

物理光学における擬似透過波の除去と開口面法との混合解法

非会員 司城 徹* 正員 安藤 真*

Elimination of Fictitious Penetrating Rays from PO and Hybridization with AFIM

Tetsu Shijo*, Non-member, Makoto Ando*, Member

Physical optics(PO) is an approximation method for high-frequency scattering and diffraction problems. But PO fields are inaccurate in the shadow region where the source is screened by the scatterer. Two key factors of the error for PO are (i) edge diffraction coefficients and (ii) existence of fictitious penetrating rays. The correction with respect to the former has been extensively investigated by many author using the ray techniques such as GTD, UTD and UAT. On the other hand, the latter was identified recently by the authors. This paper proposes a novel PO-based calculation procedures named PO-AF and PTD-AF, where PO and Aperture Field Integration Method (AFIM) are merged with the help of special elementary diffraction coefficients. These can uniformly cover whole the angular region and only the error factor (ii) is removed in PO-AF while both of (i) and (ii) are removed in PTD-AF.

The theoretical backgrounds of PO currents are discussed in terms of field equivalence theorem and visualization of EM waves. Then new methods are proposed and their validity is numerically demonstrated for 2-D scattering problems of a strip, a corner reflector and a cylinder of circular arc.

キーワード：物理光学近似，幾何光学的回折理論，開口面法，等価定理，擬似透過波，可視化

Keywords: PO, GTD, AFIM, equivalence theorem, fictitious penetrating rays, visualization

1. はじめに

電磁波の散乱問題において，厳密な解析は，単純な形状でかつ小さいものに限られる。モーメント法や境界要素法⁽¹⁾などの数値的精密解は，低周波の場合に有効である。散乱体が波長よりも大きい高周波の場合，それらの方法では，収束が悪い，数値積分が困難，マトリクスサイズが大きくなる，などの欠点が見れる。そこで，高周波に特有の近似が必要となってくる。

高周波近似の典型として，物理光学近似 (Physical Optics: PO) や幾何光学的回折理論 (Geometrical Theory of Diffraction: GTD) などがある。GTD は，Keller によって，楔や円筒などの規範問題から汎用性のある近似法に体系化された⁽²⁾。GTD は精度が高い。しかし，幾何光学境界 (Shadow, Reflection Boundary: SB, RB)，焦点，コースティックなどで発散する。PO は，波源に照射された散乱体表面に誘起される電流を $I^{PO} = 2\hat{n} \times H^i$ (物理光学電

流) と仮定し，これを放射面積分することにより散乱界を得る⁽³⁾⁽⁴⁾。GTD のような特異点がないため，焦点があるアンテナの解析や設計などでは，PO が広く用いられている。しかし，一般的に波源が直接見えない領域において誤差が目立つことが知られている。

誤差要因の観点で，PO と GTD を比較すると，主に二つの違いがある。

- (i) 回折係数の違い
- (ii) 散乱体の遮蔽効果の不完全性

PO における物理光学電流は，端部においても無限平面を仮定し定義されるものであるが，GTD においては，半無限平面を仮定しその摂動を代用している。これが回折係数の違いとなって現れている。従来は，主に (i) の違いに着目し，GTD へ近づける方向で PO 改善の検討がされてきた^{(5)~(9)}。例えば，PO に，端部の影響を考慮した補正項として，フリッジ波成分 (Fringe Wave: FW) を加えたものが，物理光学的回折理論 (Physical Theory of Diffraction: PTD) である⁽¹⁰⁾。

一方 (ii) の効果については，あまり議論されてこなかった。PO は無限平面を基に導出された近似であり，原理的には散乱体が厳密に平面でない箇所すべてから，非物理的な透過波が発生する。著者らは非物理的な透過波を「擬似

* 東京工業大学 大学院理工学研究科電気電子工学専攻

〒152-8552 東京都目黒区大岡山 2-12-1

Dept. of Electrical and Electronic Eng., Tokyo Institute of Technology

2-12-1, O-okayama, Meguro-ku, Tokyo 152-8552

透過波」と名づけ、高周波で持つべき散乱体の遮蔽効果を阻害するものとして、PO 誤差の主因となり得ることを示した⁽¹¹⁾。さらに、曲率半径の関数として円筒からの透過量を定量的に議論した。見通せないエッジは曲率半径が零の極端な場合に相当し、エッジ回折と同じオーダーの強い擬似透過波が発生する。GTD などの高周波近似解法では散乱体の背後では幾何光学的な影が存在するとして、人為的に擬似透過波を除いている。コーナリフレクタを例にとると、GTD では影領域において擬似透過波となる見通せないエッジからの寄与を計算しない。残念ながら、PO は波源からの照射範囲全体を面積分する算法であるため、擬似透過波を容易には分離できない。著者らは、これまでに角や曲面の散乱体において、擬似透過波を抽出し、これを取り除くことにより、回折係数に手を加えずとも PO の精度を飛躍的に向上できる例を示している⁽¹¹⁾。

本論文では、等価定理の観点で物理光学電流の意味に立ち返り、擬似透過波の発生のメカニズムを明確化し、PO を補正する。まず、物理光学電流 ($2\hat{n} \times \mathbf{H}_i$) を等価定理に基づき散乱体影方向に放射する成分 ($\hat{n} \times \mathbf{H}^i, \mathbf{E}^i \times \hat{n}$: AFIM⁺) と反射方向に放射する成分 ($\hat{n} \times \mathbf{H}^i, -\mathbf{E}^i \times \hat{n}$: AFIM⁻) とに分けた。ここで、AFIM⁺, AFIM⁻ は、例えば反射鏡アンテナにおいて影領域および主ビーム方向への放射を近似計算する際に用いられる開口面法 (Aperture Field Integration Method: AFIM)⁽³⁾⁽¹²⁾⁽¹³⁾ における等価波源の定義に一致する⁽¹⁴⁾。また、AFIM⁺ は、Kirchhoff 近似とも呼ばれる。

まず、PO, AFIM⁺, AFIM⁻ による散乱界の、それぞれの役割と放射の振る舞いを理解するため、角のある散乱体において、PO, AFIM⁺, AFIM⁻ それぞれを可視化した。影領域での誤差原因である擬似透過波が AFIM⁻ から発生することを示した。

次にこれらの事実に基づき、前出の (i), (ii) の誤差要因を解消する計算手順 PO-AF, PTD-AF を提案する。PO-AF は、誤差要因 (ii) を解消するため、PO と AFIM を観測点毎に合理的に組み合わせたものとなっている。従来経験的に行われていた PO と AFIM との使い分けに理論的裏づけを与え、回折係数を用いて滑らかに切り替える手順を与えている。PTD-AF は、PO-AF に従来の FW を用いて回折波の誤差 (i) まで解消する手順も含んでいる。このとき、光線理論等で汎用的に用いられるフレネル積分を使わず、一様な界表現を得られる利点がある。

ストリップ、角のある散乱体、曲面の散乱体において、提案手法 PO-AF, PTD-AF を用いてそれぞれの散乱指向特性を計算し、影領域において、PO の誤差原因である擬似透過波の除去と回折成分を含めた補正効果を確認した。

2. 各種高周波近似

2.1 影方向領域と反射方向領域の定義 散乱体の端部を延長した境界に区切られる二つの観測領域 (影方向領域 (+), 反射方向領域 (-)) を図 1 のように定義する。以

後、各種高周波近似解法において、主に影方向の放射を表現するものには +, 反射方向の放射を表現するものには - の添え字をする。

2.2 等価波源と積分表現および漸近表示 全世界は、直接界 E^i と散乱界 E^s の重ね合わせで表現される。

$$\mathbf{E}^t = \mathbf{E}^i + \mathbf{E}^s \dots\dots\dots (1)$$

PO や AFIM などで散乱界は、境界上に誘起された電流 I , 磁流 M を面積分して求める。

$$\mathbf{A} = \frac{\mu}{4\pi} \int_S \mathbf{I} \frac{e^{-jkr}}{r} ds \dots\dots\dots (2)$$

$$\mathbf{E}^s = -j\omega \left(\mathbf{A} + \frac{1}{k^2} \nabla \nabla \cdot \mathbf{A} \right) \dots\dots\dots (3)$$

$$\mathbf{A}_m = \frac{\varepsilon}{4\pi} \int_S \mathbf{M} \frac{e^{-jkr}}{r} ds \dots\dots\dots (4)$$

$$\mathbf{E}^s = -\frac{1}{\varepsilon} (\nabla \times \mathbf{A}_m) \dots\dots\dots (5)$$

k : 波数

r : 波源から観測点までの距離

PO の場合、波源からの入射磁界 \mathbf{H}^i を用いて、散乱体上の電流を (6) 式の物理光学電流 I^{PO} で近似する。

$$I^{PO} = 2\hat{n} \times \mathbf{H}^i \dots\dots\dots (6)$$

AFIM は、幾何光学的に導いた等価波源を面積分するという意味では PO の一種である。通常 AFIM は、計算効率の観点で、散乱体上ではなく、反射鏡アンテナの主ビームに直角な平面上で面積分する。積分範囲の等価波源は、幾何光学 (Geometrical Optics: GO) の反射界 ($\mathbf{E}^r, \mathbf{H}^r$) だけで、(7) 式のように決定する。

$$\left. \begin{aligned} I^{AF} &= \hat{n} \times \mathbf{H}^r \\ M^{AF} &= \mathbf{E}^r \times \hat{n} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (7)$$

従来の AFIM は、アンテナにおける主ビーム近傍にのみ有効な計算法であり、広角および影領域には適用できない。著者らは、等価定理により導かれる事実から、積分面上

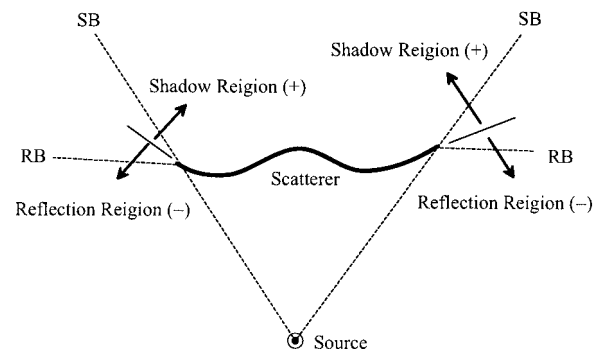


図 1 影方向領域と反射方向領域の定義

Fig. 1. Shadow region and Reflection region.

表 1 回折係数

Table 1. Diffraction coefficients.

	$2D^{//}$		$2D_F^{//}$
PO	$\frac{\sin \frac{\phi - \phi_i}{2}}{\cos \frac{\phi - \phi_i}{2}} - \frac{\sin \frac{\phi + \phi_i}{2}}{\cos \frac{\phi + \phi_i}{2}}$	PO_F	$F_- \frac{\sin \frac{\phi - \phi_i}{2}}{\cos \frac{\phi - \phi_i}{2}} - F_+ \frac{\sin \frac{\phi + \phi_i}{2}}{\cos \frac{\phi + \phi_i}{2}}$
AFIM ⁺	$\frac{\sin \frac{\phi - \phi_i}{2}}{\cos \frac{\phi - \phi_i}{2}}$	AFIM ⁺ _F	$F_- \frac{\sin \frac{\phi - \phi_i}{2}}{\cos \frac{\phi - \phi_i}{2}}$
AFIM ⁻	$-\frac{\sin \frac{\phi + \phi_i}{2}}{\cos \frac{\phi + \phi_i}{2}}$	AFIM ⁻ _F	$-F_+ \frac{\sin \frac{\phi + \phi_i}{2}}{\cos \frac{\phi + \phi_i}{2}}$
GTD	$\frac{1}{\cos \frac{\phi - \phi_i}{2}} - \frac{1}{\cos \frac{\phi + \phi_i}{2}}$	GTD _F (UTD)	$F_- \frac{1}{\cos \frac{\phi - \phi_i}{2}} - F_+ \frac{1}{\cos \frac{\phi + \phi_i}{2}}$
FW	$\frac{1 - \sin \frac{\phi - \phi_i}{2}}{\cos \frac{\phi - \phi_i}{2}} - \frac{1 - \sin \frac{\phi + \phi_i}{2}}{\cos \frac{\phi + \phi_i}{2}}$	FM _F	$F_- \frac{1 - \sin \frac{\phi - \phi_i}{2}}{\cos \frac{\phi - \phi_i}{2}} - F_+ \frac{1 - \sin \frac{\phi + \phi_i}{2}}{\cos \frac{\phi + \phi_i}{2}}$

$F_{\pm} = F\left(2kd \cos^2 \frac{\phi \pm \phi_i}{2}\right), F(x) = 2j\sqrt{x} \exp(jx) \int_{\sqrt{x}}^{\infty} \exp(-j\tau^2) d\tau$

に (8) 式の正しい等価波源を用いれば全観測領域において, AFIM は PO と一致した界を与えることを確認した⁽¹⁴⁾.

$$\left. \begin{aligned} I^{AF'} &= \hat{n} \times H^r + \hat{n} \times H^i \\ M^{AF'} &= E^r \times \hat{n} + E^i \times \hat{n} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (8)$$

物理光学電流は, (8) 式を無限金属板上に適用したものである ($E_i = -E_r, H_i = H_r$).

ここでは, 物理光学電流を, 等価定理の考えに基づいて (9) 式のように分け, 以後それぞれの誘起電磁流からの散乱波を計算したものを AFIM⁺, AFIM⁻ と呼ぶものとする。

$$\left. \begin{aligned} \hat{n} \times H^i, E^i \times \hat{n} &: \text{AFIM}^+ \\ \hat{n} \times H^i, -E^i \times \hat{n} &: \text{AFIM}^- \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (9)$$

等価定理において, AFIM⁺ は主に散乱体の影方向にのみ放射する等価波源の組であり, Kirchhoff 近似の等価波源でもある。一方 AFIM⁻ は鏡像からの反射波成分で, 主に反射方向に放射する等価波源の組み合わせである。

以上は, 面積分をすることで界を表す等価波源について述べた。図 2 の 2 次元半無限導体板の散乱問題について, この面積分に高周波近似である停留位相法を用いると, PO, AFIM⁺, AFIM⁻ の面積分は, 端部からの回折波を表す寄与 E^d , 内部停留点からの幾何光学波を表す E^{GO} とに近似的に, 解析的に分けることができる。

$$E^s = E^{GO} + E^d \dots\dots\dots (10)$$

二次元問題において, E_z^d は表 1 に示す各手法に固有の回折係数を用いて (11), (12) 式のように表すことができる^{(7) (15) - (19)}。

$$E_z^d = -j\omega\mu I_z^{EEC} \sqrt{\frac{2}{\pi k\rho}} e^{-jk\rho - j\frac{\pi}{4}} \dots\dots\dots (11)$$

$$I_z^{EEC} = \frac{2E_z^i D^{//}}{j\omega\mu} \dots\dots\dots (12)$$

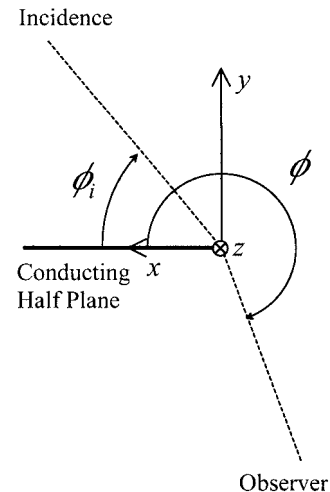


図 2 円筒座標系

Fig. 2. Cylindrical coordinate system in 2-dimensional problem.

(11) 式は, 端部電磁流からの円筒波を表現している。

ここで, 表 1 より PO の回折係数は, SB($\phi = \pi + \phi_i$) において発散する項と RB($\phi = \pi - \phi_i$) において発散する項の和で表現される。一方, AFIM⁺, AFIM⁻ の回折係数は, それぞれ影方向領域 (+) における SB と, 反射方向領域 (-) における RB でのみ発散する項となっている。PO を AFIM⁺, AFIM⁻ に分けて考えると同様に, 回折係数も SB あるいは RB の 1 つの発散のみを有する項に分けて考えることができる。

PO, AFIM⁺, AFIM⁻ の回折係数にフレネル積分を用いて発散を防止したものを PO_F, AFIM⁺_F, AFIM⁻_F と呼ぶものとする。それぞれの等価波源を積分し内部停留点を除いた端部からの寄与は, 波源に対応した回折係数により (11), (12) 式で表される界とほぼ完全に一致する⁽²⁰⁾。

なお本来積分にはよらず計算される高周波解析, 例えば GTD においても, 界は等価端部電磁流 I^{EEC} を用いて同様に表現することができ, 積分による計算法との定性的な比較に用いられる。例えば, 表 1 から分かるように, PO と GTD の違いは回折係数の違いだけであり, しかも PO と同様に SB で発散する項と RB で発散する項の和という類似した形であることなどが一目瞭然と把握できる。2 次元エッジ回折問題においては, GTD の表現における回折係数にフレネル積分を掛けることにより発散を防止したものが一様回折理論 (Uniform Theory of Diffraction: UTD)⁽²¹⁾ と呼ばれる。

PO と GTD の回折係数の差をフリンジ波 (FW) として (11), (12) 式を計算し, PO 面積分に足したのが PTD である。FW は, SB, RB においても発散しないのが特徴である。PTD は, PO における回折係数の違いによる誤差を GTD により補正し, また光線近似としての GTD の欠点も面積分により解消した, 両者の長所を持ち合わせた計算法として知られている。

2.3 各高周波近似解法の特徴と精度

2.3.1 ストリップ 図 3 に示す, 二次元ストリップの散乱問題において, PO, PTD, GTD, UTD, AFIM⁺, AFIM⁻, さらに数値的精密解としてモードマッチング法 (Mode matching method: MODE)⁽²²⁾ で計算した全体界のグラフを示す。ここで, PO, PTD, AFIM⁺, AFIM⁻ など下線を記したものは, 表 1 の回折係数を使用せずに誘起電磁流を面積分した計算である。PO, PTD では (6) 式を, AFIM⁺, AFIM⁻ では (9) 式の等価波源を面積分したものである。(ただし, PTD の FW は回折係数を用いている) 他方, MODE, GTD, UTD, PO, AFIM など, 下線のないものは, 面積分をしない, あるいは表 1 の回折係数を使用し近似した計算結果を表すものとする。図 3 より以下が分かる。

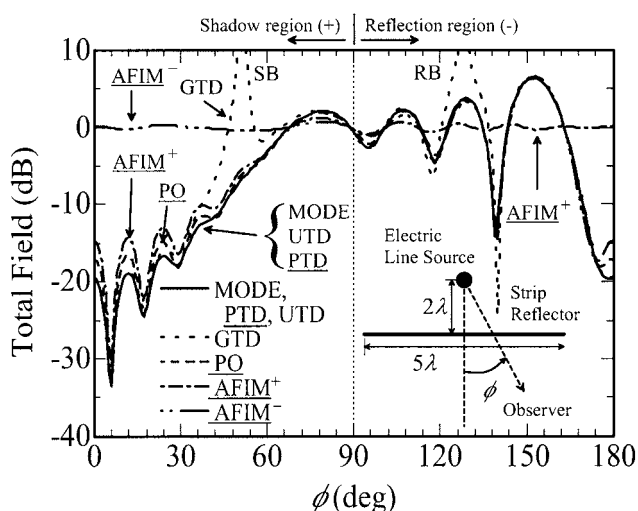


図 3 ストリップの全空間指向特性

Fig. 3. Total Field of a strip.

(A) PO は影領域も含め, MODE に比較的近い値を取っている。これは散乱体が平面の場合は, 擬似透過波が発生しないためである。誤差要因は回折係数の違いのみである。

(B) GTD は SB, RB において発散しているが, その他の領域では精度が高い。

(C) UTD は GTD の発散をフレネル積分で防いだ計算法であり, 全領域で MODE と一致する。

(D) PO に FW による端部の修正効果を加えた PTD の値は, 全領域で MODE と一致する。

(E) AFIM⁺ の散乱界は, 影方向 ($\phi < 90$ 度) にのみ放射し, PO に近い影を作る。反射方向 ($\phi > 90$ 度) では散乱はほぼ零で全体界はほぼ直接波のみ (0dB) となる。端部で発生する回折波により干渉が現れるが, 影方向において, PO と若干の差があるのは, 本来反射方向へのみ放射する AFIM⁻ における回折波成分が影方向へも放射し, これが無視できないためと考えられる。

(F) AFIM⁻ による散乱波は, ほぼ反射波のみを作り, 反射方向では直接波との干渉で PO に近い結果を与える。影方向では寄与が零で, 全体界はほぼ直接波のみ (0dB) となる。端部で発生する回折波により干渉が現れるが, 反射方向の干渉領域において, PO と若干の差があるのは, 本来影方向へのみ放射する AFIM⁺ における回折波成分が反射方向へも放射し, これが無視できないためである。

2.3.2 角のある散乱体 次に角のある散乱体として, 図 4 に示すコーナリフレクタによる線電流の散乱問題を解析する。同様に PO, GTD, UTD, PTD, AFIM⁺, さらに MODE で計算したグラフを示す。図 4 より以下が分かる。

(B) GTD は SB, RB において発散しているが, その他の領域では精度が高い。

(C) UTD は, 全領域で精度が高く, MODE の値とほぼ同じ値をとる。

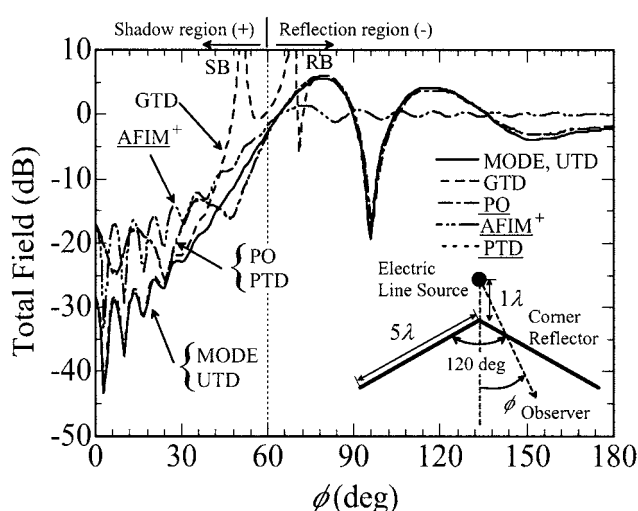


図 4 角のある散乱体の全空間指向特性

Fig. 4. Total field of a corner reflector.

(G) POの結果は、UTDなどと比べると影領域において誤差が大きい。図3と比較して、PTDにおいても誤差が大きいため、見えないエッジからの擬似透過波の影響と考えられる。

(E) AFIM⁺の散乱界は、影方向($\phi < 60$ 度)にのみ放射し、POに近い影を作る。反射方向($\phi > 60$ 度)では散乱はほぼ零で全体界は直接波のみ(0dB)となる。端部で発生する回折波により干渉が現れるが、影方向において、POと若干の差があるのは、本来反射方向へのみ放射するAFIM⁻における回折波成分が影方向へも放射し、これが無視できないためと考えられる。

(F) AFIM⁻の散乱界は、煩雑となるので図4には示さないが、ストリップの場合と同様の結論が得られる。注意を要する点として、本来影方向へのみ放射するAFIM⁺における回折波成分は、両端からは反射方向へも放射するものの、見えないエッジからの寄与は打ち消すため反射方向へは寄与しない。これについては、3章で詳述する。

3. 可視化

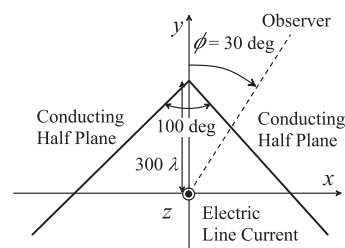
前節では、角のある散乱体におけるPO誤差が、影領域で大きくなることを示した。しかし、PO、AFIM⁺、AFIM⁻、それぞれの計算は面積分を行うため、擬似透過波の発生箇所、メカニズムを明確化することは困難である。そこで、PO、AFIM⁺、AFIM⁻、それぞれの誘起電磁流の影領域における放射を可視化した。

可視化は、散乱体上の着目点近傍の寄与を表現するため、EYE関数を重みとして、ある半径内の等価面波源からの寄与を、位相変化による打ち消し効果を生かした形で抽出するものである⁽²³⁾。本来POなどは、散乱体照射面全範囲を面積分するが、可視化によりどの部分の波源が当該観測点の界に寄与しているかを、局所的に特定できる。本論文に用いたEYE関数の半径 a_0 は 50λ とした。

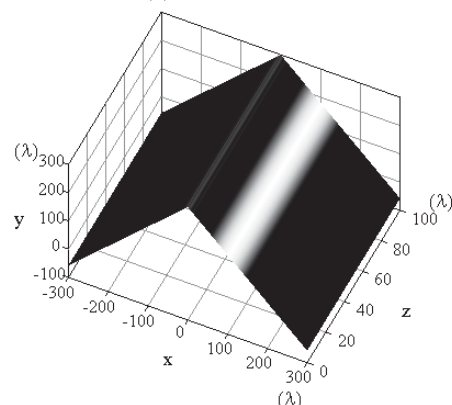
図5(a)に示すような、2次元のコーナーリフレクタを凹部より照射し、裏側影領域でこれを観測したモデルを考える。2辺は無限に長く、角近傍に着目している。この問題をPOで定式化し、散乱波成分のみを可視化した結果を図5(b), (c), (d)に示す。これに直接波成分を加えたものが、全体界となる。

図5(b)は、AFIM⁺を可視化したもので、最短光路より大きな散乱波の寄与が生じる。これは直接波と符号が180度ずれており、これを打ち消す成分であるが、当該観測点への寄与を、場所を特定した形で表現している。また見通せないエッジからの寄与は影領域では観測されていないことが分かる。これは、エッジを構成する左右のストリップからの回折波が、エッジの開き角に依らず打ち消すためであり、等価定理により厳密に証明される。この性質は高周波近似では、表1のAFIM⁺に対する回折係数が($\phi - \phi_i$)のみを引数として持つことで説明される。

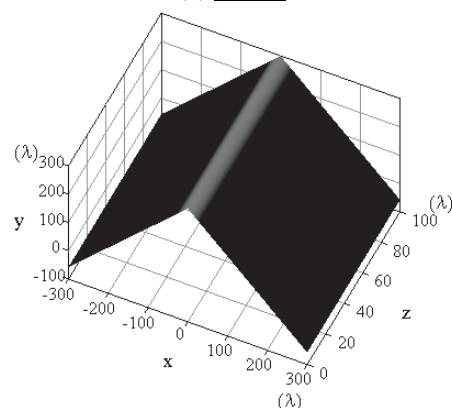
一方、図5(c)は、AFIM⁻を可視化したもので、等価波源は鏡像からの寄与として、反射領域のみを照射し、影領



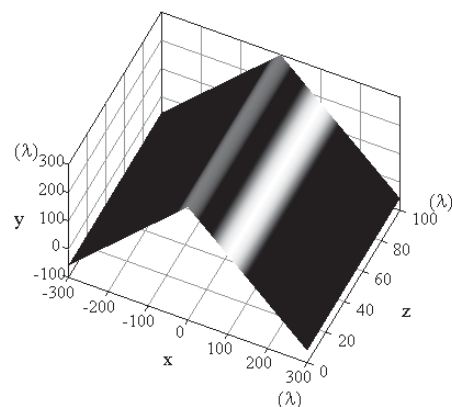
(a) Analysis model



(b) AFIM⁺



(c) AFIM⁻



(d) PO

図5 角のある散乱体の可視化

Fig. 5. Visualization by a corner reflector.

域へは放射しない。しかし、図5(c)において、見通せないエッジからの零ではない寄与を確認することができる。これが擬似透過波と呼ばれるものである。つまり、擬似透過

波は、 $\underline{AFIM^-}$ を影方向 (+) で観測する時、平面ではない部分から発生することが確認された。

また、図 5(d) において、物理光学電流 \underline{PO} の寄与は、これらの和として、2 箇所から放射があることが結論できる。

4. 提案する計算手順

4.1 計算方法 前章で、 $\underline{AFIM^-}$ から擬似透過波が発生することを確認した。本章では、 \underline{PO} の計算において、擬似透過波を除去し、かつ回折波成分も GTD, UTD と同様に精度良く計算するための手法、手順について検討する。擬似透過波を除去するには、二つの方法が考えられる。

(1) 擬似透過波の寄与を引く。

(2) 擬似透過波の寄与となるものを加えない。

(1) は、著者らが以前行なった除去法である⁽¹¹⁾。この方法は、擬似透過波を具体的に計算する必要がある。コーナリフレクタの場合は、一箇所だけ計算すればよいが、曲面においては、例えば多角形近似し、それぞれの角からの擬似透過波を計算し加える必要がある。

(2) が今回提案する方法である。ここでは 2.3 節で得た知見 (A) ~ (G) を引用し、手順を説明する。観測点が影方向 (+) である場合を考える。 \underline{PO} の物理光学電流の代わりに $\underline{AFIM^+}$ を使う。つまり、(G) および 3 章の結果より、 $\underline{AFIM^-}$ 成分の寄与は、擬似透過波を発生する原因であるので積分から除く。しかし、(E) で示したように、 \underline{PO} と等価な界を得るという観点では、端部からの回折波成分は重要な寄与である。そこで、 $\underline{AFIM^+}$ に、 $\underline{AFIM^-}$ 成分の端部における回折波成分 $E_{\underline{AFIM^-}}^d$ のみを足す。

$$E_{\underline{PO-AF}}^s = \underline{AFIM^+} + E_{\underline{AFIM^-}}^d \cdots \cdots (13)$$

この表現において、第 1 項は面積分であり、第 2 項は表 1 の回折係数を用いた表現である。

2 章で述べたが、着目する観測点の影方向領域 (+) では、 $E_{\underline{AFIM^-}}^d$ に発散がないことは重要である。擬似透過波の除去の容易さに関して述べると、任意の形状の散乱体においても、 $\underline{AFIM^-}$ 成分から発生する内部からの擬似透過波がなく、端部における回折波成分のみを計算すればよいことは、従来の方法と異なる点である。今後この方法を $\underline{PO-AF}$ と呼ぶものとする。この解は、 \underline{PO} から擬似透過波が除かれているが、端部回折波は \underline{PO} と同様の値を有している。 \underline{PO} より精度の良い解を実現するには、端部の回折係数の補正がさらに必要である。これは PTD に習い、表 1 の FW 回折係数を用いた補正項 $E_{\underline{FW}}^d$ を足せば良い。

$$E_{\underline{PTD-AF}}^s = \underline{AFIM^+} + E_{\underline{AFIM^-}}^d + E_{\underline{FW}}^d \cdots \cdots (14)$$

$$= \underline{AFIM^+} + E_{\underline{FW}^+}^d + E_{\underline{GTD}^-}^d \cdots \cdots (15)$$

ここで、 $E_{\underline{FW}^+}^d$ および $E_{\underline{GTD}^-}^d$ は、表 1 の FW および GTD の回折係数 $D^{//}$ を、主に影方向 (+) へ放射する項と、

表 2 回折係数

Table 2. Diffraction coefficients.

	$\underline{AFIM^+}$		$\underline{AFIM^-}$
$2D_{\underline{GTD}^+}^{//}$	$\frac{1}{\cos \frac{\phi - \phi_i}{2}}$	$2D_{\underline{GTD}^-}^{//}$	$-\frac{1}{\cos \frac{\phi + \phi_i}{2}}$
$2D_{\underline{FW}^+}^{//}$	$\frac{1 - \sin \frac{\phi - \phi_i}{2}}{\cos \frac{\phi - \phi_i}{2}}$	$2D_{\underline{FW}^-}^{//}$	$-\frac{1 - \sin \frac{\phi + \phi_i}{2}}{\cos \frac{\phi + \phi_i}{2}}$

反射方向 (-) へ放射する項に分解し、表 2 のように定義した回折係数を用いて式 (11), (12) より計算する回折波である。こちらは PTD-AF と名づける。この表現においても、影方向領域 (+) における観測点では、いずれの回折係数も発散がないことは都合が良い。

次に、反射方向領域 (-) に観測点がある場合について述べる。この領域で、擬似透過波となる可能性があるのは、 $\underline{AFIM^+}$ であるが、前章で述べたように見えないエッジの回折波はこの観測領域において厳密に零となるので、その除去は必要ない。したがって、通常の \underline{PO} もしくは回折波の精度を向上させた PTD の結果を用いても、見えないエッジからの擬似透過波は発生しないことになる。

切り替え位置は、図 1 のように端部を延長した境界とする。以上の計算法を「 \underline{PO} と $\underline{AFIM^+}$ とを適当な角度で切り替える」、従来の経験的な方法と比較すると以下の点が優れている。式 (13) における $E_{\underline{AFIM^-}}^d$ の存在により、 \underline{PO} と \underline{AFIM} の切り替えの連続性が改良される。PTD-AF では、回折波の補正により、数値的には UTD のレベルにまで精度向上が期待できる。鏡面修正などのアンテナ工学での使用を想定すると、主ビームを含む照射領域では UTD より PTD-AF が使いやすい。

5. 数値計算結果

5.1 ストリップ ストリップにおいて、 $\underline{PO-AF}$, $\underline{PTD-AF}$ で計算した全体界を図 6 に示す。切り替え角度は ϕ が 90 度の時である。

図 6 より、 $\underline{PO-AF}$ は全領域で \underline{PO} に一致する。これは散乱体形状が平面であるため、擬似透過波が存在しないからである。次に、 $\underline{PTD-AF}$ は \underline{PO} の回折係数の誤差が補正され、ほぼ完全に MODE に一致している。

散乱体形状が平面の場合、擬似透過波は発生しないため PTD も同様の結果を与えている。

5.2 角のある散乱体 次に、角のある散乱体において、全体界を計算した。図 7 に $\underline{PO-AF}$, $\underline{PTD-AF}$ で計算したグラフを示す。この場合、いずれも影方向、反射方向の切り替え角度は ϕ が 60 度の時である。

図 7 より、 \underline{PO} の結果は MODE と一致せず、特に影領域において誤差が大きい。一方提案した $\underline{PO-AF}$ は反射方向では \underline{PO} と (定義においても) 等しく、影方向では大幅な精度向上が見られる。これは擬似透過波の除去効果である。

さらに FW を加えた $\underline{PTD-AF}$ においては、全ての領域

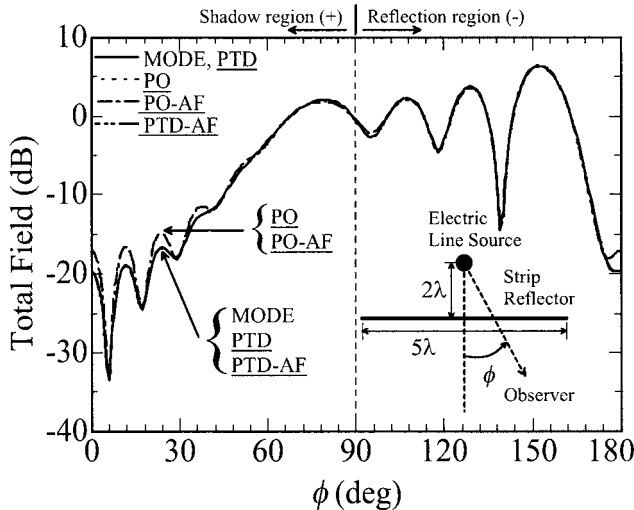


図 6 ストリップの全空間指向特性

Fig. 6. Accuracy check of PO-AF and PTD-AF for a strip.

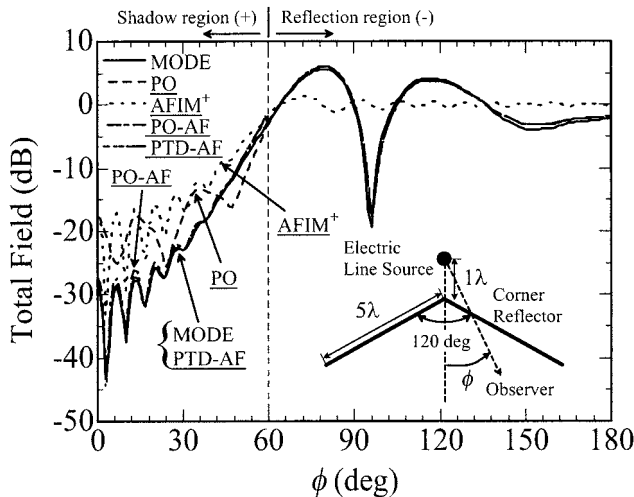


図 7 角のある散乱体の全空間指向特性

Fig. 7. Accuracy check of PO-AF and PTD-AF for a corner reflector

で、ほぼ MODE の値と同じ値を取っている。このモデルでは、波源と見えないエッジとの距離が近い例であり、切り替え位置において E_{AFIM}^d の値に RB の発散の影響残り若干の不連続が観測されるが、周波数が高くなるにつれ、その影響は小さくなり、スムーズに切り替わることを確かめている。PO-AF, PTD-AF のいずれにおいても、UTD などと異なり、発散を防ぐためにフレネル積分を使用する必要がない。ちなみに、図 7 には $AFIM^+$ もあわせて示す。従来は経験的に PO と $AFIM^+$ (Kirchhoff 近似) を切り替えて使用していたが、図 7 よりこの 2 つを単に切り替えるのみでは、接続も困難でしかも誤差が大きいたことが理解できる。

5.3 曲面の散乱体 曲面の散乱体について、全体界を計算する。図 8⁽¹¹⁾ に示す、開放円弧の中心に線電流があ

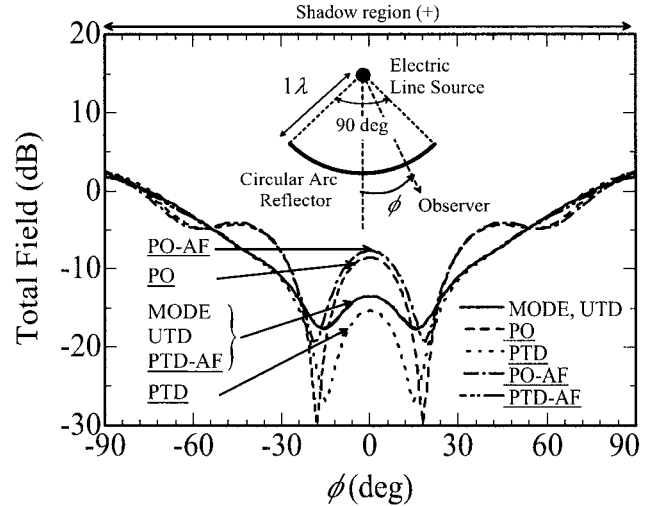


図 8 曲面の散乱体における全空間指向特性

Fig. 8. Accuracy check of PO-AF and PTD-AF for a circular arc reflector.

る問題を解析した。PO-AF, PTD-AF で計算した結果を、MODE, 従来の PO, PTD と比較して図 8 に示す。切り替え角度は 135 度である。

角がある散乱体における計算結果同様に、PO の結果は MODE と一致せず、UTD などと比べても特に影領域において誤差が大きい。これは、回折波の誤差と擬似透過波の影響の 2 つの誤差要因が含まれる例である。PTD においても誤差が発生しているのは、擬似透過波の影響である。

一方、PO-AF で計算した場合も精度が向上しなかった。これは、擬似透過波は除去したものの、端部の回折係数の違いによる誤差が大きいためと考えられる。最も精度の高い計算法として、PO-AF に FW を足した PTD-AF を示す。精度の向上が見られ、ほぼ全領域で MODE と一致した。観測領域により E_{AFIM}^d は発散を有するが、切り替えルールに従えば、これは常に回避されるようになっている。

6. 結 論

本論文では、二次元問題において、物理光学電流 (PO: $2\hat{n} \times H_i$) を等価定理に基づき影方向に放射する成分 ($AFIM^+$: $\hat{n} \times H_i, E_i \times \hat{n}$) と反射方向に放射する成分 ($AFIM^-$: $\hat{n} \times H_i, -E_i \times \hat{n}$) に分け、誤差原因を特定した。可視化により、擬似透過波が鏡像を表す $AFIM^-$ 成分から発生していることを確認した。

PO から擬似透過波を除く手法として $AFIM^+$ に、 $AFIM^-$ 成分の端部からの回折波成分 E_{AFIM}^d を足す PO-AF と、その上で回折波の誤差を補正するため PO-AF に FW を足す PTD-AF を提案した。これらは、観測点の位置により開口面法 (Kirchhoff 近似) に相当する $AFIM^+$ と PO とを使い分け、回折係数を用いた端部の寄与を加える手法となっている。

PO-AF, PTD-AF を用いて、ストリップ、角のある散乱体、曲面の散乱体を計算した。PO-AF では PO と等価で、

影領域では擬似透過波が除去された分の精度向上が確認された。さらに、PTD-AF では、PO-AF の回折波成分も含めた精度の一層の向上を実現し、数値的な精密界とほぼ完全に一致することを確認した。なお観測点の位置と波源の分解の関係により、回折係数の発散点は現われないことになり、実用的にも有利である。結果としてフレネル積分を使わずに数値的精密解とほぼ一致した界を実現した。鏡面修正などのアンテナ工学での使用を想定すると、主ビームを含む照射領域では UTD より PTD-AF が使いやすい。

PO と開口面法を使い分けることは従来より経験的に用いられてきたが、これに等価定理に基づいた理論的裏づけを与えると共に、PO と開口面法の差、等価とするための補正成分などを陽に表現した点が大きく異なっている。

(平成 15 年 2 月 17 日受付, 平成 15 年 5 月 21 日再受付)

文 献

- (1) E. Yamashita, ed.: Analysis methods for electromagnetic wave problems, Chap. 1-6, Artech House (1990)
- (2) J.B. Keller: "Geometrical Theory of Diffraction", *J. Opt. Soc. Am.*, Vol.52, pp.116-130 (1962)
- (3) S. Silver, ed.: Microwave antenna theory and design, pp.144-158, Dover (1947)
- (4) Y.T. Lo and S.W. Lee: Antenna Handbook, Chapt. 4, Van Nostrand Reinhold Company (1988)
- (5) E.F. Knott and T.B.A. Senior: "Comparison of three high frequency diffraction techniques", *Proc. IEEE*, Vol.62, pp.1468-1474 (1974-11)
- (6) W.V.T. Rush: "Physical-optics diffraction coefficients for a paraboloid", *Electron. Lett.*, Vol.10, No.17, pp.358-360 (1974-8)
- (7) M. Safak: "Calculation of radiation patterns of paraboloidal reflectors by high-frequency asymptotic techniques", *Electron. Lett.*, Vol.12, No.9, pp.229-231 (1976)
- (8) M. Ando and T. Kinoshita: "Accuracy comparison of PTD and PO for plane wave diffraction from a large circular disc", *IEICE Trans. Electron.*, Vol.E72, No.11 (1989)
- (9) R. Okada and M. Ando: "Calculation methods in off-set parabola pattern analysis", IEICE Technical Report, AP87-136, pp.45-50 (1988-2)
- (10) P.Y. Ufimtsev: "Method of edge waves in the physical theory of diffraction", Prepared by the U.S. Air Force Foreign Technology Division Wright Pattern AFB, Ohio (1971)
- (11) M. Oodo, T. Murasaki, and M. Ando: "Errors of Physical Optics in Shadow Region —Fictitious Penetrating Rays—", *IEICE Trans. Electron.*, Vol.E77-C, No.6, pp.995-1004 (1994-6)
- (12) E.V. Jull: Aperture Antennas and Diffraction Theory, Peter Peregrinus (1981)
- (13) C. Scott: Modern Methods of Reflector Antenna Analysis and Design, Chap.10, Artech House (1990)
- (14) M. Oodo and M. Ando: "Equivalence of Physical Optics and Aperture Field Integration Method in the Full Pattern Analysis of Reflector Antenna", *IEICE Trans. Electron.*, Vol.E79-C, No.8, pp.1152-1159 (1996-8)
- (15) C.E. Ryan, Jr. and L. Peters, Jr.: "Evaluation of edge diffracted fields including equivalent currents for the caustic regions", *IEEE Trans. Antennas & Propag.*, Vol.AP-7, pp.292-299 (1969-5)

- (16) R.F. Millar: "An approximate theory of the diffraction of an electromagnetic wave by an aperture in a plane screen", *Proc. IEE*, Vol.103, pt.C, pp.177-185 (1956-3)
- (17) M. Ando: "Radiation pattern analysis of reflector antennas", *Trans. IEICE Japan*, Vol.J67-B, No.8, pp.853-860 (1984-8) (in Japanese)
安藤 真:「反射鏡アンテナの放射指向性特性の解析」, 信学論 (B), J67-B, 8, pp.853-860 (1984-8)
- (18) M. Oodo, T. Murasaki, and M. Ando: "Uniform expression of equivalent edge currents for physical optics components and correction of PO errors in shadow region -2-dimensional problems-", IEICE Technical Report, AP91-120, pp.9-14 (1992-2)
- (19) C.M. Knop: "An extension of Rush's asymptotic physical optics diffraction theory of a paraboloidal antenna", *IEEE Trans. Antennas & Propag.*, Vol.AP-23, pp.741-743 (1975-9)
- (20) M. Oodo and M. Ando: "Uniform Physical Optics Diffraction Coefficients for Impedance Surfaces and Apertures", *IEICE Trans. Electron.*, Vol.E80-C, No.7, pp.1056-1062 (1997-7)
- (21) R.G. Kouyoumjian and P.H. Pathak: "A uniform geometrical theory of diffraction", *Proc. IEEE*, Vol.62, pp.1448-1461 (1971)
- (22) R.J. Mittra and S.W. Lee: Analytical techniques in the theory of guided waves, Macmillan (1971)
- (23) T. Ito, C.S. Min, and M. Ando: "Visualization of the scattering phenomena by the theory of high frequency diffraction", The Papers of Technical Meeting, IEE Japan, EMT99-111, pp.25-30 (1999-12) (in Japanese)
伊藤敬義・C.S. Min・安藤 真:「高周波近似にもとづいた回折散乱現象の可視化について」, 電気学会電磁界理論研資, EMT-99-111, pp.25-30 (1999-12)

司 城 徹 (非会員) 1980 年 2 月 23 日生。2002 年 3 月東京工業大学工学部卒業。同年 4 月東京工業大学大学院理工学研究科修士課程入学, 現在に至る。



安 藤 真 (正員) 1952 年 2 月 16 日生。昭 49 東工大・工・電子物理卒。昭 54 同大学院博士課程了。同年電電公社横須賀電気通信研究所入所。昭 57 東工大・工・助手, 昭 59 同大助教授を経て, 現在東工大教授。電磁波の散乱・回折の解析, 開口面アンテナおよび衛星放送受信用アンテナの研究に従事。57 年度学術奨励賞, 第 5 回テレコムシステム技術賞, 第 8 回井上賞, 電気通信普及財団賞, 本会論文賞・業績賞受賞。著書「電磁波問題の基礎解析法 (分担)」, 訳書「アンテナ入門」, IEEE Fellow, URSI Commission B Chair (2002-2005)。

