{\phi}^e \\ -D_{\phi}^h \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{\phi_c}^i \\ E_{\phi_c}^i \end{bmatrix} \frac{e^{-jks}}{s} \quad (1)$$

$$D_{\phi, n}^e = \frac{j}{4\pi k} \frac{1}{\cos\beta_{oc} - \cos\beta_c} \left\{ \frac{1}{\cos\frac{\gamma}{2}} F[kL^c a^c(\gamma^-)] \right\}$$

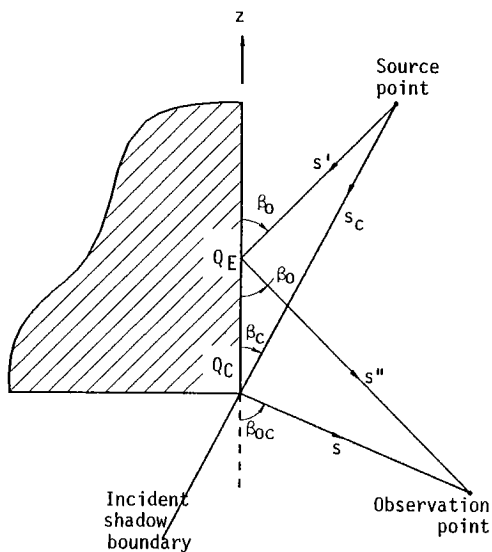


図 3(a) 平面直角コーナの構造と球面波入射に対する回折レイ  
Fig. 3(a) A quarter plane corner and the diffracted rays for spherical wave incidence.

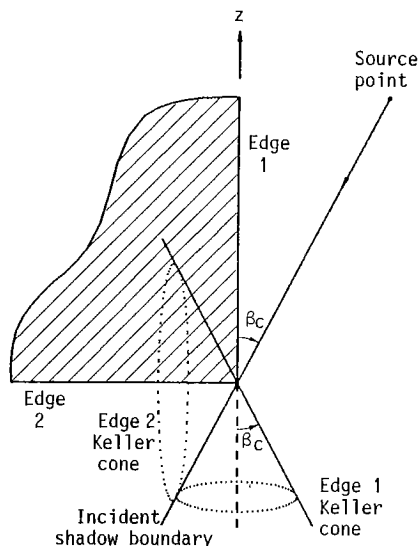


図 3(b) 平面直角コーナにおけるエッジ回折 Keller コーン  
Fig. 3(b) Edge diffraction Keller cones on a quarter plane corner.

$$\mp \frac{1}{\cos \frac{\gamma^\mp}{2}} F[kL^c a^c(\gamma^\mp)] \Big\} F[kL_c a_c] \quad (2)$$

但し,

$$F(x) = 2j\sqrt{x}e^{ix} \int_{\sqrt{x}}^{\infty} e^{-t^2} dt \quad (3)$$

$$a^c(\gamma^\mp) = 2\cos^2\left(\frac{\gamma^\mp}{2}\right) \quad \gamma^\mp = \phi_{oc} \mp \phi_c \quad (4)$$

$$L^c = \frac{s_c s}{(s_c + s)} \sin \beta_c \sin \beta_{oc} \quad (5)$$

$$a_c = \frac{(\cos \beta_{oc} - \cos \beta_c)^2}{2} \quad (6)$$

$$L_c = \frac{s_c s}{s \sin^2 \beta_c + s_c \sin^2 \beta_{oc}} \quad (7)$$

この公式は幾何光学境界を通ると符号が変わる特徴を有している。エッジ回折境界に近くない幾何光学境界近傍のコーナ回折界は非常に弱いので、符号の変化による不連続は小さいと考えられる。しかし、回折境界が幾何光学境界に近いとき、以下に説明するように、「符号の変化」は重要な役割を果たしていることがわかる。

上のコーナ回折公式は 1 辺のエッジに着目している。ここでコーナを構成する両エッジに同時に着目してみよう。図 3(b) に示している入射境界(回折境界と重な

る)を観測点を通るとき各レイの相対振幅は次のようになる。

照射領域(エッジ 1 Keller コーン内, エッジ 2 Keller コーン外):

入射界=1

エッジ回折界=0

遮へい領域(エッジ 1 Keller コーン外, エッジ 2 Keller コーン内):

入射界=0

エッジ回折界=エッジ 1 の回折界

+エッジ 2 の回折界=1

ここで、照射領域にエッジ回折界がないのはエッジ回折点を実際のエッジに存在しないからである。

次にコーナ回折について考える。式(2)のコーナ回折係数における{\*}の部分は幾何光学境界で符号が変わり、 $F[kL_c a_c]/(\cos \beta_{oc} - \cos \beta_c)$ の関数はエッジ回折境界で符号が変わるため、照射領域から遮へい領域へはコーナ回折の符号は変化しない。つまり、両領域において

$$\begin{aligned} \text{コーナ回折界} &= \text{エッジ 1 のコーナ回折界} \\ &+ \text{エッジ 2 のコーナ回折界} \\ &= -1/4 + (-1/4) \\ &= -1/2 \end{aligned}$$

であり、全電磁界は連続的に変化することが保証される。

### 3. 中空くさびコーナによる回折

次に、優角コーナリフレクタアンテナのE面の放射パターン計算において重要な中空くさびコーナ(図2)の回折について検討する。GTDでは回折レイの性質は散乱体の局所形状に依存するとする仮説から、このコーナによる回折は、図4に示したように、二つの半平面エッジコーナと一つのくさびエッジコーナからの寄与の組合せで考えられる。半平面エッジコーナの回折は式(2)を用いて評価するが、中空くさびエッジコーナの回折公式はまだ発表されていない。ここで、UTDのくさびエッジ回折係数に基づく等価端部電磁流から得られた球面波入射する中空くさびエッジコーナの回折公式を次のように提案する(付録1.)。

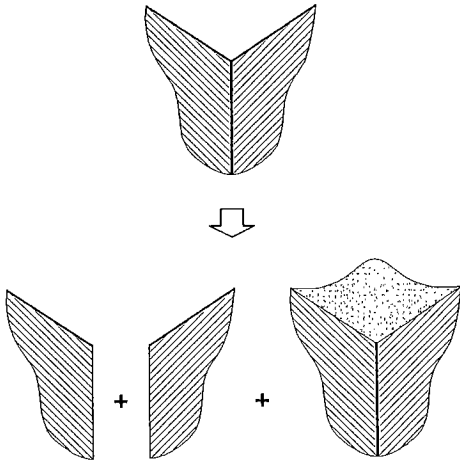


図4 中空くさびコーナの二つの平面直角コーナと一つの充実くさびコーナへの分解  
 Fig. 4 Hollow wedge corner consisting of two quarter plane corners and one solid wedge corner.

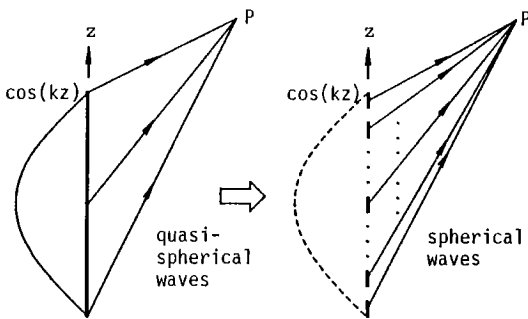


図5 ダイポールの分割  
 Fig. 5 A half-wave dipole is divided into a series of short dipoles with current amplitude variation of  $\cos(kz)$ .

$$\begin{bmatrix} E_{\beta_{0c}}^e \\ E_{\phi_{0c}}^e \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -D_s^e \\ -D_h^e \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{\beta_c}^i \\ E_{\phi_c}^i \end{bmatrix} \frac{e^{-jks}}{s} \quad (8)$$

$$D_{s,h}^e = \frac{e^{-j\pi/4} \sin \beta_c}{\sqrt{2\pi k}} D_{es,eh}(\phi_c, \phi_{0c}; \beta_c, \beta_{0c}) \cdot \frac{1}{\cos \beta_{0c} - \cos \beta_c} F[kL_{cac}] \quad (9)$$

但し、

$$\begin{aligned} &D_{es,eh}(\phi_c, \phi_{0c}; \beta_c, \beta_{0c}) \\ &= \frac{-e^{-j\pi/4}}{2n\sqrt{2\pi k} \sin \beta_c} \left( \cot \left[ \frac{\pi + \gamma^-}{2n} \right] F[kL^c a^+(\gamma^-)] \right. \\ &\quad + \cot \left[ \frac{\pi - \gamma^-}{2n} \right] F[kL^c a^-(\gamma^-)] \\ &\quad \mp \left\{ \cot \left[ \frac{\pi + \gamma^+}{2n} \right] F[kL^c a^+(\gamma^+)] \right. \\ &\quad \left. \left. + \cot \left[ \frac{\pi - \gamma^+}{2n} \right] F[kL^c a^-(\gamma^+)] \right\} \right) \quad (10) \end{aligned}$$

また、 $a^e(\gamma^\mp)$ 、 $L^c$ 、 $a_c$ と $L_c$ は式(4)~式(7)で定義したものである。

この公式に現れる量は式(2)の平面コーナ回折公式と同様に、コーナに関するもののみであり、また幾何光学境界において符号が変わる。GTDではくさびエッジ回折の公式はくさびが無限に長いとする仮定に基づくものであるので、くさびの中 ( $|\phi_{0c}| > a/2$ ) の界を計算しない。従って、くさびエッジ回折の不連続を補正するために導入したそのコーナ回折もくさびの外のみに存在するものとする。このような処理の妥当性は後の数値計算結果から確認できる。

### 4. 指向性の解析方法

#### 4.1 ダイポールの分割

図5に示した余弦電流分布の半波長ダイポールからの放射界は両端と中心の3点からの放射界の和で計算できる。しかし、その3点からの放射波は準球面波である。つまり、位相は球面波の性質 ( $e^{-jkr}$ ) をもちながら、振幅の変化 ( $1/(r \sin \theta)$ ) は球面波でない。特に、軸方向の付近 ( $\theta \ll 1$ ) で球面波として考えると大きな誤差を生じる。2.と3.で提案したコーナ回折公式は球面波入射に対するものであり、これらの式を用いて優角コーナリフレクタアンテナのパターンを計算するために、波源ダイポールを次のように分割する。半波長ダイポールは図5のように幾つかの微小ダイポールに分割し、各微小ダイポールの放射界は球面波であるとする。微小ダイポール列の電流振幅は半波長ダイポール上の電流分布と同じ、 $\cos(kz)$ の関数に従う。本論文では半

波長ダイポールの分割数を 11 とした。アンテナの放射パターンは各微小ダイポールからの直接界，それに関する反射界，エッジ回折界およびコーナ回折界の総和で計算する。

### 4.2 H 面の放射パターン

反射板寸法による H 面 (水平面) のパターンの変化は文献(1)と(3)で詳しく検討されており，GTD を用いて解析することも容易である。H 面と直交する三つのエッジ回折とそれらのエッジ間の 2 重回折を入射界と反射界に組み入れれば，充分正確な結果が得られる。実用的なアンテナに対しては高さが充分高いので，上

下のエッジの影響を考慮しなくてもよい。

### 4.3 E 面の放射パターン

E 面 (垂直面) のパターンの計算は H 面のパターンの計算と比べてかなり複雑になる。反射板による反射界は E 面には存在しないが，すべてのエッジとすべてのコーナからの寄与を考慮する必要がある。アンテナの対称性から，片方だけの反射板に対する計算を行い，2 倍すればよい。しかし，くさびエッジコーナの回折には 3. で述べたように三つのエッジに対応するコーナからの寄与を含めなければならない。

## 5. 数 値 例

GTD の計算例を挙げる前に，モーメント法と物理光学 (PO) による結果を比較する。本論文の計算で利用した三角パッチモーメント法は Wilton らによる方法<sup>(10)</sup> であるが，我々が付け加えた工夫を付録 2. に示した。モーメント法による結果は実験結果と共に，GTD による解析法の有効性の判断基準として用いている。

図 6 にモーメント法と PO による数値計算例を示した。アンテナ寸法は  $\alpha=270^\circ$ ， $a=1\lambda$ ， $b=2\lambda$ ， $H=0.25\lambda$  とした。MM の計算において，図 7 に示したように反射板を底辺が  $0.1\lambda$  である 800 個の直角二等辺三角形に分割した。PO の計算では，半波長ダイポールからの放射は近傍領域でも十分正確である両端と中心の 3 点からの放射界を用いて計算した。図 6 に見られるように，E 面も H 面も，PO は主ビームにおいて MM とよく一致するパターンを与えるが，サイドローブの計算にはほとんど役に立たないことがわかる。なお，

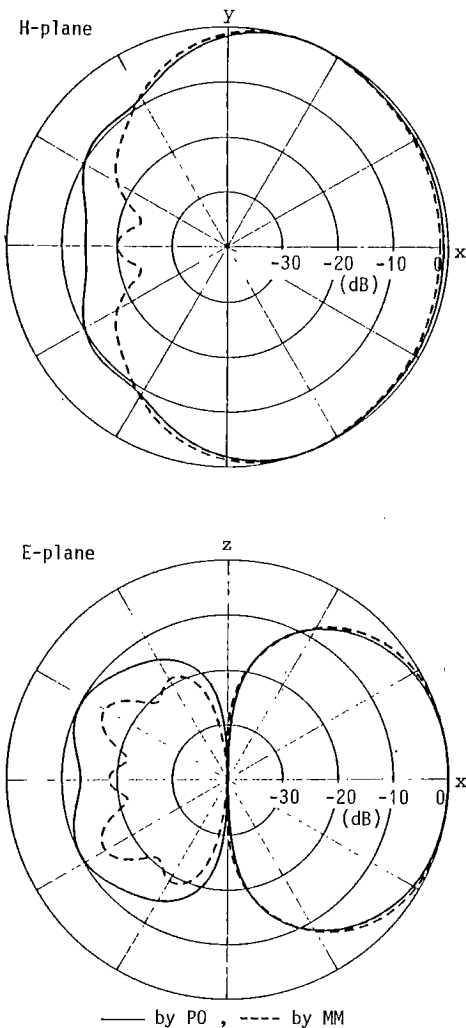


図 6 PO の計算結果と MM の計算結果の比較 ( $\alpha=270^\circ$ ， $a=1\lambda$ ， $b=2\lambda$ ， $H=0.25\lambda$ )

Fig. 6 Comparison of PO solution with MM solution.

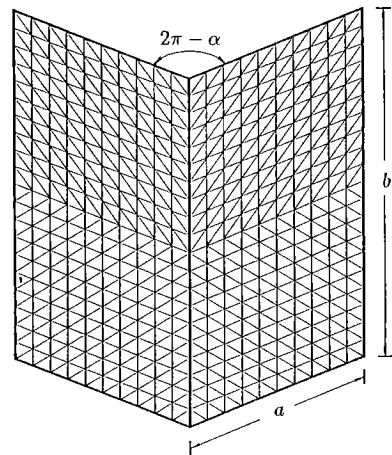


図 7 Wilton らの MM を利用するための反射板の分割  
Fig. 7 Division of the reflector surface in using Wilton's MM formulae.

MMの計算はFACOM M-780/20によりCPU時間約23分を要した。本文のGTDの計算はPC9801VXによる作図を含めた処理時間が5分、FACOM M-780/20によるCPU時間が1.8秒であった。

図8に図6と同じ寸法のアンテナについて、コーナ回折を含んだGTDによる計算結果を示している。主ビームはもちろん、サイドロブもMMの結果および実験結果とよく一致している。GTDによる解析は有効であることが証明された。このアンテナのE面のパターンを計算する際、直接界に付加したエッジ回折界とコーナ回折界の和を図9に示した。くさびエッジコーナの

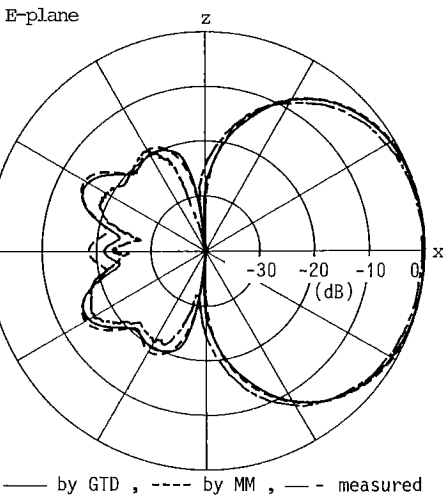
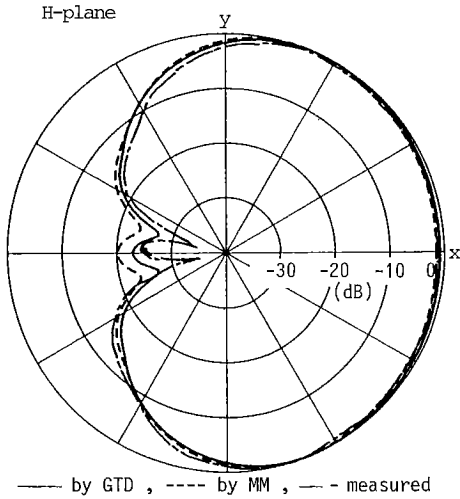


図8 GTDの計算結果およびMMの計算結果と測定値との比較  
( $\alpha=270^\circ$ ,  $a=1\lambda$ ,  $b=2\lambda$ ,  $H=0.25\lambda$ )

Fig. 8 Comparison of GTD solution with MM solution and measured result.

回折はくさびエッジ回折境界である  $\theta=76^\circ$  でよくエッジ回折の不連続を補正している。入射境界と半平面エッジ回折境界と重なる  $\theta=104^\circ$  付近でのエッジ回折界とコーナ回折界の和の不連続は直接界の遮へいを補う役割を果たす。その結果から、3. で提案した中空くさびエッジコーナに対する処理法は妥当であることがわかった。

アンテナ寸法による放射パターンの変化を図10～図13に示した。図10は  $a=1\lambda$ ,  $b=2\lambda$ ,  $H=0.25\lambda$  のとき、反射板の外角  $\alpha$  による放射パターンの変化を示している。 $\alpha$  はH面パターンのビーム幅を大きく左右することがわかる。しかし、 $\alpha$  の変化がE面パターンに及ぼす影響は非常に小さい。図11は  $a=1\lambda$ ,  $b=2\lambda$ ,  $\alpha=270^\circ$  の反射板に付けられた波源ダイポールのエッジからの距離  $H$  の変化によるパターンの変化を示している。 $H$  の変化はH面のパターンに対してほとんど影響がないが、E面のパターンを大きく変える。 $H$  の増大と共にE面パターンの主ビームはブロードになり、サイドロブは大きくなる。実用上、 $H$  を  $0.25\lambda$  以下にするのが妥当であろう。 $a$  の変化はE面のパターンに対してあまり影響しないと思われるが、H面のパターンに大きく影響する(図12)。 $a$  と  $a$  はセクタH面パターンを形成する重要なパラメータである。E面パターンの  $b$  による変化を図13に示した。この変化は比較的に小さいため、E面パターンは主に  $H$  によって決められ

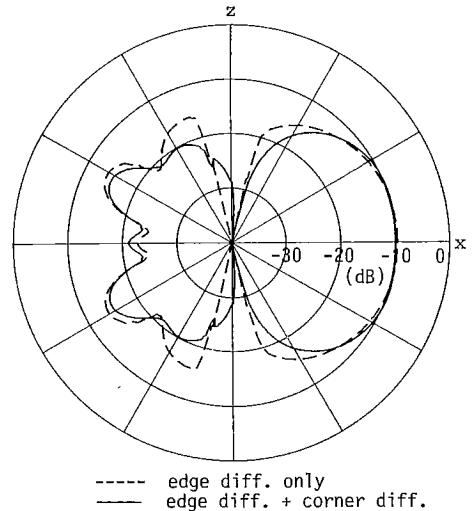


図9 図8のGTDの計算におけるエッジ回折界とコーナ回折界

Fig. 9 Edge diffracted field and corner diffracted field in the GTD computation of Fig. 8.

ると結論される。

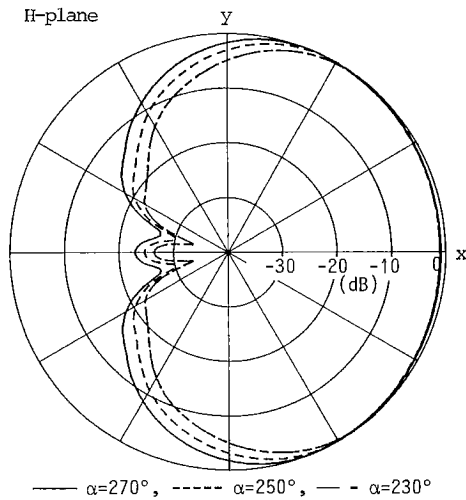
## 6. むすび

中空くさびコーナによる回折に関して、簡便で、実用的な処理方法を提案した。優角コーナリフレクタアンテナの放射パターンを、コーナ回折を含む GTD を用いて解析した。GTD の結果と MM および実験の結果との良い一致性により、本論文の解析法は実用上十分に正確であることが確認された。また、アンテナの寸法による放射パターンの変化についても検討し、優角コーナリフレクタアンテナの設計は次の手順に従えば

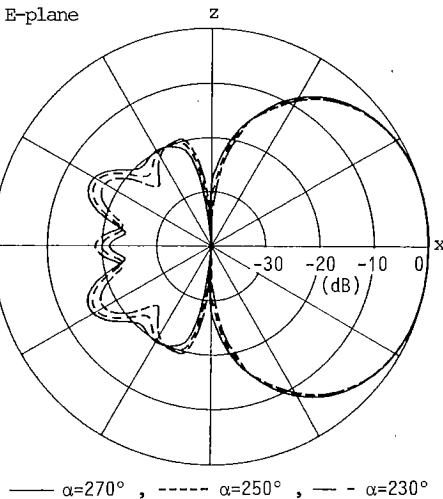
よいと考えられる。まず、セクタパターンの電力半値角によって、反射板の外角  $\alpha$  を決める。次に、ダイポールとくさびエッジとの距離  $H$  を E 面パターンの主ビーム幅および容認できるバックローブにより決定する。更に、設計するセクタパターンの電力半値幅に合わせるため反射板幅  $a$  を調整する。最後に適当に反射板の高さ  $b$  を選び、所要のパターンを実現する。

本論文で提案したコーナ回折公式は UTD に基づく等価端部電磁流から得られたものである。他のコーナ回折公式との詳細な比較は今後の重要な研究課題である。

なお、数値計算は名古屋大学大型計算機センターを



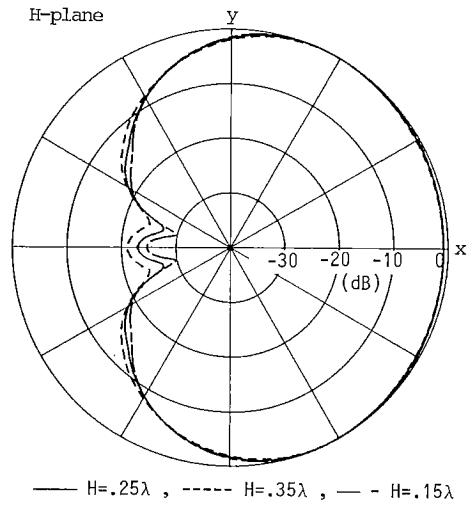
—  $\alpha=270^\circ$ , - - -  $\alpha=250^\circ$ , - · -  $\alpha=230^\circ$



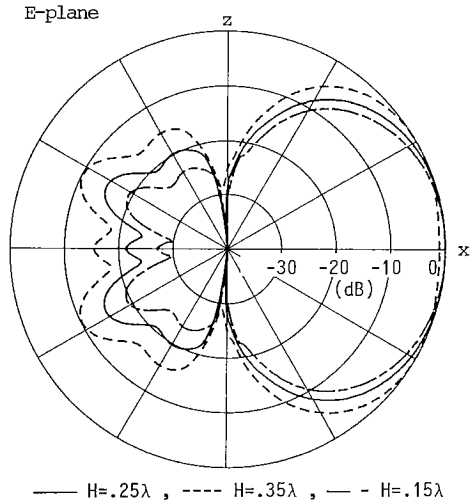
—  $\alpha=270^\circ$ , - - -  $\alpha=250^\circ$ , - · -  $\alpha=230^\circ$

図 10 反射板外角  $\alpha$  による放射パターンの変化  
( $a=1\lambda$ ,  $b=2\lambda$ ,  $H=0.25\lambda$ )

Fig. 10 Radiation pattern variation with  $\alpha$ .



—  $H=.25\lambda$ , - - -  $H=.35\lambda$ , - · -  $H=.15\lambda$



—  $H=.25\lambda$ , - - -  $H=.35\lambda$ , - · -  $H=.15\lambda$

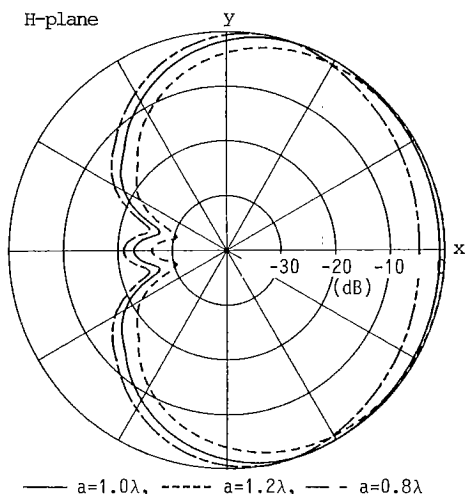
図 11 波源とくさびエッジ間の距離  $H$  による放射パターンの変化  
( $\alpha=270^\circ$ ,  $a=1\lambda$ ,  $b=2\lambda$ )

Fig. 11 Radiation pattern variation with  $H$ .

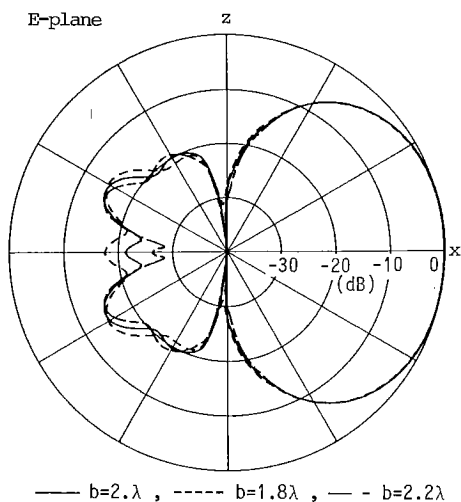
使用して行ったことを付記する。

文 献

- (1) 関口利男：“電磁波”，pp. 162-166, 朝倉書店 (1976).
- (2) 稲垣直樹, 菊間信良, 安西 睦, 張 旭, 後藤二郎, 早川 誠, 吉口克彦：“限定空間領域多送受合成通信方式のための室内データ伝送実験”，名古屋工大学報, **40**, pp. 209-216 (1988).
- (3) 鎌田幸男, 市川 満, 林 友直：“優角コーナリフレクタを用いたロケット搭載用アンテナ”，信学論(B-II), **J73-B**



— a=1.0λ, - - - a=1.2λ, - · - a=0.8λ  
 図 12 反射板幅  $a$  による放射パターンの変化  
 ( $\alpha=270^\circ$ ,  $b=2\lambda$ ,  $H=0.25\lambda$ )  
 Fig. 12 Radiation pattern variation with  $a$ .



— b=2.2λ, - - - b=1.8λ, - · - b=2.2λ  
 図 13 反射板の高さ  $b$  による放射パターンの変化  
 ( $\alpha=270^\circ$ ,  $a=1\lambda$ ,  $H=0.25\lambda$ )  
 Fig. 13 Radiation pattern variation with  $b$ .

- II, 2, pp. 111-119 (1990-02).
- (4) Burnside W. B., Wang N. and Pelton E. L.: "Near field pattern analysis of airborne antennas", IEEE Trans. Antennas & Propag., **AP-28**, pp. 318-327 (May 1980).
- (5) 張 旭, 稲垣直樹, 菊間信良, 春日井靖：“有限グラウンド板付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”，信学論(C-I), **J72-C-I**, 11, pp. 774-780 (1989-11).
- (6) Marhefka R. J. and Brinkley T. J.: "Comparison of methods for far zone scattering from a flat plate and cube", ACES Fall, **3**, 2, pp. 57-78 (1988).
- (7) Corona P., Ferrara G. and Gennarelli C.: "Backscattering by load and unload dihedral corners", IEEE Trans. Antennas & Propag., **AP-35**, pp. 1148-1153 (Oct. 1987).
- (8) Griesser T. and Balanis C. A.: "Backscatter analysis of dihedral corner reflectors using physics optics and physics theory of diffraction", *ibid.*, pp. 1137-1147.
- (9) Griesser T. and Balanis C. A.: "Dihedral corner reflector backscatter using higher order reflections and diffractions", IEEE Trans. Antennas & Propag., **AP-35**, pp. 1235-1247 (Nov. 1987).
- (10) Rao S. M., Wilton D. R. and Glisson A. W.: "Electromagnetic scattering by surfaces of arbitrary shape", IEEE Trans. Antennas & Propag., **AP-30**, pp. 409-418 (May 1982).
- (11) Satterwhite R.: "Diffraction by a quarter plane, the exact solution, and some numerical results", IEEE Trans. Antennas & Propag., **AP-22**, pp. 500-503 (May 1974).
- (12) Pathak P. H., private communication.

付 録

1. コーナ回折公式の導出手順

式(1)と式(8)のコーナ回折公式は次の手順に従って導出した。

- ① UTDのエッジ回折係数を用いて等価端部電磁流を求める。
- ② 等価端部電磁流をコーナエッジに沿って放射積分を行う。
- ③ 停留位相法 (stationary phase method) を用いてその積分を漸近計算する。
- ④ 停留位相点の寄与はエッジ回折界となり、有限エッジの端点の寄与はコーナ回折界の1次近似解と見なす。

式(1)の平面コーナ回折公式に関しては、文献(5)の付録に具体的な数式によりその導出過程が示されている。そこで用いた回折係数  $D_{es,eh}$  は UTD 半平面エッジ回折係数である。くさびエッジコーナに対する公式の導出は、 $D_{es,eh}$  として式(10)の UTD 直線くさびエッジ



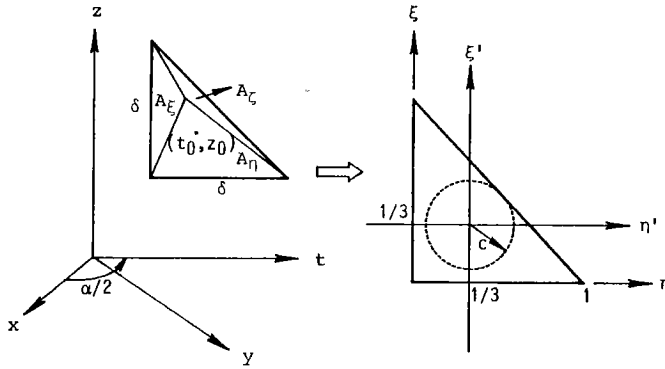


図 A・1 三角形面積に関する局所座標  
Fig. A・1 Triangular local coordinate system for a triangular patch.

回折係数を用いる点が異なるだけで、上記の共通の導出手続きにより式(9)の回折係数が得られる。

## 2. 三角形パッチモーメント法 (Wilton らの方法) における自己インピーダンスの計算

計算の簡単化のため、反射板を分割する三角形パッチを二等辺直角三角形にした。インピーダンス配列の計算は計算時間を短縮するため、パッチ内で定義した局所座標で行う。図 A・1 にその座標変換を示している。ここで、

$$\eta = \frac{A_\eta}{A} \quad (0 \leq \eta \leq 1)$$

$$\xi = \frac{A_\xi}{A} \quad (0 \leq \xi \leq 1)$$

$$\zeta = \frac{A_\zeta}{A} = 1 - \eta - \xi$$

$A = A_\eta + A_\xi + A_\zeta$  三角形パッチの面積

インピーダンス配列の計算は次の積分を行う必要がある。

$$I = \int_0^1 \int_0^{1-\eta} \frac{e^{-jkR}}{R} d\xi d\eta \quad (A \cdot 1)$$

$$I_\xi = \int_0^1 \int_0^{1-\eta} \xi \frac{e^{-jkR}}{R} d\xi d\eta \quad (A \cdot 2)$$

$$I_\eta = \int_0^1 \int_0^{1-\eta} \eta \frac{e^{-jkR}}{R} d\xi d\eta \quad (A \cdot 3)$$

自己インピーダンスはパッチ内の任意点  $(t', z')$  の単位電流のパッチ中心点  $(t_0, z_0)$  に対する寄与である。そのとき、

$$R = \sqrt{(t' - t_0)^2 + (z' - z_0)^2} \\ = \delta \sqrt{(\eta - 1/3)^2 + (\xi - 1/3)^2} \quad (A \cdot 4)$$

$\delta$ : 二等辺直角三角形の底辺の長さ

式(A・1)~(A・3)はパッチの重心において発散するため、次に示すような工夫を施した。

まず、座標系  $(\eta, \xi)$  を三角形の重心を原点とする  $(\eta', \xi')$  座標系に変換する。次に、三角形の中を内接円(半径  $c = 1/(3\sqrt{2})$ ) が境界となる内部領域と外部領域に分ける。外部領域での積分は数値計算の方法で行う。内部領域に  $R$  の特異点が存在するが、積分は次のように解析的に行うことができる。

$$\iint_{\text{円内}} \frac{e^{-jkR}}{R} d\xi d\eta = \frac{1}{\delta} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^c \frac{e^{-jk\delta r}}{r} r dr \\ = -\frac{2\pi}{jk\delta^2} (e^{-jk\delta c} - 1) \quad (A \cdot 5)$$

$$\iint_{\text{円内}} \xi \frac{e^{-jkR}}{R} d\xi d\eta = \frac{1}{\delta} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^c (r \cos \phi + \frac{1}{3}) \frac{e^{-jk\delta r}}{r} r dr \\ = -\frac{2\pi}{j3k\delta^2} (e^{-jk\delta c} - 1) \\ = \iint_{\text{円内}} \eta \frac{e^{-jkR}}{R} d\xi d\eta \quad (A \cdot 6)$$

(平成2年7月30日受付, 12月3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名工大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 同大学院博士課程了，工博，同年東工大助手，昭45 名工大助教授，昭59 同教授，昭54～昭55 オハイオ州立大学客員上級研究員（文部省在外研究員），アンテナおよび電磁界数値解析の研究に従事，昭39 稲田賞，昭49 本会論文賞，昭58 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，同年同大学助手，昭63 名工大助手，平2 名工大講師，現在に至る。アダプティブアレー，多重波解析，構内無線通信，電磁界解析の研究に従事，第4回電気通信普及財団賞受賞，IEEE 会員。