

近傍電磁界の遠方変換理論と計測評価システムの開発に関する研究

小林 弘一

電子情報システム工学科 波動情報システム研究室

(2020年12月11日受理)

Study on Theory of Electromagnetic Near-Field to Far-Field Transformation
and Development of Measurement Evaluation System

Hirokazu Kobayashi

Electromagnetic Information System Laboratory,
Department of Electronics and Information Systems Engineering**Abstract**

In this study, we discuss the near-field to far-field transformation (NFFFT) theory for radar cross-section (RCS) of an electrically large object and antenna pattern, which is a comprehensive review of the author's published articles over the past 10 years. When the electrical size of the object under test is large, the probe antenna that measures the scattered waves from the object must be placed far away from the object to illuminate the plane electromagnetic wave that is the measurement premise. Assuming that the measurement frequency is f , this distance R is generally evaluated by $R \geq 2D^2/\lambda$ ($f\lambda = c$, where λ : wavelength, c : speed of light). If $D = 3$ m and $f = 10$ GHz, for example, then $R = 600$ m, which is an unrealistic measurement condition. Therefore, it is conceivable to acquire the scattered electromagnetic field near the object by some method and theoretically transform it into a far-region. At this time, when an antenna is under test, the measurement system has one-way relationship of radiation to the antenna and output from the antenna, and this expression can be strictly given by an integral equation. Conversely, since RCS measurement is two-way in principle, it is very difficult to formulate these electromagnetic field relationships. However, if a radar image based on the scattered waves from the object is obtained, it is considered that the far-field generated by the source can be evaluated by regarding the image as a scattered wave source. Based on this concept, the relationship between the radar image of the object to be evaluated and the three-dimensional RCS is constructed. The theoretical validity is proved through numerical calculations and comparative examination using actual measurement data. Above all, it was also found that the unnecessary waves environmentally caused by the anechoic chamber and the like can be suppressed by appropriately treating the generated image including the unnecessary waves received at the time of measurement. From this confirmative experiment, it was proved for the electromagnetic wave that the time-axis processing such as the fast Fourier transform (FFT) and this spatial-axis processing in the image data are equivalent.

キーワード: 近傍電磁界, 遠方界変換, レーダ断面積(RCS), レーダ画像, 逆合成開口レーダ(ISAR), 焦点化, 円周/円筒走査, アンテナ放射パターン

Keyword: Electromagnetic near-field, far-field transformation, radar cross-section (RCS), radar imaging, inverse synthetic aperture radar (ISAR), focusing, circular/cylindrical scanning, antenna radiation pattern.

1. まえがき

電気長の大きな物体のレーダ断面積 (radar cross-section: RCS) を従来の遠方領域で直接計測するのは、困難を伴う場合が多い。照射波が平面波とみなされるほど十分遠方で、RCS は定義されるからである。この距離の目安は付録でも考察しているように、 D を被測定物体の最大寸法、 λ を測定周波数の波長として $2D^2/\lambda$ で与えられる [1]。このような状況に対して、主に二つの対策が採られている。一つは大きなパラボラ反射鏡の開口領域の位相の揃った電磁界内に被測定物を配置するコンパクトレンジ法であり、既に 80 年代には RCS およびアンテナ計測などに実用化されている。もう一つは近傍領域での電磁界を取得し、そのデータから遠方電磁界を求める近傍界遠方変換法 (near-field to far-field transformation: NFFFT) である。これもコンパクトレンジ法と同時期にアンテナ計測法として研究開発されていたが、2-way 計測となる RCS 評価には適用が困難であった。この問題に対し、逆合成開口レーダ (inverse synthetic aperture radar: ISAR) 処理によって得られたレーダ画像から遠方 RCS を求める理論が 2000 年ころに提案された [2]。合成開口レーダ (SAR) はレーダセンサーの移動による相対的に固定した目標物体の散乱界データを取得するのに対し、ISAR は物体の (回転) 移動による電磁界を取得する名称であり、数学的には全く同じ理論体系となる [3]。ISAR あるいは SAR 画像自体を散乱物体から散乱する電磁界そのものとみることができ、これを基にすると遠方での RCS パターンが評価できると考える。

波動の伝搬は波源からの直接的な結果であるとしても良いし、波源と観測点の間の等価的な波源が原因としても良い。万物は原因があって結果があるように、ある領域の電磁界が何らかの方法で分かれば、他の領域での電磁界は理論的に予測できる。すなわち NFFFT とは、取得した被測定物の周りの電磁界から他の領域での電磁界を評価する総称である。上述のレーダ画像は対象物の等価的な波源分布とみることができ、被計測物の散乱情報が内包されていると推定できる。結局のところ、小さな波源の集合としてのレーダ画像が理論構築できれば、当該散乱体の遠方 RCS が評価可能となる [4, 5]。本研究はこの変換理論の数学的な定式と実際的な測定上の考察を議論するものである [6]。

ISAR/SAR における通常の応用では、レーダと目標物体間の距離が互いに遠方領域で構成されており、実用上何

らの問題もない。しかしながら、ここで議論するレーダ画像による NFFFT は互いに近傍領域で計測データを取得する手法である [7, 8]。この結果、大きく二つの心配事が予想される。一つは近傍で配置されるプローブアンテナと被計測物間の距離が大きく変化する問題であり、これから得られる計測データには大きな強度差が生じる。これがレーダ画像の (焦点) ボケとなって現れる。遠方 RCS は生成画像から誘導するので、大きな誤差が発生することも考えられる。そこで、この問題を克服するために、著者等は被計測物に小さな導体球を仮定し、定式化を厳密に行った [9, 10]。遠方変換上、これは積分処理の変数座標に応じた自動重み付けであるので、焦点距離の等価的な補正とみることができるとする有効な方法である。

もう一つの心配事は、遠方領域にはない近傍領域での特有の事象となる多重の反射による結果がどのように影響するかである。例えば、二枚の平板が直角に交差した二面コーナリフレクタを幾何光学でいう光線理論で考えると分かり易い。レーダの送受信アンテナがこのターゲットと遠方距離の関係にあるとき、送信アンテナから放射された波動 (光線) の進行方向と、二枚の直交平板で二回反射しレーダに戻ってくる波動は互いに平行となる。つまり、遠方条件が確立していることに他ならない。NFFFT 計測では、この状況を再現することが困難となる。近傍領域では、入射光線と反射光線は平行になることはなく、多重反射を生成する物体の NFFFT は正確に RCS を計測できないのではないかと根拠になっている。航空機を例にとると、この多重反射は空気取り入れ口による共振反射、あるいは複数の平板状の部位が直交している場合に相当すると思われる [11]。

表 1 は現在考えられている RCS とアンテナ計測に対する各種変換法を比較したものである。当初の NFFFT は大きな電気長をもつアンテナ計測に対して研究されてきた経緯がある。同表上欄の積分方程式による方法は、プローブ走査系に応じて厳密な関係式を定式化した伝統的な方法であり、現在のアンテナ NFFFT を用いた市販ソフトウェアの根幹となっている。アンテナ計測に特化した積分方程式による NFFFT では、RCS 計測は不可能である。そこで、同表の PO-NFFFT、AF-NFFFT、および ISAR-NFFFT などが RCS 計測法として提案されている。ただ、前者の二つは何れも平面波照射が条件であり、実用上の足かせとなっていた。さらに PO-NFFFT は、物理光学法 (physical optics: PO) を変換解析の基本理論としているので、プローブは平面走査に限定され、結果的に平面上の開口分

表1 RCS およびアンテナ計測に対する各種近傍界遠方変換法
Tab.1 NFFFT methods for RCS and antenna measurement.

変換法	概要	プローブ走査					計測対象		主な文献、特記事項
		平面	円周	円筒	球	他	アンテナ	RCS	
走査系に応じた積分変換による方法	走査系に応じた境界条件より積分方程式で変換評価、厳密で伝統的な手法	○	○	○	○	×	○	×	*1
2次波源に物理光学法を適用 <PO-NFFFT>	平面走査でのフーリエ変換と等価、入射波は平面波	○	×	×	×	×	○	平面波照射が条件	*2, 平面波照射がポイント
アレイファクターによる変換法 <AF-NFFFT>	近傍界データをアレイファクターと見なす、走査系に独立	○	○	○	○	○	○	平面波照射が条件	*3, 平面波照射がポイント
ISAR画像に基づく本変換法 <ISAR-NFFFT>	ISAR画像の反射率分布から任意距離での電磁界に変換	○	○	○	(○)	△	○	○	多重反射の影響反映がポイント

*1: A. W. Rudge, K. Milne, A. D. Oliver, P. Knight, "The handbook of antenna design," Chap. 8, IEE UK, 1986.

*2: T. H. Chu and D. B. Lin, Microwave diversity imaging of perfectly conducting objects in the near-field region, IEEE Trans. MTT, vol. MTT-39, no. 3, 1991.

*3: H. Kobayashi, Y. Yamaguchi and Y. Cui, Simple Near-field to Far-field Transformation Method Using Antenna Array Factor, Journal of Wireless Networking and Communications, Vol.2, No.4, pp.43-48, 2012.

布のフーリエ変換となる特徴がある。これは平面波が入射する限り、RCS 計測は原理的にアンテナ計測と等価となることが分かる。一方、三番目の AF-NFFFT は著者が提案している変換法であり、離散的なアレイファクター (array factor: AF) を近傍界に対応させているので、走査系は制限されない。しかし、AF は離散フーリエ級数と等価であるので、これも平面波照射が条件となる。最後の欄、ISAR-NFFFT は本論で詳述しているレーダ画像に基づく変換法である。球走査での定式はまだ確立されていないが、理論的には可能と思われる。

著者等が提案している画像ベースの NFFFT による実測結果は、幾何光学回折理論 (GTD) を使った理論計算値と驚くほど良く一致しており [12, 13]、本 NFFFT 理論の高い有効性と応用性が期待できる。一方、上記の多重反射はターゲットの機械的構成に依存した電磁界の原理的な現象であるので、これを何らかの理論あるいは処理だけで克服するのは、一筋縄ではないと予想している。このような背景のもと、本論では二面コーナーリフレクタによる NFFFT 計測を行い、その現象がどの程度のものなのか調べることにする。今後、多重散乱に関する GTD の理論計算を行う意向であり、今回は取得データの考察に留めることとしたい。

さて周知のように、波源からの波動は一般に距離と角度に依存している。特に三次元空間における角度特性はパターンとも呼ばれている相対的な関数である。その”パターン”は波源からの距離に応じて変化するが、ある領域を境に変化しない距離変数に独立した形になる。この境の波源に近い内側を我々は近傍領域および Fresnel

領域、外側を遠方領域と呼んでいる。本論および付録で議論しているように、この距離は一般に波源の大きさと周波数の関係で与えられる。この遠方領域における電磁界の関係は、アンテナ分野での放射パターン、レーダ分野ではレーダ断面積 (RCS) として、設計、開発、計測の際の重要な指標となっている。

本論では、電気長の大きな物体を意識し、円周を含む円筒走査でのレーダ画像に基づいた近傍界遠方変換について、理論の定式と計測結果を示している。この変換法のオリジナルは文献 [2] で与えられるが、レーダ画像の生成には遠方での表示式を用いており、かつ走査面は二次元円周に限定されている。これに対し、著者等は積分変換の定式化の際、複数の小さな導体球を仮定し、近傍領域での画像生成の厳密な定式化で焦点化関数を誘導し、近傍領域でのレーダ画像による変換と三次元円筒走査の定式化に対応している [4, 5]。従来の表示式と比較すると、この関数は積分の際の焦点処理を補正する因子と考えられ、物体が強い非対称性の場合に有効に作用するものと考えられる。このため、比較的小さな電波暗室に大きな被計測物を実装しても安定した結果が得られるのではないかと期待している。

被計測物が一般のアンテナの場合、アンテナの持つ反射特性 (RCS) が計測され、アンテナの入力端 (あるいは出力端) のインピーダンスによって比較的大きく変化する。RCS 計測の送受信の送信端をアンテナの入力端に入れ替えると、アンテナもつ近傍界と画像データが取得される。単純に NFFFT 処理すると、アンテナ近傍画像による遠方界が計算されると推測できる。これは、いわゆる

アンテナの遠方放射パターンに相当する。角錐ホーンアンテナで確認したところ、変換パターンはホーンの遠方計算値とほぼ一致した結果となった。大きな物体の RCS あるいはアンテナの計測には、相当の設備が必要である。このため、同一変換処理で RCS とアンテナが計測できることは、大きな費用対効果となる。

一方、本研究では、計測と変換処理を一括して円滑に進めるため、一連の計測と計算処理を実行するソフトウェアコードの開発も合わせて行っている。後述するように、このコードには、球、平板等の近傍界を与える理論モデルを組み込んでおり、NFFFT の設定精度等の事前評価、時間軸での不要波除去を目的とした高速フーリエ変換 (fast Fourier transform: FFT) による事後処理も対応可能としている。

最後に本論文の構成を記しておく。この後に続く第 2 節と 3 節で円周走査と円筒走査における近傍界遠方返還理論の厳密な定式を行う。第 4 節では、この理論を基に開発した総合評価ソフトウェアシステム KOSIP の概要とシミュレーション計算例と実測変換例を示し、アンテナパターン計測の可能性と測定環境に関し議論する。第 5 節では、簡単な金属平板をモデルにして、計算理論と実測変換結果との比較検討を行い、合わせて前節で記述した KOSIP の特長等について言及する。第 6 節では、二面コーナリフレクタをターゲットにして、近傍領域と遠方領域に絡んで、ターゲット内部での多重反射について考察する。ここでの考察の結果、高速フーリエ変換による時間領域での不要波抑圧処理と画像空間における不要波除去処理は等価であることを示す。第 7 節では本研究の結論、付録では波動電磁界の遠方領域に関する考察をまとめている。

2. 円周走査の NFFFT 理論

図 1 に二次元円周走査の座標系を示す。マイクロ波信号は半径 ρ_0 で 360 度方位方向に回転するプローブアンテナから送受信される。円筒走査では、 z -軸方向にも移動する。同図の Ω で示す内側の領域は画像生成領域であり、半径 ρ_0 のプローブ走査面より小さく、最大寸法 D の被計測物を囲っている ($D \leq 2\rho_{\max} \leq 2\rho_0$)。同図に示すプローブアンテナの指向性を $P(\beta)$ で与える。 β はアンテナボアサイト軸から測った角度であり、そのボアサイト方向は回転軸の中心を向いている。例えば、 $P(\beta) = 1, \cos \beta$ では、夫々走査面に垂直な方向と接線方向の電気的ダイポールを表す。また、半値幅を β_0 で与

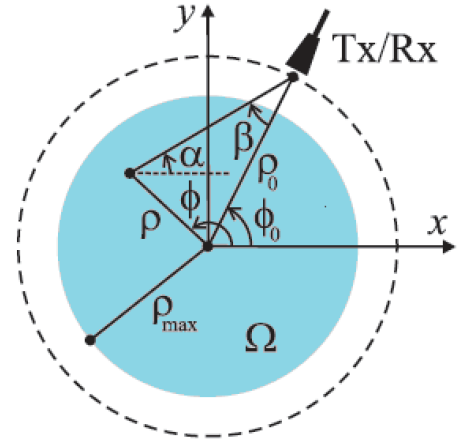


図1 モノスタティック円周走査 NFFFT の座標系
Fig.1 Coordinate system of mono-static circular scanning NFFFT.

えたガウスビームアンテナは $P(\beta) = \exp[-\ln 2(\beta/\beta_0)^2]$ と表される。

まず、校正計測から議論する。校正用の散乱体を回転軸の中心の画像生成域に配置する。形状は導体球、板、コーナリフレクタなどの理論値が分かっている物が多く採用される。ここでは、比較的小さいサイズの散乱体とする。受信信号を $E_0^s(k)$ とすると ($k = 2\pi f/c$, f : 計測周波数, c : 光速)、遠方領域での一般表示として、

$$E_0^s(k) = Q(k)A_0(k) \frac{\exp(-2jk\rho_0)}{2\sqrt{\pi}\rho_0^2} \quad (1)$$

を考える。上式で、周波数に依存する因子 $Q(k)$ は送信アンテナの電界レベルに比例する量であり、 $A_0(k)$ は散乱体の後方散乱に関する量である。 $A_0(k)$ は RCS と $\sigma = |A_0(k)|^2$ の関係にある。例えば、半径 a の電気的に小さな導体球は $A_0(k) = 3\sqrt{\pi}k^2a^3$ 、電気的に大きな任意形状で垂直入射方向の投影断面積が S の場合、 $A_0(k) = -jkS/\sqrt{\pi}$ となる [1]。校正プロセスでは、送信アンテナの $Q(k)$ は (1) 式の逆算をとり、

$$Q(k) = 2\sqrt{\pi}\rho_0^2 \frac{E_0^s(k)}{A_0(k)} \exp(2jk\rho_0) \quad (2)$$

で与えることができる。

次に、被計測物を画像生成域の内部に配置し、円周走査の場合、十分細かいステップ $\delta\phi_0$ でプローブを方位方向 $0 \leq \phi_0 \leq 2\pi$ に走査する。周波数も細かいステップ δf で十分な帯域 $f_{\min} \leq f \leq f_{\max}$ を確保し、 $E^s(k, \phi_0)$ を取得する。この走査経路は被測定物の近傍領域であるので、 $E^s(k, \phi_0)$ は直接 (1) に使わず、後述する NFFFT 処理の入力データとする。

円周走査 NFFFT は走査円周内の RCS 算出評価である。偏波は送受信アンテナの偏波面: 垂直 (V) および水平 (H) に依存しているので、合わせて 4 通りの偏波組合せ VV/VH/HV/HH が定義できる。二次元円周走査は、高さ方向のサイズによる送受信アンテナの関係が遠方界領域になっていることが前提となる。他方、一方向だけに走査する一次元走査は被計測体を包み込むには不十分であるし、半空間のパターンしか評価できない恐れもある。

焦点化補正処理に注目した定式を行う。レーダ画像から RCS を得る NFFFT の基本ステップを示す: (1) 画像域内における散乱中心の分布として被計測物を表す画像 $\psi(x, y)$ を生成する近傍散乱界を誘導する、(2) 画像が生成されたなら、この散乱中心からの寄与を積分表示し、被計測物の外部の散乱界を得る、(3) 最後に第 (1) 式を使って被計測物の遠方における RCS を求める。

以下、電氣的に小さな散乱体をモデルとして定式化を進めるが、これは物理的に散乱中心を与えるものであり、一般の物体はこの元々の散乱中心の総和として表現できるので、本論で提案する NFFFT も同様に一般の物体に適用できると考える。

具体的な焦点化関数に関し、簡単のため二次元走査にて詳しく調べる。レーダ画像 $\psi(x, y)$ は散乱体の幾何形状と材料に依存するが、プローブアンテナの特性等の計測系には独立している。そこで、 $(x=x_1, y=y_1)$ に置かれた電氣的に小さな散乱体の画像を delta 関数:

$$\psi(x, y) = C\delta(x-x_1)\delta(y-y_1) \quad (3)$$

で表現できると考える。C は散乱体が散乱する際の正規化係数である。電氣的に小さな全ての物体の散乱係数は周波数の二乗に比例するという基本事実から、関係式 $A(k) = \tilde{A}k^2$ が得られる。ここで、 \tilde{A} は主に材料構成によって決められ、波数 k には独立している。回転対称の場合は ϕ_0 にも独立している (例: 半径 a の導体球は $\tilde{A} = 3\sqrt{\pi}a^3$)。今、正規化係数を $C = \tilde{A}$ で与えよう。このとき、座標 $\mathbf{i}_{\rho_0}\rho_0 = \mathbf{i}_x\rho_0 \cos \phi_0 + \mathbf{i}_y\rho_0 \sin \phi_0$ に位置した $A(k) = \tilde{A}k^2$ の係数をもつ電気長の小さな基本散乱体に対し、円周上の点 $\mathbf{i}_{\rho_0}\rho_0 = \mathbf{i}_x\rho_0 \cos \phi_0 + \mathbf{i}_y\rho_0 \sin \phi_0$ で観測したときの受信波を求めると、

$$E^s(k, \phi_0, \rho_0) = Q(k)P^2(\beta) \frac{k^2 \tilde{A}(k) \exp(-2jk|\mathbf{i}_{\rho}\rho - \mathbf{i}_{\rho_0}\rho_0|)}{\sqrt{4\pi} |\mathbf{i}_{\rho}\rho - \mathbf{i}_{\rho_0}\rho_0|^2} \quad (4)$$

となる。記号 \mathbf{i} は単位ベクトルを表している。これより、全ての方位方向と周波数にわたる近傍コヒーレント界の

総和は、

$$\psi(x, y) = \int_0^\infty \int_0^{2\pi} E^s(k, \phi_0, \phi) F(\mathbf{i}_{\rho}\rho, \mathbf{i}_{\rho_0}\rho_0, k) dk d\phi_0 \quad (5)$$

で与えられる。上式の重み関数 F は次式の焦点化関数である:

$$F(\mathbf{i}_{\rho}\rho, \mathbf{i}_{\rho_0}\rho_0, k) = g(\mathbf{i}_{\rho}\rho, \mathbf{i}_{\rho_0}\rho_0, k) \frac{|\mathbf{i}_{\rho}\rho - \mathbf{i}_{\rho_0}\rho_0|^2}{Q(k)P^2(\beta)} \exp(2jk|\mathbf{i}_{\rho}\rho - \mathbf{i}_{\rho_0}\rho_0|). \quad (6)$$

上の関数によって、走査面上の様々な座標で受信する散乱界の間の位相と振幅が適正に補正される。後述するように、式 (3) で定義した delta 関数を用いると、具体的な $g(\mathbf{i}_{\rho}\rho, \mathbf{i}_{\rho_0}\rho_0, k)$ の表示が求められ、結局のところ、関数 F は近傍領域における焦点補正因子として振る舞うことが分かる。

座標 $\mathbf{i}_{\rho_1}\rho_1 = \mathbf{i}_x x_1 + \mathbf{i}_y y_1$ に置かれた電氣的に小さな散乱体に対し、(4) 式は

$$E_1^s(k, \phi_0, \rho_0) = Q(k)P^2(\beta_1) \frac{k^2 \tilde{A}(k) \exp(-2jk|\mathbf{i}_{\rho_1}\rho_1 - \mathbf{i}_{\rho_0}\rho_0|)}{\sqrt{4\pi} |\mathbf{i}_{\rho_1}\rho_1 - \mathbf{i}_{\rho_0}\rho_0|^2} \quad (7)$$

となる。このときの画像関数は次式のように与えられる:

$$\psi(x, y) = \frac{\tilde{A}}{\sqrt{4\pi}} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} g(\mathbf{i}_{\rho}\rho, \mathbf{i}_{\rho_0}\rho_0, k) \cdot \frac{P^2(\beta_1) |\mathbf{i}_{\rho}\rho - \mathbf{i}_{\rho_0}\rho_0|^2}{P^2(\beta) |\mathbf{i}_{\rho_1}\rho_1 - \mathbf{i}_{\rho_0}\rho_0|^2} e^{2jks} k^2 dk d\phi_0. \quad (8)$$

ここで、 $s = |\mathbf{i}_{\rho}\rho - \mathbf{i}_{\rho_0}\rho_0| - |\mathbf{i}_{\rho_1}\rho_1 - \mathbf{i}_{\rho_0}\rho_0|$ である。散乱体の近傍では、 $\mathbf{i}_{\rho}\rho \rightarrow \mathbf{i}_{\rho_1}\rho_1$ であるので、 $\beta \rightarrow \beta_1$ となって、

$$s \approx (x_1 - x) \cos \alpha + (y_1 - y) \sin \alpha \quad (9)$$

が得られる。角 α はベクトル $\mathbf{i}_{\rho_0}\rho_0 - \mathbf{i}_{\rho}\rho$ と \mathbf{i}_x の成す角度を指す (図 1 参照)。これは $\alpha = \alpha(\mathbf{i}_{\rho}\rho, \mathbf{i}_{\rho_0}\rho_0)$ の関数である。走査面は画像生成面を包むので ($\rho_0 > \rho_{\max}$)、 ϕ_0 が 0 から 2π で変化するとき、 α は 2π 増加する。以上より、画像関数は

$$\psi(x, y) \approx \frac{\tilde{A}}{\sqrt{4\pi}} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} g(\mathbf{i}_{\rho}\rho, \mathbf{i}_{\rho_0}\rho_0, k) \cdot \exp\{2jk[(x_1 - x) \cos \alpha + (y_1 - y) \sin \alpha]k^2\} dk d\phi_0 \quad (10)$$

と近似できる。

波数 k と ϕ_0 を $k_x = 2k \cos \alpha$ と $k_y = 2k \sin \alpha$ に変数変換すると、波数領域の関係式

$$dk_x dk_y = 4k\alpha'(\mathbf{i}_{\rho}\rho, \mathbf{i}_{\rho_0}\rho_0) dk d\phi_0, \quad (11)$$

$$\alpha'(\mathbf{i}_{\rho}\rho, \mathbf{i}_{\rho_0}\rho_0) = \partial\alpha(\mathbf{i}_{\rho}\rho, \mathbf{i}_{\rho_0}\rho_0)/\partial\phi_0$$

が得られるので、画像関数 (10) は次のように表示できる：

$$\psi(x, y) \approx \frac{\tilde{A}}{8\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{g(\mathbf{i}_\rho \rho, \mathbf{i}_{\rho_0} \rho_0, k)}{\alpha'(\mathbf{i}_\rho \rho, \mathbf{i}_{\rho_0} \rho_0)} \cdot \exp\{jk_x(x_1 - x) + jk_y(y_1 - y)\} k dk_x dk_y. \quad (12)$$

ここで、関数 g を

$$g(\mathbf{i}_\rho \rho, \mathbf{i}_{\rho_0} \rho_0, k) = \frac{2\alpha'(\mathbf{i}_\rho \rho, \mathbf{i}_{\rho_0} \rho_0)}{k\pi^{3/2}} \quad (13)$$

で与える。この妥当性は次のようにして確かめられる。delta 関数の定義式

$$(2\pi)^2 \delta(x - x_1) \delta(y - y_1) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\{jk_x(x_1 - x) + jk_y(y_1 - y)\} dk_x dk_y \quad (14)$$

を使い [14]、 $C = \tilde{A}$ とし、 $\mathbf{i}_\rho \rho \rightarrow \mathbf{i}_{\rho_1} \rho_1$ のときの (12) 式を計算すると、(3) 式の $\psi(x, y) = C\delta(x - x_1)\delta(y - y_1)$ に帰着する。

角度 α は ϕ_0 により具体的な表示式が誘導できる。 ϕ_0 に関する微分演算を行うと、

$$\alpha'(\mathbf{i}_\rho \rho, \mathbf{i}_{\rho_0} \rho_0) = \frac{\rho_0^2 \chi(\mathbf{i}_\rho \rho, \mathbf{i}_{\rho_0} \rho_0)}{|\mathbf{i}_\rho \rho - \mathbf{i}_{\rho_0} \rho_0|}, \quad (15)$$

$$\chi(\mathbf{i}_\rho \rho, \mathbf{i}_{\rho_0} \rho_0) = 1 - \frac{\rho}{\rho_0} \cos(\phi - \phi_0)$$

が求められる。これより、補正因子として直ちに次式が求められる：

$$g(\mathbf{i}_\rho \rho, \mathbf{i}_{\rho_0} \rho_0, k) = \frac{2\rho_0^2 \chi(\mathbf{i}_\rho \rho, \mathbf{i}_{\rho_0} \rho_0)}{\pi^{3/2} k |\mathbf{i}_\rho \rho - \mathbf{i}_{\rho_0} \rho_0|}. \quad (16)$$

従って、焦点化関数は

$$F(\mathbf{i}_\rho \rho, \mathbf{i}_{\rho_0} \rho_0, k) = \frac{2\rho_0^2 \chi(\mathbf{i}_\rho \rho, \mathbf{i}_{\rho_0} \rho_0)}{\pi^{3/2} k Q(k) P^2(\beta)} e^{2jk|\mathbf{i}_\rho \rho - \mathbf{i}_{\rho_0} \rho_0|} \quad (17)$$

と表される。一方、指向性アンテナの角度 β は次式から計算できる：

$$\cos \beta = \frac{\chi(\mathbf{i}_\rho \rho, \mathbf{i}_{\rho_0} \rho_0)}{2|\mathbf{i}_\rho \rho - \mathbf{i}_{\rho_0} \rho_0|}. \quad (18)$$

式 (17) に対応する従来の焦点化関数は $\chi(\mathbf{i}_\rho \rho, \mathbf{i}_{\rho_0} \rho_0) = 1$ である [2, 8]。これは式 (15) を見ても分かるように、 $\rho_0 \rightarrow \infty$ (プローブが遠方に存在) か、 $\rho \rightarrow 0$ (散乱体が座標の原点に存在) のどちらかを意味している。このことは、式 (16) を取り入れることで、より小さな電波暗室での計測、つまりは散乱中心が原点から偏心している計測での問題が解決できるということを示唆している。

以上より、RCS の具体的な表示が可能となった。全てのレーダ画像は点状散乱中心の分布であり、それ故、散

乱界はこれら散乱中心からの球面波の重ね合わせとして表すことができる。これを数式で表現すると、

$$E^s(k, \phi_0, \rho_0) = \frac{k^2 Q(k)}{\sqrt{2\pi}} \iint_{\Omega} \psi(x, y) P^2(\beta) \frac{e^{2jk|\mathbf{i}_\rho \rho - \mathbf{i}_{\rho_0} \rho_0|}}{|\mathbf{i}_\rho \rho - \mathbf{i}_{\rho_0} \rho_0|} dx dy \quad (19)$$

となる。前述 (3) 式の (x, y) は式 (7) にも適用できる。そこで、式 (5) と (19) の積分変換対に着目すると、表示式 (19) は任意の ρ_0 に対し成立するので、レーダ断面積の定義式： $\sigma = 4\pi |r E^s(\mathbf{r}) / E_0^i|^2$ より、二次元での定義式

$$\sigma(k, \phi_0) = \lim_{\rho_0 \rightarrow \infty} 4\pi \rho_0^2 \left| \frac{E^s(k, \phi_0, \rho_0)}{E_0^i} \right|^2 \quad (20)$$

が得られる。さらに、式 (19) の $E^s(k, \phi_0, \rho_0)$ で $\rho_0 \rightarrow \infty$ とし、入射界に対して関係式 $E_0^i = Q(k) e^{-jk\rho_0} / \rho_0$ を使うと、 $P(\beta) \rightarrow 1$ 、 $|\mathbf{i}_\rho \rho - \mathbf{i}_{\rho_0} \rho_0| \approx \rho_0 - \rho \cos(\phi - \phi_0)$ とできるので、最終的に次の表示式が導かれる：

$$\sigma(k, \phi_0) = k^4 \left| \iint_{\Omega} \psi(x, y) e^{2jk(x \cos \phi_0 + y \sin \phi_0)} dx dy \right|^2. \quad (21)$$

これが円周走査におけるレーダ画像から遠方での RCS を与える最終的な公式である。

観測点 ρ_0 を有限のまま NFFFT 処理を行うと、その距離での RCS が評価できる。近距離 RCS はその距離で大きく変動する場合がある。自動車衝突防止レーダなどは、レーダ対象物体との距離が有限の場合に相当する。このようなレーダの精密な設計には、対象物の近距離 RCS の評価が有用な情報となる。

さて上述のように、走査半径がターゲットのサイズと同じ程度であれば、補正関数 g による改善効果が予想される。つまり、いわゆるターゲットの散乱中心が幾何中心から大きくずれる場合に大きな効果が期待できる。この数値例を図 2 に示す。 $\rho \rightarrow 0$ or $\rho_0 \rightarrow \infty$ のとき、 $\rho \approx \rho_0$ および $g_{2D}(\vec{\rho}, \vec{\rho}_0) \rightarrow 1$ と漸近することが分かる。

図 3 は本節で示した理論式を半径の異なる二つの小さな導体球で計算した結果である。ここで、プローブアンテナの走査半径は $\rho_0 = 1.5$ m、中心周波数は $f = 1$ GHz、掃引ステップは 0.1 と 0.5 GHz である。補正関数による大きな効果が確認できる。また予想されるように、周波数ステップの小さい方が分解能は高いことが分かる。

3. 円筒走査 NFFFT への拡張理論

前節の二次元円周走査に引き続き、本節では三次元円筒走査の NFFFT について議論する。円筒走査は円周走査

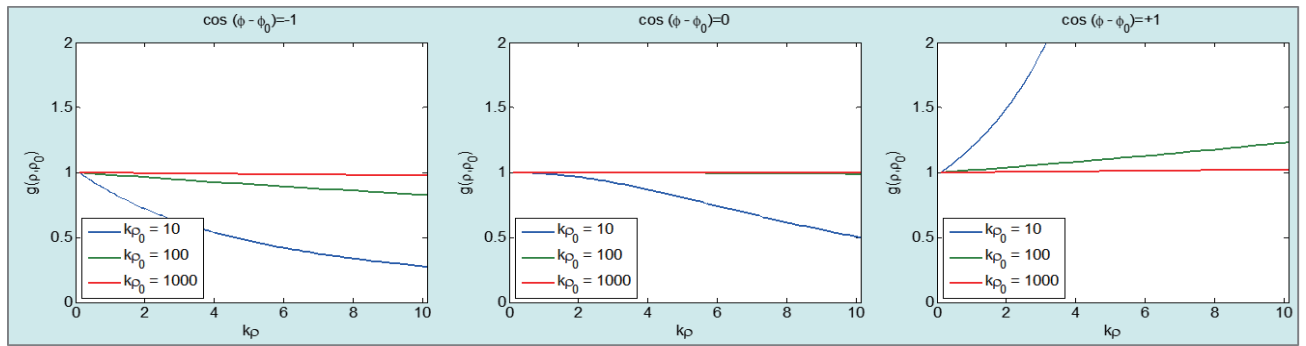


図2 円周走査における補正関数 g の振る舞い
Fig.2 Focus correcting function g for circular scan.

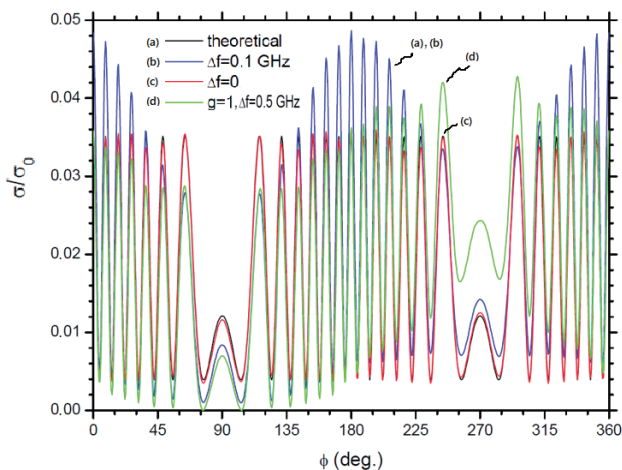
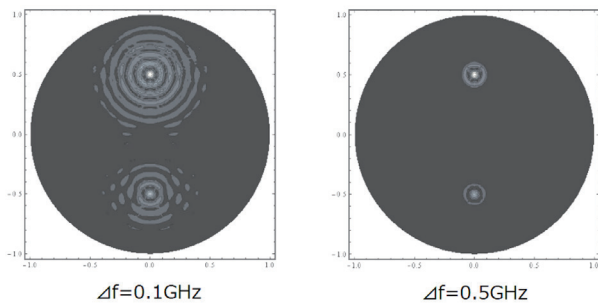
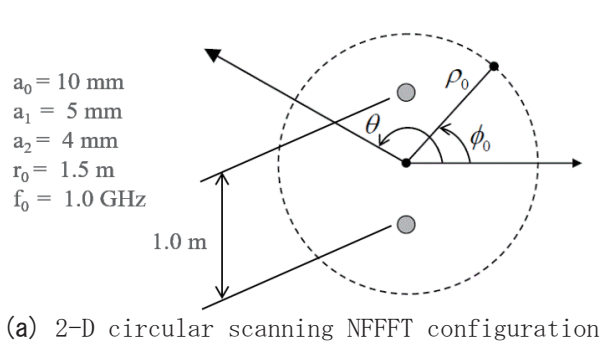


図3 円周走査 NFFFT による二つの導体球による RCS
Fig.3 Theoretical 2-sphere RCS in circular NFFFT.

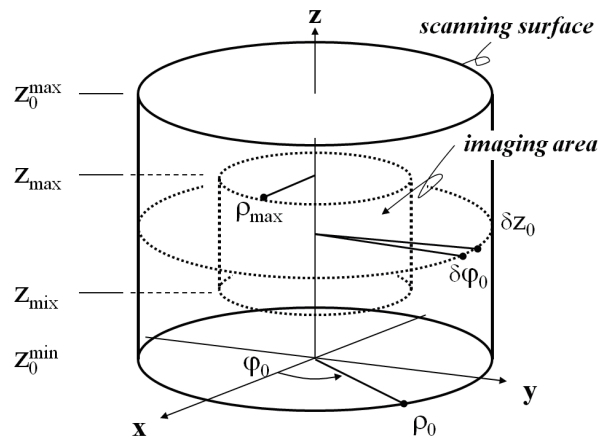


図4 円筒走査 NFFFT の座標系: 走査面と画像生成領域
Fig.4 Coordinate system of cylindrical scanning NFFFT: scanning surface and imaging area.

面に垂直な被計測物の高さ方向の電気長が大きい場合に有効である。図4に円筒走査の座標系を示す。基本的に円周走査と同じ変数を採用しており、円周座標に z -軸を加えたものとなる。ここで述べる円筒走査 NFFFT では、走査面に垂直な水平面内モノスタティック RCS: $\sigma(k, \phi)$ を求める近傍界データを想定する。

今、RCS と画像関数の基本式 (21) の自然な延長として、

$$\sigma(k, \phi) = k^4 \left| \iiint_V \Psi(x, y, z) e^{2jk(x \cos \phi + y \sin \phi)} dx dy dz \right|^2 \quad (22)$$

を考える。ここで、 $\Psi(x, y, z = \mathbf{r})$ は被計測物の三次元レーダ画像であり、近傍散乱界 $E_{near}^s(k, \phi_0, z_0)$ より、

$$\Psi(\mathbf{r}) = \int_0^\infty dk \int_0^{2\pi} d\phi_0 \int_{-\infty}^\infty dz_0 E_{near}^s(k, \phi_0, z_0) F(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0, k) \quad (23)$$

と求められる。 $\mathbf{r}_0 = \mathbf{i}_x \rho_0 \cos \phi_0 + \mathbf{i}_y \rho_0 \sin \phi_0 + \mathbf{i}_z z_0$ は走査面上の観測点座標、 $\mathbf{r} = \mathbf{i}_x x + \mathbf{i}_y y + \mathbf{i}_z z$ は画像生成域 V 内

の座標、そして

$$F(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0, k) = \frac{A_{cal}\chi(x, y, \phi_0)}{\pi^3 E_{cal}^s(k) |\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|} e^{2jk(|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|) - \rho_0} \quad (24)$$

は三次元円筒座標系の焦点化関数であり、円周走査の場合と同じように、走査面上の異なった点での散乱界との位相、振幅の差を補正することができる。また上式には、校正時の散乱体からのデータ $E_{cal}^s(k)$ に対する遠方界係数 $A_{cal}(k)$ を考慮した表示としている。関数

$$\chi(x, y, \phi_0) = 1 - \frac{x}{\rho_0} \cos \phi_0 - \frac{y}{\rho_0} \sin \phi_0 \quad (25)$$

は円周走査で導入した補正関数である。以下、積分表示式 (22) と (23) について調べる。

まず、校正用散乱体による散乱界を

$$E_{cal}^s(k) = E_0(k) \frac{A_{cal}(k)}{\sqrt{4\pi\rho_0^2}} e^{-2jk\rho_0} \quad (26)$$

で表し、焦点化関数を送信アンテナの開口からの放射界 $E_0(k)$ で与える。

次に、プローブアンテナの指向性パターン $P(\beta)$ について考える。ここでは、送受信アンテナが同じものとする。角 β はアンテナボアサイト軸 \mathbf{i}_l と、点 \mathbf{r}_0 から見た画像上の点 \mathbf{r} への方向との間で作られる角度である。このとき、 $\mathbf{i}_l = -\mathbf{i}_{\rho_0}\rho_0$ 、 $\mathbf{i}_{\rho_0}\rho_0 = \mathbf{i}_x \cos \phi_0 + \mathbf{i}_y \sin \phi_0$ の関係が計算でき、この結果、焦点化関数は次式のようになる：

$$F(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0, k) = \frac{2\rho_0^2\chi(x, y, \phi_0)e^{2jk|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|}}{\pi^{5/2}E_0(k)P^2(\beta)|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|}. \quad (27)$$

上式は点 r_1 にある電氣的に小さな散乱体を仮定して、(24) 式から誘導している。つまり、遠方界係数を $A(k)$ とすると、delta 関数で与えたレーダ画像 $\Phi_1(\mathbf{r}) = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1)A_1(k)/k^2$ はアンテナパターン関数 $P(\beta)$ に独立しているので、修正した RCS 値 $\sigma_1 = |A_1(k)|^2$ が求められる。

最後は (22) 式に関するもので、これを書き換えると、

$$\sigma(k, \phi) = k^4 \left| \iint_{\Omega} \Phi(x, y) e^{2jk(x \cos \phi + y \sin \phi)} dx dy \right|^2 \quad (28)$$

となる。ここで、 Ω は円筒走査の水平断面にある画像生成域 (図 1) であり、一方、 $\Phi(x, y)$ は

$$\Phi(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \Psi(\mathbf{r}) dz \quad (29)$$

で定義される。(27) と (23) 式を (29) 式に代入すると、

$$\begin{aligned} \Phi(\mathbf{r}) & \quad (30) \\ &= \int_0^{\infty} dk \int_0^{2\pi} d\phi_0 \int_{-\infty}^{\infty} dz_0 E_{near}^s(k, \phi_0, z_0) \frac{\chi(x, y, \phi_0)}{E_0(k)} T \end{aligned}$$

が得られる。ここで、被積分関数の T は

$$T = \frac{2\rho_0^2}{\pi^{5/2}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{2jk|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|}}{P^2(\beta)|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|} dz \quad (31)$$

で与えられる。

今、プローブアンテナは無指向性であるとする、 $P(\beta) = 1$ であるので、上式は

$$T = \frac{2j\rho_0^2}{\pi^{3/2}} H_0^{(1)}(2k|\mathbf{i}_{\rho}\rho - \mathbf{i}_{\rho_0}\rho_0|) \quad (32)$$

となつて、Hankel 関数 $H_0^{(1)}$ を使って完全に表現される。ここで、 $\mathbf{i}_{\rho}\rho = \mathbf{i}_x x + \mathbf{i}_y y$ 、 $\mathbf{i}_{\rho_0}\rho_0$ は水平面 ($z=0$) 内の位置ベクトルである。Hankel 関数は円筒座標における自由空間での Green 関数であるので、このことから本 NFFFT 理論の妥当性が傍証できよう。なお、 $z=0$ 以外の水平面における画像、つまり、この面での RCS パターンは $z=$ 定数 とすることで求められることも理解できる。アンテナに指向性がある場合は、画像生成域とプローブ走査域の間の距離は、 $2k|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0| \gg 1$ のように数波長以上あるので、漸近的に評価すればよい。そこで、停留位相法を用いて漸近解を求めると、結果は次式のようになる。

$$T \approx \frac{\rho_0 e^{-jk|\mathbf{i}_{\rho}\rho - \mathbf{i}_{\rho_0}\rho_0| + j\pi/4}}{\sqrt{\pi} P^2(\beta_c) \sqrt{2k|\mathbf{i}_{\rho}\rho - \mathbf{i}_{\rho_0}\rho_0|}}. \quad (33)$$

ここで、角度 β は $\beta_c = \rho_0 \chi(x, y, \phi_0) / |\mathbf{i}_{\rho}\rho - \mathbf{i}_{\rho_0}\rho_0|$ で与えられる。

計測した近傍電磁界 $E_{near}^s(k, \phi_0, z_0)$ を除いて、積分 (30) の全ての被積分関数は z_0 に独立している。従つて、三次元円筒走査の NFFFT の最終的な公式は次式で与えることができる：

$$\Phi(x, y) = \int_0^{\infty} dk \int_0^{2\pi} d\phi_0 \langle E_{near}^s(k, \phi_0) \rangle \tilde{F}(k, \phi_0, x, y). \quad (34)$$

ここに、焦点化関数は次式で定義される：

$$\tilde{F}(k, \phi_0, x, y) = \frac{\rho_0^2 \chi(x, y, \phi_0) e^{jk|\mathbf{i}_{\rho}\rho - \mathbf{i}_{\rho_0}\rho_0| + j\pi/4}}{\sqrt{\pi} E_0(k) P^2(\beta_c) \sqrt{2k|\mathbf{i}_{\rho}\rho - \mathbf{i}_{\rho_0}\rho_0|}}. \quad (35)$$

式 (34) の計算には、垂直軸方向に対して平均化した近傍界

$$\langle E_{near}^s(k, \phi_0) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} dz_0 E_{near}^s(k, \phi_0, z_0) \quad (36)$$

を用いる。式 (28) と (34) は半径 ρ_0 の円周走査 NFFFT と同じ形となっていることが分かる。唯一の違いは焦点化関数の表示だけである [10]。

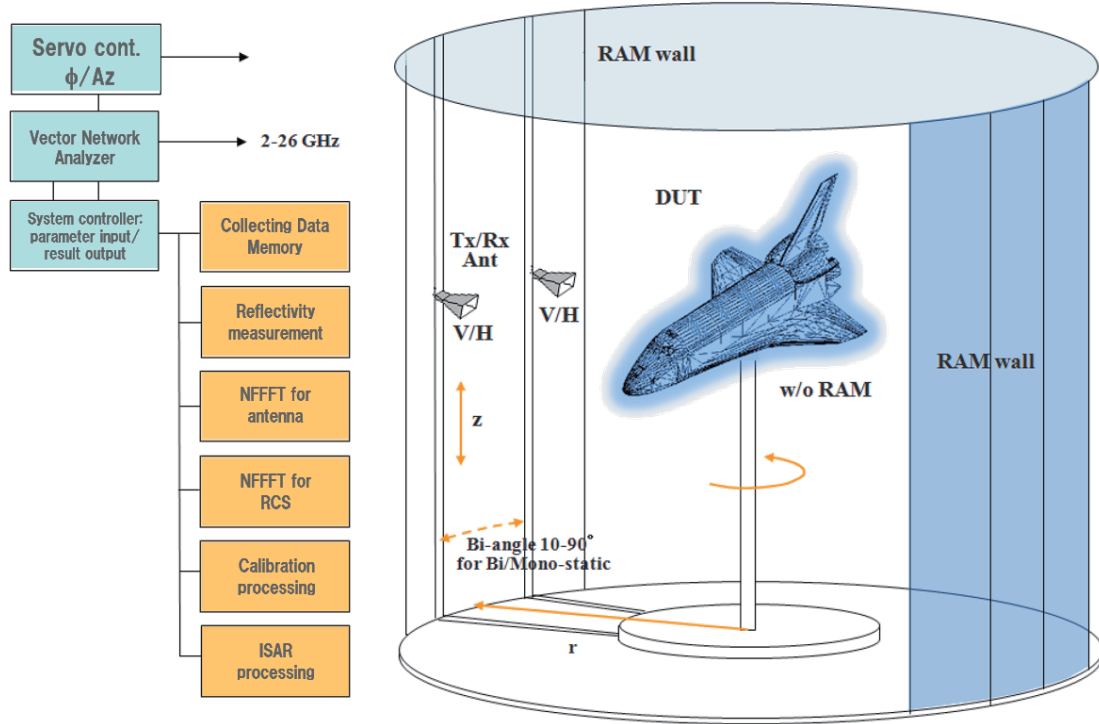


図5 円筒走査 NFFFT 処理ソフトウェアシステム:KOSIP: 走査機構系とマイクロ波計測系のソフトウェア制御, 画像生成処理, 遠方 RCS/アンテナパターン評価

Fig.5 KOSIP Software code system as controller equipment for cylindrical scanning NFFFT.

以上で得られた (28), (34), (35), (36) 式は、 z および z_0 に関する積分の必要性はないので、円筒走査でも大幅な NFFFT 処理時間の改善が見込まれる。平均処理を行った電磁界 (36) は単に走査面 z -軸に沿ってデータを収集するだけで求められる。校正計測の $E_0(k)$ 周波数特性は、導体球あるいは平板など遠方界係数 $A_{cal}(k)$ が既知の散乱体の計測から (26) 式を使って求められる。一旦 $E_0(k)$ が分かれば、所要の周波数帯域と走査ステップを考慮して、被計測物の散乱界を実測すればよい。

4. 円筒走査コード KOSIP の開発と計測結果

図5に示すブロック構成を基に、マイクロ波ネットワークアナライザと走査機構系の制御し、取得した一連の送受信データから RCS を求める評価ソフトウェア (KOSIP と命名) を試作開発した。プログラム言語は図の生成が容易で、測定器とのインターフェースが便利な MATLAB を採用している。この試作開発したソフトウェアコード KOSIP は、大きく 4 個のウィンドウ: (1) 計測、(2) 校正、(3) シミュレーション、(4) RCS 評価から構成される。図6はこの内の (1) 計測モードのウィンドウである。以下、

その概要について記述する。

(1) の計測モードでは、周波数などのパラメータを入力し、ベクトルネットワークアナライザ (VNA) およびモーター走査系を制御して実際に散乱界を計測し、取得データをメモリーに格納する。データの単位は (dB) である。(2) の校正処理の結果を取り入れて、(dB square meter: dBsm) にする。この過程は (4) の RCS 評価モードで行う。(3) のシミュレーションモードでは、導体球、導体平板、二面と三面のコーナーリフレクタなど基本形状の散乱体による NFFFT の理論計算を行うことができる。同コードでは、これらの散乱体の近傍と遠方の散乱界計算式を備えている。さらに、プローブアンテナの補正のため、ダイポール、角錐ホーンなどの理論計算ユニットも併備している。

NFFFT 総合処理コード: KOSIP は、様々な機能と利便性を考慮して開発した。本論では触れていないが、モノスタティックのレーダモードの他にバイスタティックモードでの計測にも対処している。逆合成開口レーダ (ISAR) 処理では、三次元画像を提供できる。前節までの理論検証で類推可能であるが、散乱パターンを生成するマイク

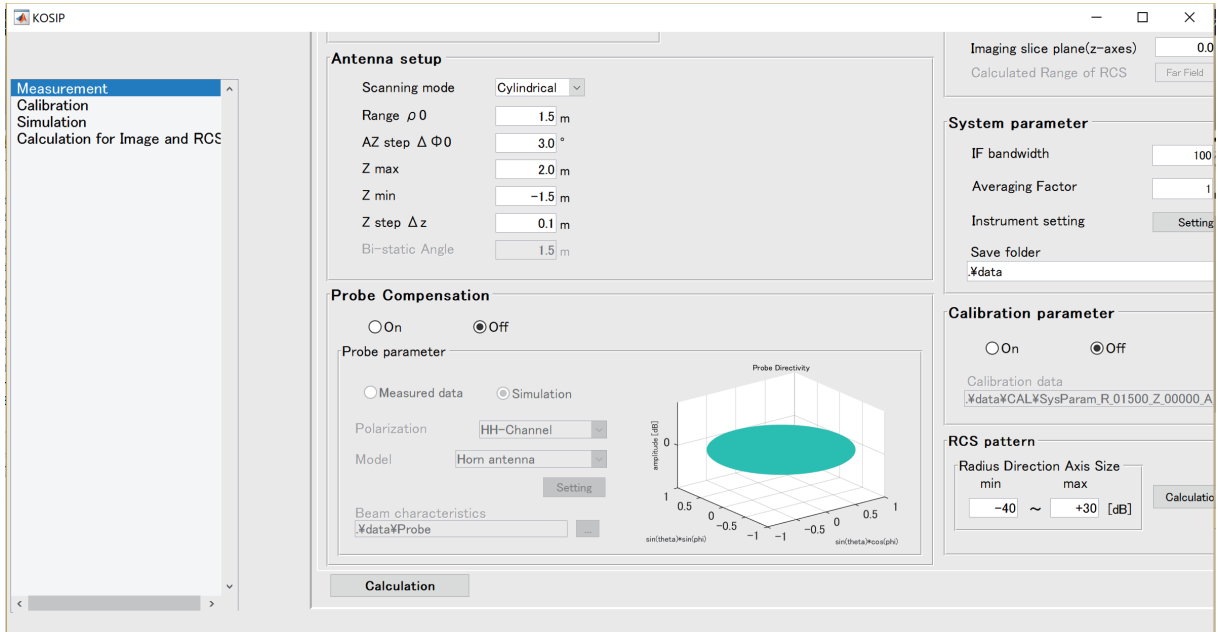


図6 円筒走査 RCS 総合評価コード KOSIP: 測定モードの GUI ウィンドウ例
 Fig. 6 KOSIP GUI for RCS comprehensive evaluation system in cylindrical scanning NFFFT: measurement-mode opening window.

ロ波画像がどのような対象物かは、基本的に不問である。このことは別計測で取得したマイクロ波複素画像でありさえすれば、その散乱パターンを変換できることを示唆している。地下埋設物あるいは壁透過の画像から、どのようなパターンが得られるかは興味の湧くトピックでもある。一方、既に触れているように、電氣的に有限の距離での RCS パターンも算出できる。自動車衝突防止用の近距離レーダ等における前方散乱物の反射断面積の評価では、重要な項目となりえる。今後、詳細検討の予定である。

RCS はその名の示す通り送受信機能をもつレーダに対する散乱度合いの指標である。従って、RCS 計測は 2-way が原則となる。他方、アンテナの計測は基本的に 1-way である。ホーンアンテナなどを例にとると、開口面の近傍電磁界分布が分かれば、遠方放射界を理論的に求めることができる。図 5 に示すように、NFFFT 計測は二つのプローブアンテナで 2-way RCS 計測を行う方法であるが、この一方のプローブ(送信)を被計測のアンテナの給電端に接続すると、アンテナの近傍界による画像が生成される。後述するように、その遠方変換の結果はいわゆるアンテナの遠方パターンとなる。

KOSIP コードのシミュレーションモードを用いて、小さな複数個の導体球をモデルにした基礎的な理論検証例

を図 7, 8 に示す。図 7 は、 $|x| \leq 0.5, y = z = 0$ の等間隔で配置した 11 個の小さな導体球の場合である。球の半径はすべて $1.0 \text{ cm} = 1/30 \lambda, f = 1 \text{ GHz}$ としている。球同士の間隔ピッチは $10 \text{ cm} = 1/3 \lambda$ であるため、球の一行は細い平板(直線)のように振る舞うと予想できる。同図の結果は平板からの散乱特性を示しており、妥当性があると判断できる。なお、この結果は厳密解とも完全に一致していることを確認している。

図 8 は半径の異なる 4 個の導体球による理論 RCS であり、周波数は $f = 3 \text{ GHz}$ としている。球の座標と半径は #1(50, 0, 0), $r_1 = 0.1$, #2(-25, 43, 0), $r_2 = 0.8$, #3(-25, -43, 0), $r_3 = 0.8$, #4(-25, 0, 50), $r_4 = 0.5 \text{ cm}$ である。その他のパラメータは、中心周波数は 3 GHz、帯域幅は 1.0 GHz、周波数ステップは 57.7 MHz、 $\rho_0 = 150 \text{ cm}$, $\delta\phi_0 = 1^\circ$ 、画像のピクセルサイズは 0.7 cm、 $(z_{\max}, z_{\min}, \delta z) = (20, -52, 3.5) \text{ cm}$ としている。NFFFT によるこの RCS 結果は、厳密解とほぼ一致している。

さて次に、NFFFT による RCS 評価コードを用いた実測結果について議論する。図 9 および 10 は、各々直径 10 cm の導体球と開口の一辺が 10 cm の三面コーナーフレクタを被測定物として、開発コード KOSIP により計測したレーダ画像と遠方変換 RCS の結果である。計測周波数範囲とステップは各々 5.0-6.0 GHz、10 MHz である。プ

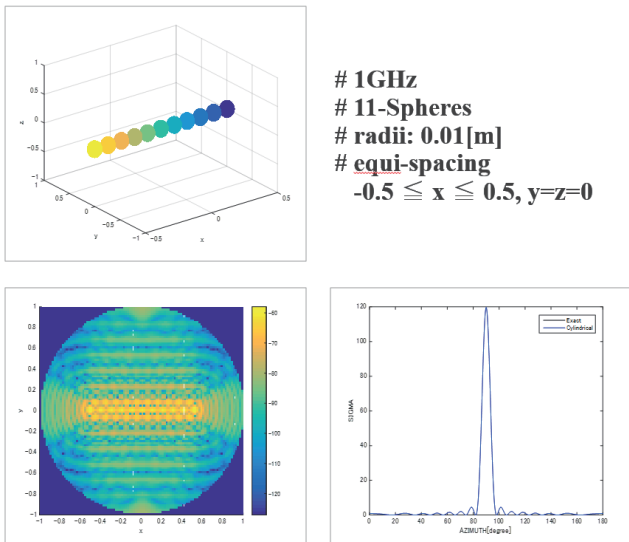


図7 KOSIP シミュレーションモードでの 11 個の導体球による NFFT-RCS
Fig. 7 KOSIP Simulation-mode: 11-sphere, r=1cm, 1GHz.

Measurement parameter	
Target	Conducting sphere, radius 50 [mm]
Frequency	5.0 - 6.0 [GHz], Step 10 [MHz]
Distance	1.2 [m]
range(height)	-200 ~ +200 [mm], step 50 [mm]
AZ step	1 [deg]
Radar image	
imaging region	radius: 0.5 [m]
Pixel size (x, y)	(1 [mm], 1 [mm])
Probe compensation	None
Calibration	None

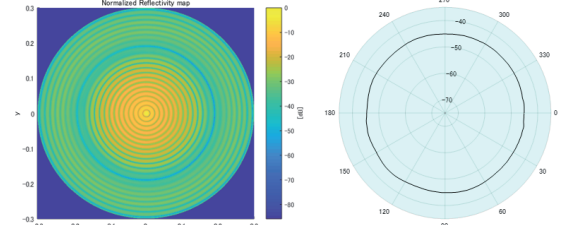


図9 導体球の実測: 円筒走査, 5.5 GHz
Fig. 9 Measurement and NFFT for a conducting sphere by KOSIP code, 5.5 GHz.

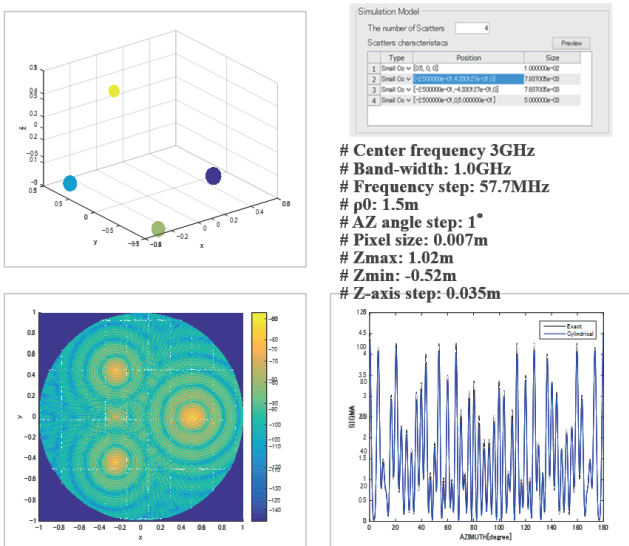


図8 KOSIP シミュレーションモードでの 4 個の導体球による NFFT-RCS
Fig. 8 KOSIP Simulation-mode: 4-sphere, 3 GHz.

Experiment parameter	
Target	3CR(size: slant length 10 [cm])
Frequency	5.0 - 6.0 [GHz] (10 [MHz] Step)
Distance	1.2m
Scan range(height)	200 ~ -200[mm] (50[mm] Step)
AZ step	1 [deg]
ISAR parameter	
Imaging region	p: 1.304 [m], radius: 0.5 [m]
Pixel size (xy)	(0.01 [m], 0.01 [m])
Probe compensation	None
Calibration	None

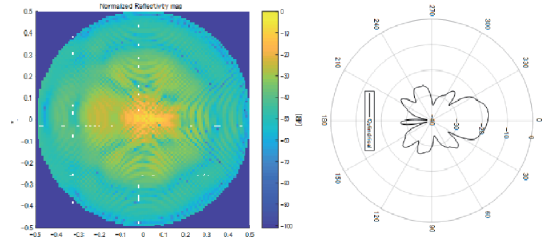


図10 三面コーナーリフレクタの実測
Fig. 10 Measurement of 3-faces corner-reflector, cylindrical scanning, 5.5 GHz.

ローブの走査半径は 1.2m、z-軸走査は 2.0 cm ステップで ±20 cm、方位方向の角度ステップは 1.0° である。画像生成域は $\rho_{max} = 50.0$ cm であり、そのピクセルサイズは 1.0 mm としている。ここでの実測例では、送受信アンテナ間の直接波除去を高速フーリエ変換 (FFT) に行っている (KOSIP コードは FFT 処理ユニットを予め実装済み)。図 10 の変換パターンにはコーナーリフレクタの特徴が現れている。コーナーリフレクタの計測に関しては、遠方領域の考察に付随して後で詳しく検討する。

図 11 は周波数: 5.5 GHz、帯域幅: 1.0 GHz、周波数ステップ: 10 MHz での導電性塗料を使用したプラモデルの測定結果である。方位角と垂直方向の走査ステップは 1.0° と 2.0 cm (0.37 λ)、プローブ距離は $\rho_0 = 110$ cm である。画像領域とピクセルサイズは、それぞれ $\rho_{max} = 50$ cm と 0.1 mm としている。NFFT 後の RCS パターンの両側は対称であり、 $\phi = 0^\circ$ はシャトルモデルの機首方向であり、最大長は 370 mm (6.8 λ) である。レーダ画像は、取得近傍データに比べて改善されている。例えば、送信から受信アンテナへの直接波を除去するために FFT によって処理し、ターゲット物体を置かないで測定した画像データによって差し引く処理がある。前者は明らかに三次元散乱データを包含しているため、円筒形の走査データは円形よりも有効である。なお、導体球など RCS 既知との比較

校正は省略しているため、RCS パターンは相対的な dB のままである。図 12 は KOSIP シミュレーションモードでの複数の小さな球による理論的な RCS パターンを示している。ターゲットモデルは 310 個の球で形成されたスペースシャトルの輪郭である。この小さな導体球によるシミュレーションでは、多重反射は考慮されておらず、球間の相互作用は観測できない。そのため、計算結果のパターンは、図 11 での実測 NFFFT パターンとはやや異なっている。これを改善する方法として、著者は現在、指向性と反射係数を考慮した点波源の数学モデルを研究している。今後、公表の予定である。

前述で触れた通り、アンテナパターンは 1-way の RCS 計測として NFFFT によっても測定可能である。被計測アンテナを回転軸の中心に取り付け、RCS 送信の代わりにアンテナ端に高周波信号を入力する。得られる近傍域近辺のレーダ画像はアンテナの開口電磁界分布と等価的であると考える。こうして得られたアンテナ遠方パターンと理論計算値の比較を図 13 に示す。アンテナ開口寸法は 60.0×35.0 mm、プローブ位置はアンテナ開口から 400 mm の位置にあり、計測周波数は 5.0–6.0 GHz である。同図は円周走査の変換結果であるので、円筒走査ではさらに正確な測定結果になると予想している。

この節の最後に、NFFFT に関連する幾つかの計測上の留意事項を以下に示しておく。

(1) モノスタティックモードにおける二つの送受信プローブアンテナの間隔：送信波変調に連続波 (CW) を採用している場合、受信器は送信アンテナからの直接電力よりも小さいターゲットからの反射波を受信することはできない。送信アンテナから受信アンテナへの信号分離度はこの最低レベルから決定され、これはアンテナタイプと間隔設定方法に依存する。一方、間隔の大きさは $\beta < \lambda/D_{\parallel}$ を保証する必要がある。ここで、 β はバイスタティック分離角度であり、 D_{\parallel} は水平方向のターゲットの最大サイズである。二つのアンテナが垂直方向に配置されている場合、このときの条件式は $\beta < \lambda/D_{\perp}$ で評価される。ここで、 D_{\perp} は垂直方向におけるターゲットの最大サイズである。

(2) 計測系レベルチャート：図 14 に示すように、所要の S/N 比とダイナミックレンジを維持することは、実際の測定環境では極めて重要である。これは主に二つのアンテナ間の分離度と電波暗室の性能に依存する。計測系のダイナミックレンジと S/N 比に応じて、アイソレーションがおおよそ 30dB 未満の場合は、パルスモードで

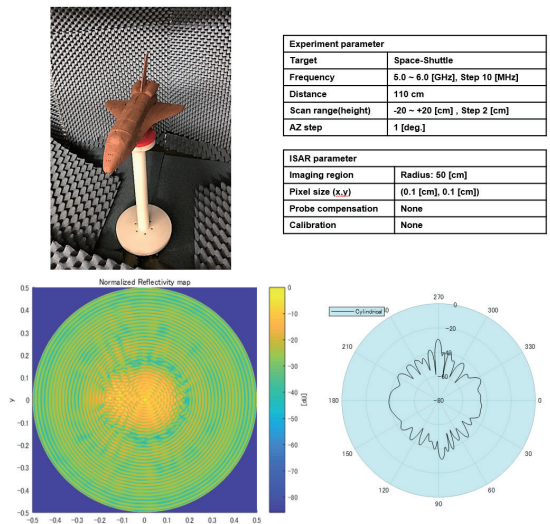


図 11 導電塗料付プラスチックモデルの実測
Fig.11 Measurement of plastic-model with conducting paint, cylindrical scanning, 5.5 GHz.

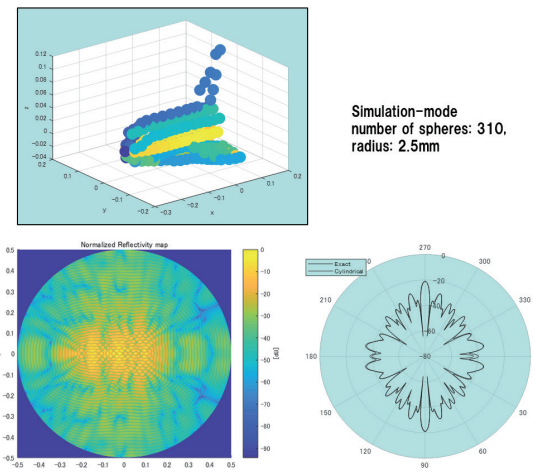


図 12 多数の球で作成したシャトルモデルのレーダ画像と RCS
Fig.12 Radar image and RCS pattern of the space-shuttle modelled by multiple small spheres.

の計測が必要となることもある。さらに長時間の測定で、ベクトルネットワークアナライザ (VNA) は計測値が初期値からずれることがあるので、計測開始の位相と振幅を保持するため、一定の時間間隔を経て校正が必要となる。

(3) 回転中心：被計測物のターゲットが球のような対象物である場合、その物理的中心を機械的回転中心に可能な限り一致させる必要がある。

(4) NFFFT 計測と暗室の整合：ターゲット周囲の暗室クワイエットゾーンを設計する場合、NFFFT マイクロ波計測系と暗室環境の分離設計は避けるべきである。それでも、高性能のクワイエットゾーンは必要ないと考える。NFFFT プローブアンテナは前方付近に配置されているた

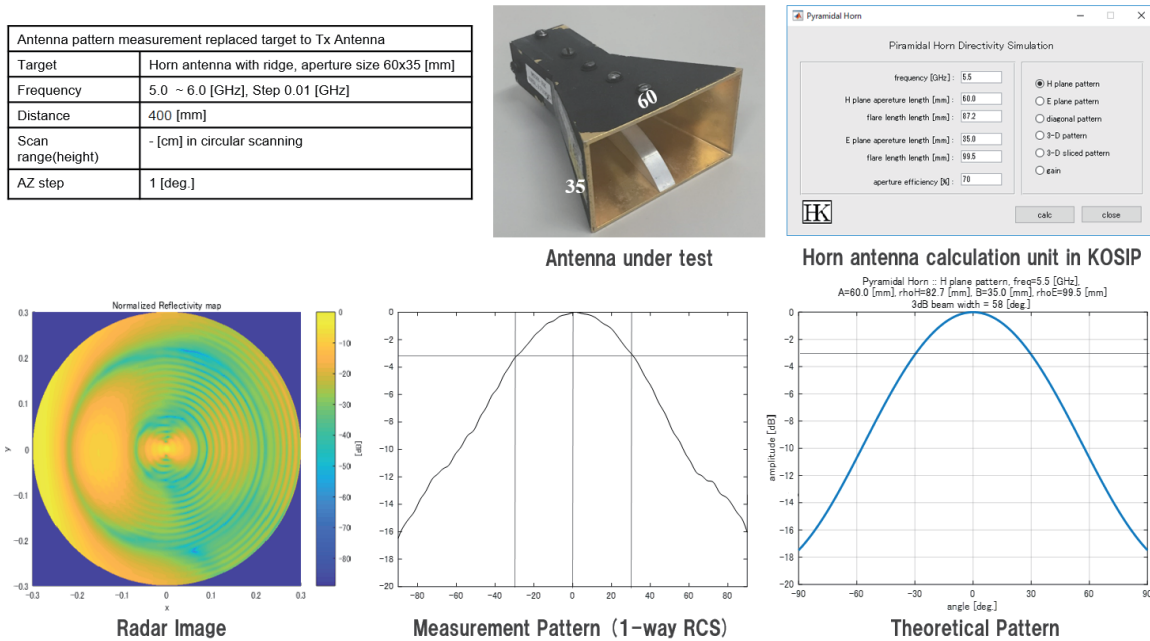


図13 NFFFT コードによる 1-way RCS としてのアンテナパターン変換計測，および理論値との比較：円周走査，5.5GHz
 Fig.13 Measurement of antenna pattern as 1-way RCS and comparison with theoretical result, cylindrical scanning, 5.5GHz.

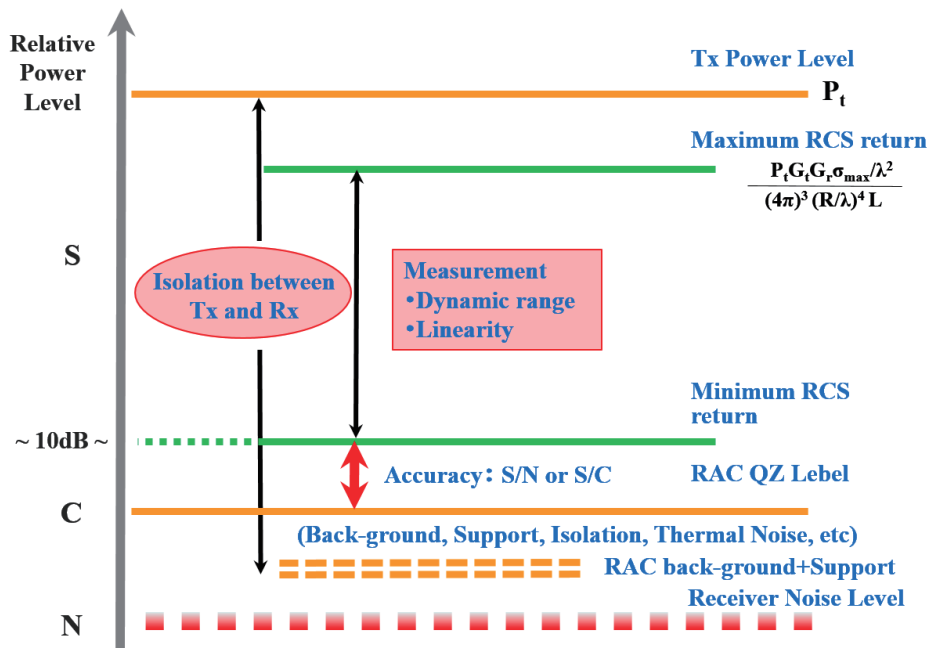


図14 マイクロ波レベルチャート：送信電力、受信感度、アンテナ間アイソレーション、S/N比、ダイナミックレンジ、後方壁反射

Fig.14 Microwave level chart: transmit power, receiving sensitivity, antenna isolation, S/N ratio, dynamic-range, wall back-scattering.

め、後壁は低反射である必要がある。

(5) プローブアンテナの位置精度、サンプリング、ピッチ：例えば、反射鏡アンテナの表面精度は $\lambda/10$ rms 以内であることが望ましい設計条件となっている。この許容誤差によるアンテナ利得の低下は約 0.1 dB である。同様

に、NFFFT 計測でのプローブの位置決め精度は方位角と垂直方向の両方向で同じ値 $\lambda/10$ 以内に保つことが推奨される。一方、サンプリング定理に従い、すべての走査サンプリング間隔は $\lambda/2$ 以内に保つ必要がある。

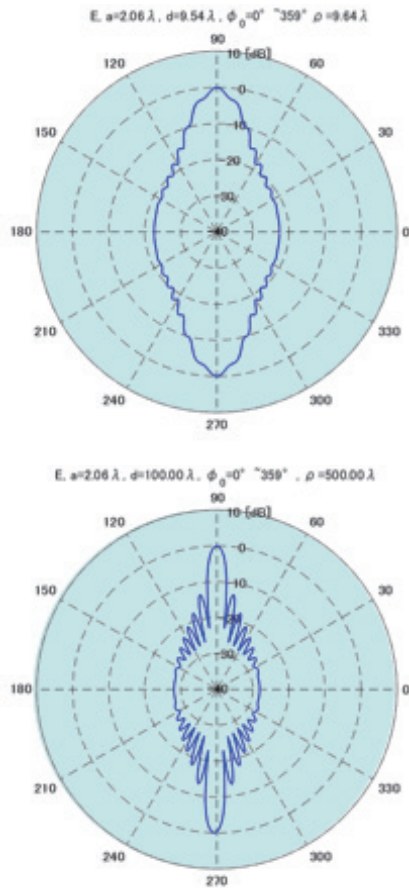


図15 GTDによる導体ストリップによる理論値：幅22.5 cm (4.13λ)、上：近傍界 (52 cm=9.53λ)、下：遠方界

Fig.15 GTD calculation of conducting strip, width 22.5 cm (4.13λ), upper: near-field pattern at 52 cm (9.53λ), lower: far-field pattern.

(6) ターゲットでの多重反射：航空機の垂直尾翼など、ターゲット形状が複雑であるとき、ターゲット自体で多重の反射波が発生する。光線追跡 (ray tracing) などの方法でこの反射部位を確認し、その大きさに応じてプロービング距離をできるだけ離して計測することを推奨する。

(7) 間引き (thinning) 計測： z -方向の電磁界分布のパターンを予測して、端方向に向かってサンプル点を減らすことができる。この間引き法は非常に効果的であり、測定と計算の時間コスト削減に寄与する。

(8) 高速フーリエ変換 (FFT)：得られた計測データには、所望の散乱波の他に、実測環境におけるあらゆる不要波が含有されている。通常、この不要波を抑圧するために、データを時間軸に変換し、時間フィルタ、つまりFFT手法により除去している。KOSIPでは、このポスト処理のルーチンを用意している。なお、後述のように本

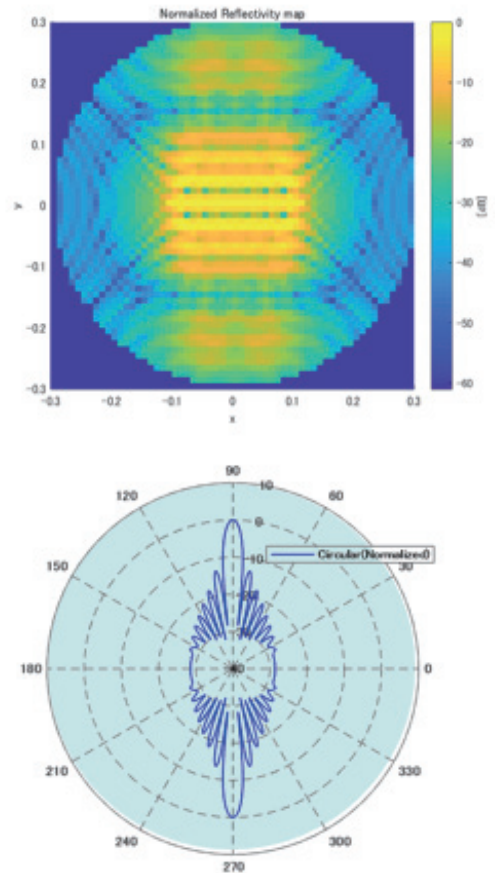


図16 図15の近傍界データによるNFFT処理：レーダ画像(上)と遠方パターン(下)

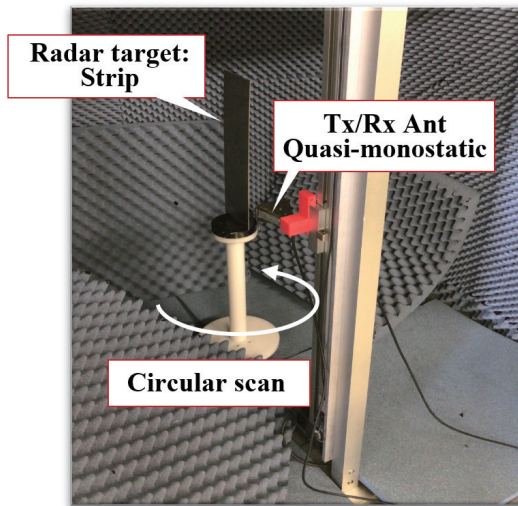
Fig.16 NFFT processing image and far-field pattern by inputting GTD near-field data in the upper of Fig.15.

論では、画像による空間軸でもFFTによる時間軸処理と同様に除去できることを実証しており、今後KOSIPに搭載予定である。

5. 導体平板によるKOSIP-NFFTの妥当性検証

本節ではまず、単純なGTDモデルを用いて導体平板のNFFT計測と理論値変換について考察する。図15はピーク値で正規化された散乱界パターンであり、導体ストリップの幅22.5 cm (4.13λ)の幾何光学的回折理論(GTD)による計算結果である。同図の上は $\rho_0 = 52$ cm (9.53λ)の近傍界パターンであり、下図は遠方領域でのパターンである。図16は図15のGTD近傍界データをKOSIPに入力したときのNFFT処理画像(上側)と遠方パターン(下側)である。

上記理論的結果は、NFFT測定変換によって容易に確認できる。図17に測定中の様子と測定パラメータを示す。図18は近傍界(上)とNFFT変換された遠方パターン



Strip size	22.5cm(4.13λ)
Frequency	5.5GHz
Band width	1.0GHz
Frequency step	10MHz
Target Range	0.52 [m]
Azimuth Scan Step	1 [deg.]

Image center	0.52 m
Image radius	0.3 m
x - axis pixel size	0.01 m
y - axis pixel size	0.01 m

Near-field Measurement and Transformation System: KOSIP™

図17 導体ストリップの近傍界計測

Fig.17 Near-field measurement for the conducting strip, width 22.5 cm (4.13λ) at 52 cm (9.53λ).

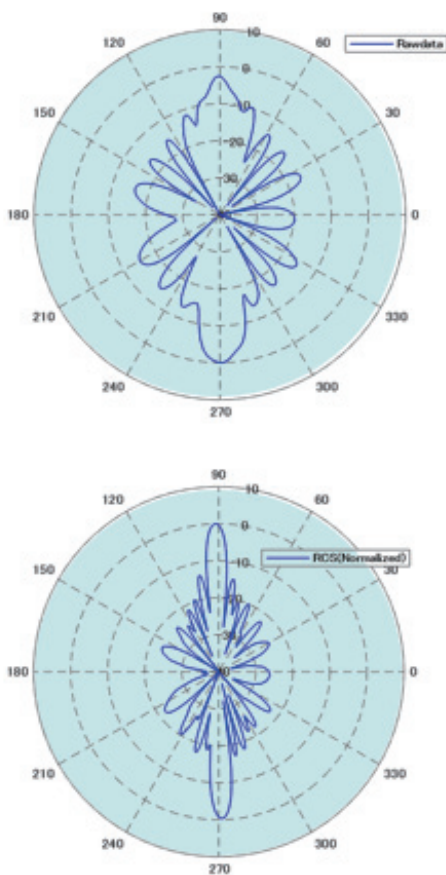


図18 近傍界計測データ(上)を用いた遠方パターン(下)

Fig.18 NFFFT processing far-field pattern (lower) by inputting measured near-field data (upper).

(下)である。つまり、遠方 RCS パターンには、同じ測定および計算パラメータの3種類のパターンが比較できることになる。これを分かり易く見ため、直交座標で図19に示す。平板への入射領域を除いて、これらの3個のパターンは驚くほど一致していることが分かる。不一致の理由としては、二つほど考えられる。まず、測定は三次元環境で行われるが、計算は線源による二次元であること、第二に、金属平板の長さが有限であるため、円周走査で計測していることが挙げられる。何れにせよ、メインローブとこれに近いサイドローブ領域ではほぼ完全な一致を示している。この検証から、本論で提案しているNFFFT処理が有効であると結論付けることができる。

ここまで見てきたように、著者等が提案するNFFFTでは、焦点化補正関数による正確な近距離 ISAR 画像が算出可能となり、これより小型の電波暗室内での計測ができるようになる。三次元円筒走査でのNFFFT理論を反映したRCS総合評価システムKOSIPを通し、前述のように理論の妥当性を確認した。リモートセンシング、透過レーダ等の画像も存在するが、これらの評価も可能と考えている。KOSIPには、プローブアンテナのビーム補正関数、時間軸ゲータリング処理ルーチン、導体球、平板モデルによる近傍界と遠方界の理論計算ルーチン内包しており、今後もモデルの拡張を予定している。さらに、アンテナ放射界のNFFFTパターン計測、後述の空間軸画像域制限処理の対応も可能である。特に後者はターゲットの画像近傍での不要物反射、送受信アンテナ間の回り込

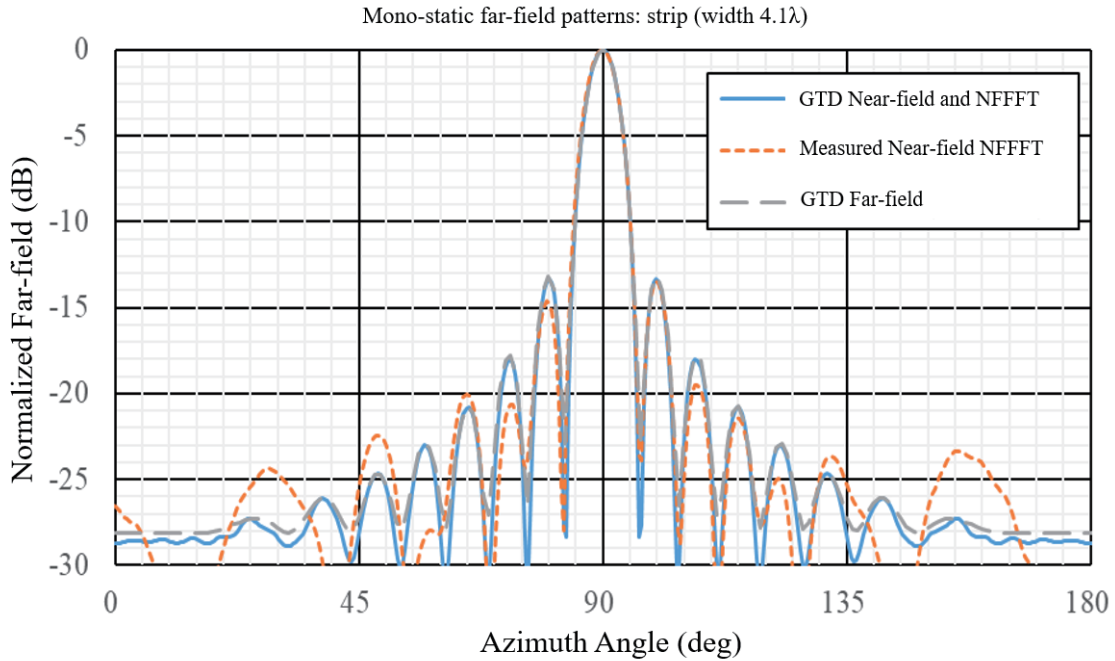


図19 NFFFT処理における理論と実測の3パターンの比較: 図15のGTDによる遠方界、図16の近傍界を使ったNFFFT遠方界、図18の近傍界実測値を使ったNFFFT遠方界、パターンは最大値で正規化

Fig.19 Comparison between measurement and theory: far-field by GTD in Fig.15, GTD near-field to far-field by NFFFT in Fig.16, and measured near-field to far-field by NFFFT in Fig.18. All figures are normalized and shifted the peak angle.

み、背面壁反射波の自動除去に大きな効果が期待できる。本NFFFT法は近傍領域で取得したISAR画像と他領域でのレーダ断面積の関係を利用したレーダ画像に基づく遠方変換法である。従って、変換領域は遠方領域のみならずFresnel領域も可能であり、また、本論で導出提案した補正関数は通常のISARレーダそのものにも応用の可能性があることを付記しておきたい。

6. 二面コーナーリフレクタによるNFFFT実測による多重反射の議論

本論の冒頭および付録にあるように、いわゆる遠方電磁界の条件は $R \geq 2D^2/\lambda$ とその付帯条件 $D \gg \lambda$ で与えられる。本節では、NFFFT計測におけるこの遠方条件を満たさない多重反射NFFFTにより、どの程度の誤差を生じているかを確認することである。このような検討に対しては、前節で議論したように、比較的簡易な形状物に対しての近傍から遠方までの散乱界を提供する高周波理論としてGTD法がある[15]。しかしながら、時間の都合上、ここでは実測による議論を中心に行うことにする。

図20に示す写真は、二面コーナーリフレクタをターゲットとして近傍散乱界を取得している様子を示している。この中で(a)は1辺の幅が10cm、高さが50cmの

二枚の金属平板を直角に張り合わせた二次元のコーナーリフレクタ、(b)はプローブに用いた送受信のダブルリッジホーンアンテナ(V偏波でデータ取得)、(c)は多重反射に対する画像領域の設定効果を調べるために故意に小平板を付加したときの写真である。同図(b)で示すアンテナの開口は約1波長の大きさであり、走査方向である水平面内に2個配置している。開口中心間の幅は凡そ2波長強である。モノスタティック計測モードにおいて、この二つの送受信アンテナが作る被計測物への見込み角 β には、

$$\beta < \lambda/D_{\parallel} \quad (37)$$

を満足するようにアンテナ間を確保する必要がある[7]。 D_{\parallel} は水平面内における被計測物の最大長である。

図21に計測パラメータの諸元を示す。中心周波数は帯域1GHzの5.5GHzであり、10MHzステップで掃引している。計測モードは円周走査であり、長いプロービング距離を考慮して走査ステップは 0.5° としている。得られた近傍界データから生成するレーダ画像の分解能は1mmであり、その大きさは半径30cmとしている。また、我々の提案する改良型NFFFTの特長である焦点補正、および送受信アンテナ間のカップリングを削除する目的の時間軸上ゲーティング処理は全てのデータに適用している。

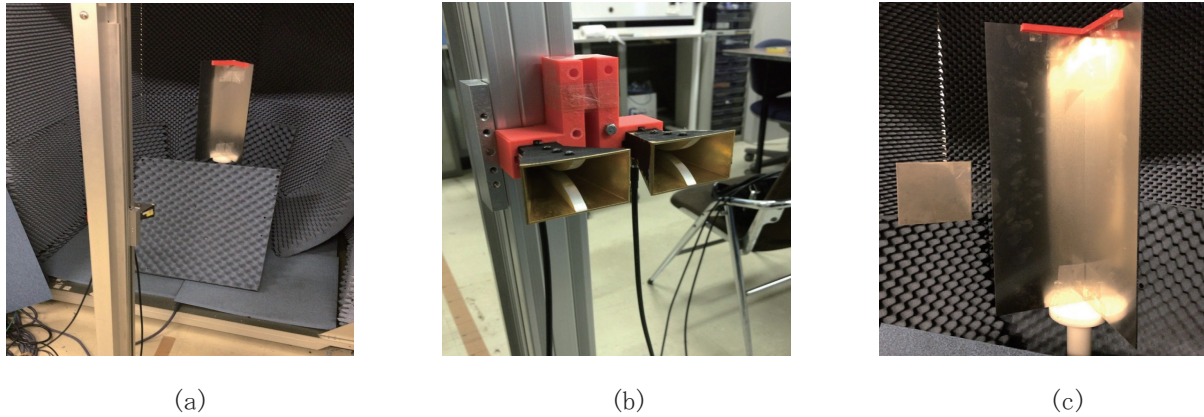


図20 計測実験状況: (a) 2面コーナリフレクタのNFFFT計測, (b) NFFFT計測に使用したプローブ用ダブルリッジホーンアンテナ, (c) コーナリフレクタの片側平板延長上に配置した10×10 cm²の小片金属板.
 Fig.20 NFFFT measurement: (a)2-faces corner-reflector, (b)probing double-ridge horn antenna, (c)small metal plate 10×10 cm² placed nearby corner-reflector.

■測定パラメータ

周波数	5.0 GHz ~ 6.0 GHz
周波数帯域幅	1.0 GHz
周波数ステップ	10 MHz
ターゲットまでの距離	80~200 cm
回転台の回転ステップ	0.5 deg.
アンテナの移動高さ※	Circular
アンテナの移動ステップ	-

■画像化パラメータ (ISAR画像)

画像化中心	80 cm - 200 cm (10 cm step)
画像化半径	30 cm (5.5 λ)
ピクセルサイズ(x軸)	1 mm (0.092 λ)
ピクセルサイズ(y軸)	1 mm (0.092 λ)

■ターゲット: 2面コーナリフレクタ

一辺の長さ	10 cm (開口長 21.2cm)
高さ	50 cm

図21 プローブ距離の変化による2面コーナリフレクタ RCS のNFFFT計測と画像処理パラメータ: 焦点補正とゲーティング処理を適用, プローブアンテナのビーム幅処理は未適用.
 Fig.21 NFFFT measurement of 2-faces corner-reflector and imaging parameters along variation of probing distance.

なお、プローブアンテナのビーム幅処理に関しては、今回未適用としている。

さて、今回実験に用いたコーナリフレクタの幅は1辺が15 cmなので、開口は約21 cm、その電気長は約 $D=3.9\lambda$ となる ($\lambda=5.5$ cm)。付録の理論によれば、 D は凡そ4波長であるので、その遠方領域は $R=2D^2/\lambda=30\lambda=165$ cm 辺りを境としている。そこで、プローブアンテナと回転中心付近に置かれたリフレクタ開口とのスパン ρ_0 を50 cm (9.1λ) から200 cm (36.4λ) までを10 cm ステップで移動させ、その各々のスパンで近傍界を取得することに

した。このときの被計測物見込み角 β は、送受信アンテナ間距離が凡そ2波長であるので、 $\tan \beta \approx \beta = 2\lambda/\rho_0$ より $11.6^\circ @ \rho_0 = 50$ cm, $3.1^\circ @ \rho_0 = 200$ cm と変化する。一方、 $\lambda/D = 0.25$ rad = 14.7° なので、何れの ρ_0 でも関係式 $\beta < \lambda/D$ を満足している。

以上の状況のもとで行った実測、変換処理の幾つかの結果を図22に示す。コーナリフレクタの正面は同図の上方向となる。同図の(a), (b), (c), (d)は、プローブと被測定物間の距離が各々50, 80, 140, 200 cmのときの変換結果である。また、同図左側は取得した近傍電磁界(V偏波)、中央は近傍界から生成したレーダ画像、右側はレーダ画像から遠方領域に変換した正規化 RCS パターンである。 $\rho_0 = 50$ cmの近傍界の後方ローブの太さにやや大きな差異が見られるものの、それ以外の近傍界および遠方 RCS には、何れのプロービング距離でも大きな差は生じていない。

この差異を観察するため、RCS 結果を直角座標で重ねて比較した正規化パターンを図23に示す。リフレクタの正面方向 $\pm 30^\circ$ の範囲内では、 $\rho_0 = 50$ cm以外、ほぼ完全に一致している。しかし、 $\pm 45^\circ$ 付近では、数 dB の差異が見られる。この方向はリフレクタを構成する各平板による1回反射の方向であり、送受信アンテナの距離が短くなるにつれ入射角度が 45° から変化する事が原因と考えられる。一方、二つの平板による合成反射波の領域 ($-30^\circ \sim +30^\circ$) では、その影響はあまり見られない。二回の反射で観測距離の影響が相殺しているのであろうか、今後の理論計算による考察を待ちたい。

次に実測結果から計測スパンの考察をしたい。この実

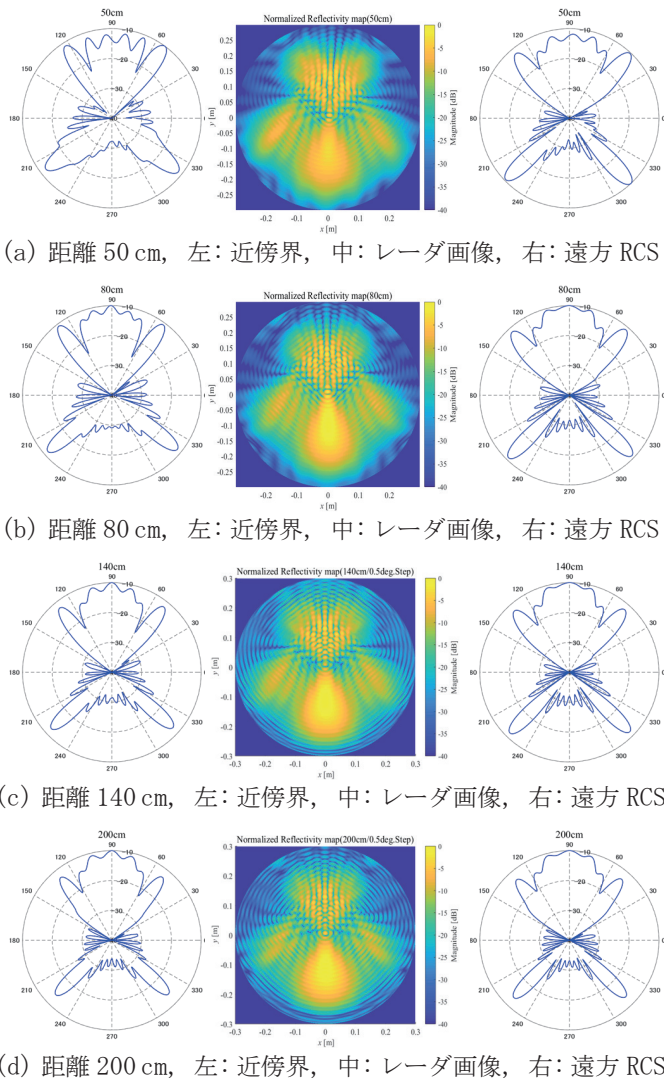


図 22 プローブ距離を変化させたときの NFFFT による RCS 計測, (a), (b), (c), (d) は各々プローブと被測定物間の距離が 50, 80, 140, 200 cm のときの正規化した変換結果. コーナーリフレクタ正面は図の上方向

Fig. 22 NFFFT RCS measurement depending on variation of probing distance: distance of probe and target for (a)-(d) are 50, 80, 140, 200 cm, respectively.

験の遠方界距離は $R = 30\lambda = 165$ cm 辺りと前述した。図 22 (d) の計測距離は 200 cm である。つまり、この条件下の近傍界と称しているデータは遠方領域でのデータであり、そうであれば変換の前後での変化は理論上無いはずであり、事実、同図 (d) の近傍界は遠方 RCS とほぼ一致していることが分かる。比較的一致している同図 (b) および (c) では、ローブの太さ、ヌルの形状などにおいて、遠方 RCS パターンとは若干の差異が見られる。以上より、前述した遠方界評価式には、かなりの妥当性があると判断できる。今一度、この理論を振り返ると、表示式 $R = 2D^2/\lambda$ は遠方界の前提に大きさの無い点で

観測される位相誤差から誘導していた。アンテナパターン計測において、プローブアンテナのサイズも考慮した $R = 2(D+d)^2/\lambda$ という近似的な評価式 (d はプローブサイズ) に、送受信アンテナ開口を合わせて $d = 2\lambda$ とすると、おおよそ $R = 70\lambda = 383$ cm となる。アンテナが送受単独で動作する RCS 計測では、精々 1 個分の開口を考慮すれば十分であると予想するが、冗長性が増す恐れもある。

7. 外因による多重反射の抑圧に関する検証: 時間と空間の等価性

前節で言及した多重反射に関連して、測定環境における不要な反射について考察する。アンテナあるいは RCS 計測の際に、不要反射を除去する手段として取られる方法に、被計測物の無い環境特性を先に取得しておき、被計測物を置いたときのデータからスカラー的に差し引くことがある。これは良く考えれば、位相というベクトル性を知れば、上手く行くときと行かないときがあるように思える。電磁波の散乱は位相変化を伴う重ね合わせの現象であり、反射波は入射波に対する最も顕著な波動のベクトル合成である。この節では NFFFT 計測に絡め、このような多重反射事象を簡単な実験で考察してみたい。

図 20 (c) の実験風景にあるように、リフレクタの近くに 10×10 cm² の金属小片を置いたときの NFFFT 処理結果を図 24 に示す。プローブと回転中心の距離は図 22 に示す $\rho_0 = 80$ cm と同じである。図 24 (a) はリフレクタ端と小片距離が 3 cm のときに取得した近傍界とそれから生成したレーダ画像 (画像域 $\rho = 30$ cm)、この画像から変換した遠方 RCS パターンである。同 (b) は (a) の画像行域を $\rho = 20$ cm にしたときの結果である。同様にして、(c) と (d) は小片金属との距離を 11 cm にしたときの結果である。小片金属との距離は、同図 (a), (b) では 1 波長以下、(c), (d) では 2 波長程度であり、この多重干渉の影響は同図の正面右側 $\phi = 45 \sim 60^\circ$ 辺りに生じている。

RCS 変換結果で、小片が無い図 22 (b) の結果に最も近いのは、予想通り図 24 の小片距離 11 cm のパターンである。同図 (c) と (d) の差異は、バックローブの形に見られる程度である。同図 (a), (b) には、小片との多重干渉の影響がやや残っているが、画像域の狭い (b) の方は若干改善されていることが分かる。同 (c), (d) の差異は大きくはないが、小片の影響を抑圧するために画像域を小さくし過ぎると、正面方向のローブを再生する画像情報が欠如し、それが RCS に影響することが考えられる。

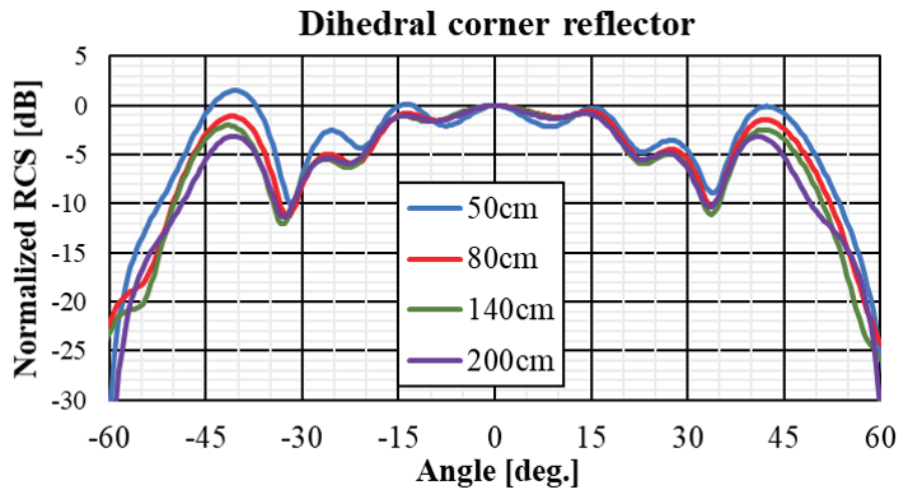


図23 ターゲットプローブ間距離が 50, 80, 140, 200 cm のときの二面コーナリフレクタの遠方変換結果: 正面方向で正規化

Fig. 23 NFFFT RCS comparison of 2-faces corner-reflector measurement: distance of probe and target for (a)-(d) are 50, 80, 140, 200 cm.

以上のことから、約 1 波長以内に存在する不要物体による多重反射の抑圧は、画像処理上も困難であり、(正解は不明であるが) たとえ上手く抑圧できても、何時でも保証できるとは言えない。また、2 波長程度離れた物体の抑圧は、元々の被計測物による画像情報を侵食すると、所望している本来の結果を損なう場合もあろう。被計測物との干渉レベルが比較的小さい距離であると画像処理での抑圧は可能であり、この目安は数波長程度以上の離隔である推測できる。こうした実験考察から、不用意に被計測物の有無による高周波データをスカラー的に差分を取ると、却って間違ったデータとなる恐れもある。特に、被計測物の近くに配置されている回転台などには注意が必要であろう。この差分処理は一般に電波暗室の後方壁などによる影響低減に有効と思われるが、NFFFT では多くの場合、画像の生成域外であるので、その必要性は低い。極端には、NFFFT には高精度の電波暗室は不要となる。あくまで、不要な高レベルの反射波を避けた計測環境となっているかという観点で判断すべきである。

電磁波は時間と座標の関数である。ここで行った実験から時間と空間における電磁波の等価性が確認できる。受信した波動情報には全ての散乱波が含まれており、FFT などを用いて時間軸に変換した後、時間を変数として不要な波動を除くことは良く知られた処理法である。しかしながら、この方法は主に時間軸データの初期と後期に適用可能であり、所望のデータ近辺での処理には不適当となることが多い。一方、画像空間では、任意領域を処理できるので、込み入った抑圧処理が可能となる。

8. まとめ

本研究では、レーダ画像情報に基づく円周/円筒 NFFFT に対し、従来方法をより厳密な解析を通して、現実的な測定環境に沿った変換理論を提案し、実測による検証を行った。これらの理論は計測を総合的に制御、処理する開発ソフトウェア:KOSIP に凝縮している。レーダ画像は電氣的に小さな散乱体の集合による散乱電磁界であると考え、近傍領域を条件として生成された画像と遠方界との関係解析より焦点化関数の存在と有効性が明確になった。

他の遠方界変換法として、コンパクトレンジ法が知られている。しかしながら、航空機のような大きな物体に対しては、非常に大きくて重い反射鏡とベース領域が必要であり、また、バイスタティックモードでは使用不可能である。さらに、 $\lambda/10$ rms 以下の反射鏡面精度が必要となり、超大型のアンテナの製作は非現実的であろう。当然ながら、NFFFT プローブの位置決めもこの面精度と同等の精度が求められる。

本論で提案した円形および円筒形の NFFFT-KOSIP は、比較的小規模な測定施設や、回転中心からオフセットされた顕著な散乱中心を持つ散乱体に対しても、より正確な RCS 結果を提供できる。バイスタティック構成による計測結果は、今後報告の予定である。

導体平板の計測変換の結果は、理論値と驚くほど良好な一致がみられた。期待どおりの有効性を示すことができた。理論計算に採用した GTD は、幾何光学法をベースとする高度に体系化された高周波漸近解法であるが [15]、複雑な形状物体、特に三次元物体への適用性は乏しいこ

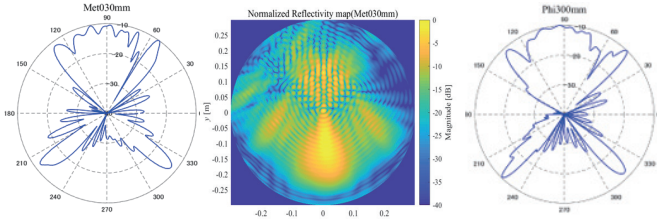
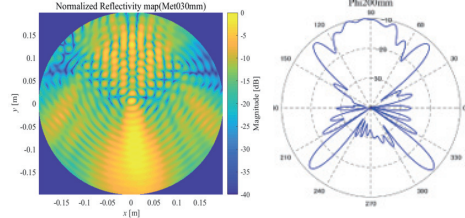
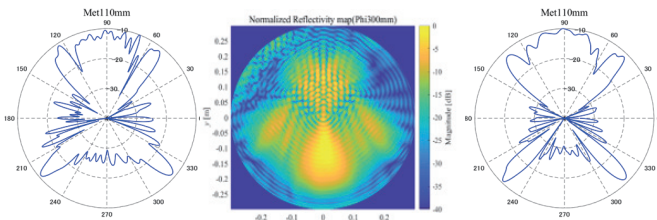
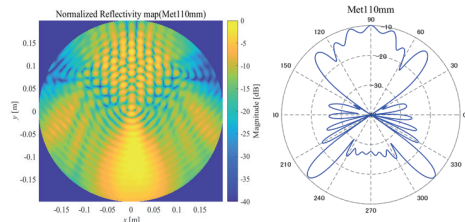
(a) 小片距離 3 cm: 左から近傍界, 画像 ($\rho=30$ cm), RCS(b) 小片距離 3 cm: 左からレーダ画像 ($\rho=20$ cm), RCS(c) 小片距離 11 cm: 左から近傍界, 画像 ($\rho=30$ cm), RCS(d) 小片距離 11 cm: 左からレーダ画像 ($\rho=20$ cm), RCS

図 24 リフレクタの近くに図 20(c) に示す $10 \times 10 \text{ cm}^2$ の金属小片を置いたときの NFFFT 処理: プロブ距離 $\rho_0=80$ cm, (a) 小片距離 3 cm で画像生成域 $\rho=30$ cm, (b) 小片距離 3 cm で画像生成域 $\rho=20$ cm, (c) 小片距離 11 cm で画像生成域 $\rho=30$ cm, (d) 小片距離 11 cm で画像生成域 $\rho=20$ cm. (b) と (d) の近傍界データは各々 (a) と (c) のデータと同一.

Fig. 24 NFFFT processing of radar images of 2-faces corner-reflector with a small metal plate.

とが指摘されている。しかしながら、GTD の最大利点は同じ表示式で近傍界と遠方界の RCS を提供できることであり、今後、三面コーナーリフレクタなどのやや単純な三次元モデルに適用していく予定である。

ここで議論した NFFFT 測定と理論的アプローチは全て KOSIP システムに反映している。NFFFT は近傍界のレーダ画像 (ISAR) と他の領域の RCS の関係に基づいている。そのため、画像ベースの NFFFT は Huygence の原理に基づく一般的な方法とは多少異なるが、その利点は遠方界

変換だけでなく、他の Fresnel 領域の RCS にも適用できることである。さらに、この 2-way RCS 測定は、1-way RCS、つまりアンテナパターン測定で使用可能である。

本研究では、NFFFT の唯一の弱点と言われている多重反射の影響について、実測データをもとに議論した。航空機を例に挙げると、これは機体全体というよりは、個々の構成部位での多重反射として捉えられる。二面コーナーリフレクタを散乱体とした場合の実測結果では、多重反射よりも単体平板への入射角の影響が見られた。また、画像処理による多重反射の抑圧も考察した。今回の実験結果では、多重反射による大きな影響は見られなかったが、今後、GTD 等による理論的な裏付けが必須である。この不要波抑圧処理に関し、画像空間と時間領域の等価性を実証したが、二つの領域にまたがる最適処理の確立が望まれる。著者のライフワークの一環として、継続研究を進めていく意向である。

付録: 電磁界の遠方近似と物理的解釈

近傍界遠方変換に関連して、電磁界という遠方領域とは如何なる物差しなのかを考察しておきたい。アンテナの放射パターンは暗に遠方での空間特性を指している。“パターン”という言葉の使い方からも、天頂角、方位角などによる変化は径方向に独立しており、遠方領域では距離に対し変化しないことが推測される。このことは、波動の遠方界には径方向成分が存在しないことから伺える。遠方の境界は、観測点までの距離を R (多くは角度方向の) 観測領域の大きさを D 、考えている波動の波長を λ とすると、 $R > 2D^2/\lambda$ で評価される。この表示式は広く利用されており、波源に等方性の点波源を仮定して、ここから放射する波動が D の全域に到達する際の位相差に $\lambda/16$ を許容すると容易に誘導できる。換言すれば、遠方領域に達しない領域での波動の角度特性は径方向に依存していることになる。ここでは、電磁界に関する多くのテキストに記されていると思うが、 $D \gg \lambda$ の条件下に遠方領域 $R > 2D^2/\lambda$ が誘導できることを示す。

電磁界理論で良く利用されるベクトルポテンシャルにおいて、磁氣的、電氣的ベクトルポテンシャルを各々 \mathbf{A} , \mathbf{F} とする。電界強度 \mathbf{E} と磁界強度 \mathbf{H} は物理的な量であるが、ポテンシャル関数は数学的な道具であり問題を簡単にするために導入される量である。以下、電磁界の時間因子を $\exp(j\omega t)$ 、 ω を角周波数、 ϵ と μ を各々媒質の誘電率、透磁率として、ベクトルポテンシャルの表示式と観測点が波源からみて遠方にあるときの表示式について

て要点を記述しておく。

ポテンシャルを与える積分は電磁流源の全ての境界にわたって行われる。電磁流源 \mathbf{J} と \mathbf{M} は波源座標での関数であり、 \mathbf{E} と \mathbf{H} の微分は観測点座標で演算する必要がある。磁氣的ベクトルポテンシャル \mathbf{A} は電流密度 \mathbf{J} によって生じる電磁界の解析に有効である。磁束密度 \mathbf{B} は常時閉じており、 $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ である。それ故、 \mathbf{A} を任意のベクトルとするとベクトル恒等式 $\nabla \cdot \nabla \times \mathbf{A} = 0$ より、何らかのベクトルの回転として表すことができる。つまり、 $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} = \nabla \times \mathbf{A}$ なる量を定義できる。これを Maxwell の回転の式 $\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega \mu \mathbf{H}$ に代入すると、 $\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega \mu \mathbf{H} = -j\omega \nabla \times \mathbf{A}$ となり、 $\nabla \times (\mathbf{E} + j\omega \mathbf{A}) = 0$ が得られる。これより、 $\mathbf{E} + j\omega \mathbf{A}$ は保存場であることが分かるので、恒等式 $\nabla \times (-\nabla \phi) = 0$ より $\mathbf{E} + j\omega \mathbf{A} = -\nabla \phi$ が得られる。 ϕ は位置の関数であり任意のスカラーポテンシャルを表す。 $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ の両辺に回転演算を行い、恒等式 $\nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A}$ を用いると、 $\nabla \times (\mu \mathbf{H}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A}$ となる。均質媒質内では $\mu \nabla \times \mathbf{H} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A}$ である。従って、Maxwell の方程式 $\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + j\omega \epsilon \mathbf{E}$ は $\mu \mathbf{J} + j\omega \mu \epsilon \mathbf{E} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A}$ となる。これに Lorentz の条件 $\nabla \cdot \mathbf{A} = -j\omega \mu \epsilon \phi$ を適用すると、 $\nabla^2 \mathbf{A} + k^2 \mathbf{A} = -\mu \mathbf{J}$ 、 $\mathbf{E} = -j\omega \mathbf{A} + \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) / (j\omega \mu \epsilon)$ が得られる。なお、直角座標における \mathbf{A} の成分と \mathbf{J} の成分は 1 対 1 で対応するが、境界が存在する場合は、一般に \mathbf{J} のある成分から \mathbf{A} の他の成分が生じることになるので注意がいる。

仮想的な磁流 \mathbf{M} が均質媒質内にあり、 $\nabla \cdot \mathbf{D} = 0$ が満足されていると、 \mathbf{E} は恒等的に $\mathbf{E} = -1/\epsilon \cdot \nabla \times \mathbf{F}$ のように表現できる。この結果、 \mathbf{A} と同様、電氣的ベクトルポテンシャル \mathbf{F} の関係式が得られる。全電磁界は \mathbf{A} と \mathbf{F} の重ね合わせで与えられるので、最終的に \mathbf{E} と \mathbf{H} は次式のように表示できる：

$$\mathbf{E} = -j\omega \left(\mathbf{A} + \frac{1}{k^2} \nabla \nabla \cdot \mathbf{A} \right) - \frac{1}{\epsilon} \nabla \times \mathbf{F}, \quad (38)$$

$$\mathbf{H} = -j\omega \left(\mathbf{F} + \frac{1}{k^2} \nabla \nabla \cdot \mathbf{F} \right) + \frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{A}. \quad (39)$$

上記非同次のベクトル波動方程式の解は、例えば、電流密度成分 J_z が直角座標 (x, y, z) の原点に置かれているとき、 J_z は z 軸に沿っているので A_z 成分だけが存在し、波動方程式は $\nabla^2 A_z + k^2 A_z = -\mu J_z$ となる。波源を除くと、Helmholtz の方程式 $\nabla^2 A_z + k^2 A_z = 0$ となる。点波源 $A_z = A_z(r)$ を仮定すると、解は二つの独立した解 $A_z = C \exp(\mp jkr) / r$ が求められる。波源が存在すると、

定常場 ($k=0$) での解は $\nabla^2 A_z = -\mu J_z$ となる。この形は Poisson の方程式として知られている。定常場におけるスカラーポテンシャルと電荷密度の関係式 $\nabla^2 \psi = -\rho/\epsilon$ も類似した形になっており、この解は

$$\psi = \frac{1}{4\pi\epsilon} \int_V \frac{\rho}{r} dV' \quad (40)$$

で与えられる。ここで、 r は電荷上の点と観測点との距離、 V は考えている領域の大きさである。この類似性より、ベクトルポテンシャルの解は $A_z = \mu / (4\pi) \int_V J_z / r dV'$ の形で与えられるとして良い。そこで、定常解と波動との相違点を考慮し $\exp(-jkr)$ を乗じると、結局、この解は次式で与えることができる。

$$A_z = \frac{\mu}{4\pi} \int_V J_z \frac{\exp[-jkr]}{r} dV'. \quad (41)$$

さらに、電流源 (J_x, J_y) が各々 x と y 方向に置かれていれば、ベクトル波動方程式の解は次式で与えられる。

$$\mathbf{A}(x, y, z) = \mu \int_V \mathbf{J}(\mathbf{r}') G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') dV', \quad (42)$$

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{\exp(-jk|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)}{4\pi|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}. \quad (43)$$

ここで、波源は原点から移動してプライムを付けた座標 (x', y', z') に置いている。プライムを付けた座標は波源に関するもの、付けていない座標は観測点に関するものである。また、 R は波源上の点と観測点間の距離である。以上の磁氣的ポテンシャルと同様に、電氣的ベクトルポテンシャルの解を求めると、

$$\mathbf{F}(x, y, z) = \epsilon \int_V \mathbf{M}(\mathbf{r}') G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') dV' \quad (44)$$

となる。なお厳密には、Dirac の delta 関数 $\delta(\cdot)$ を用いて、波動方程式

$$\nabla^2 \psi + k^2 \psi = -\delta(x)\delta(y)\delta(z) \quad (45)$$

から解を求める方法が知られている。本論では、この誘導は紙面の都合で割愛したい。

上述のベクトルポテンシャルは波源と観測点座標の関数であり、このままでは特殊な場合以外、数学的解析あるいは物理的な解釈は一般に困難である。その為もあり、今、波源と観測点が十分離れている場合の遠方電磁界について考える。図 25 に示すように、原点を波源の近くに選び、 \mathbf{r}' を原点から点 (x', y', z') の波源に関する位置ベクトル、原点から観測点までのベクトルを $R \mathbf{i}_R$ とする。ここで、 \mathbf{i}_R は単位ベクトルである。波源から観測点まで

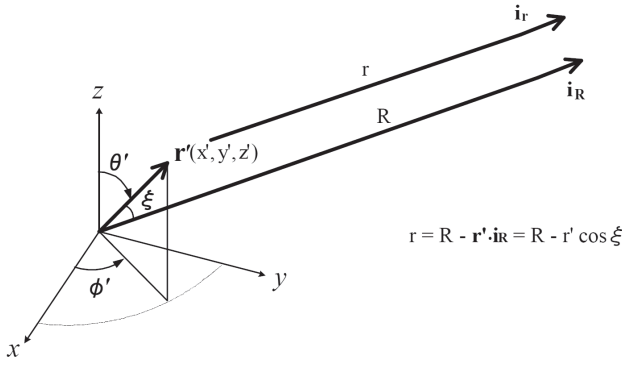


図25 電磁界の遠方近似: $R = |\mathbf{R}|\mathbf{i}_R$, $r = |\mathbf{r}|\mathbf{i}_r$.
Fig. 25 Far-region approximation of electromagnetic field.

を $r\mathbf{i}_r$ と表す。積分を実行するにあたり、 r と単位ベクトル \mathbf{i}_r の変化を考慮しておく必要がある。まず、ベクトル \mathbf{i}_r と \mathbf{i}_R の間の角度を無視し、積分の \mathbf{i}_r を \mathbf{i}_R で置き換えると、積分の r^{-1} の振幅因子は定数 R^{-1} で置き換えられる。一方、位相因子は全体としての r の変化は無視できないが、 \mathbf{i}_r と \mathbf{i}_R は実質的には平行とみなすことができるので、

$$r = R - \mathbf{r}' \cdot \mathbf{i}_R = R - |\mathbf{r}'| \cos \xi \quad (46)$$

と近似できる。ここで、 ξ は図25に示すようにベクトル \mathbf{r}' と \mathbf{i}_R の成す角である。このとき、(43)式のGreen関数は

$$G(r) = \frac{\exp[-jk r]}{4\pi r} \approx G_0(R) \exp[jk \mathbf{r}' \cdot \mathbf{i}_R], \quad (47)$$

$$\nabla' G(r) = jk G(r) \mathbf{i}_r \approx jk G_0(R) \exp[jk \mathbf{r}' \cdot \mathbf{i}_R] \mathbf{i}_R, \quad (48)$$

$$G_0(R) = \frac{\exp(-jk R)}{4\pi R} \quad (49)$$

のように遠方近似できる。 $G_0(R)$ は等方的な球面波を表している。以上より、電磁界とベクトルポテンシャルはの遠方表示は次式で与えられる:

$$\mathbf{E} = -j\omega \left\{ \mathbf{A} - (\mathbf{A} \cdot \mathbf{i}_R) \mathbf{i}_R \right\} + \frac{jk}{\epsilon} \mathbf{i}_R \times \mathbf{F}, \quad (50)$$

$$\mathbf{H} = -\frac{jk}{\mu} \mathbf{i}_R \times \mathbf{A} - j\omega \left\{ \mathbf{F} - (\mathbf{F} \cdot \mathbf{i}_R) \mathbf{i}_R \right\} = Y \mathbf{i}_R \times \mathbf{E}, \quad (51)$$

$$\mathbf{A} = \mu G_0(R) \int_S \mathbf{J}_s(\mathbf{r}') \exp[-jk \mathbf{r}' \cdot \mathbf{i}_R] dS', \quad (52)$$

$$\mathbf{F} = \epsilon G_0(R) \int_S \mathbf{M}_s(\mathbf{r}') \exp[-jk \mathbf{r}' \cdot \mathbf{i}_R] dS'. \quad (53)$$

ここで、 $Y = Z^{-1} = \sqrt{\epsilon/\mu}$ であり、電磁流は波源表面での $\mathbf{J}_s(\mathbf{r}')$ と $\mathbf{M}_s(\mathbf{r}')$ で与えている。上式でベクトルポテンシャルを消去すると、表面電磁流がつくる $O(R^{-1})$ の

遠方電磁界

$$\mathbf{E}^s \quad (54)$$

$$= -jk G_0 \int_S \left\{ Z [\mathbf{J}_s - (\mathbf{i}_R \cdot \mathbf{J}_s) \mathbf{i}_R] - [\mathbf{i}_R \times \mathbf{M}_s] \right\} e^{jk \mathbf{r}' \cdot \mathbf{i}_R} dS',$$

$$\mathbf{H}^s \quad (55)$$

$$= -jk G_0 \int_S \left\{ [\mathbf{M}_s - (\mathbf{i}_R \cdot \mathbf{M}_s) \mathbf{i}_R] + Y [\mathbf{i}_R \times \mathbf{J}_s] \right\} e^{jk \mathbf{r}' \cdot \mathbf{i}_R} dS'$$

が導かれる。これはアンテナ放射界などを求める際の放射積分として知られており、 R^{-2} の項の計算も煩雑であるが誘導は可能である。また、積分の第1項 \mathbf{J} あるいは \mathbf{M} は、 \mathbf{i}_R 方向の成分を持つが、これは第2項 $(\mathbf{J} \cdot \mathbf{i}_R) \mathbf{i}_R$ あるいは $(\mathbf{M} \cdot \mathbf{i}_R) \mathbf{i}_R$ と常に相殺する。電磁界ベクトルは単位ベクトル \mathbf{i}_R と直交しているので、放射条件を満足していることが伺える。

以上から推測されるように、遠方波動の \mathbf{E} と \mathbf{H} は球面波のTEM波を構成し、 \mathbf{i}_R に垂直な平面内に在って電界と磁界は互いに直交している。従って、遠方での電磁界表示には二つの直交する角度方向に依存している成分を考慮すれば十分なので、球座標 (R, θ, ϕ) を使うのが便利である。 $\mathbf{i}_\theta, \mathbf{i}_\phi$ を各々観測点 P における θ, ϕ の増加する方向の単位ベクトル、 \mathbf{i}_R を径方向の単位ベクトルとする。直角座標では、 $\mathbf{r}' = x' \mathbf{i}_x + y' \mathbf{i}_y + z' \mathbf{i}_z$ 、 $\mathbf{i}_R = \sin \theta \cos \phi \mathbf{i}_x + \sin \theta \sin \phi \mathbf{i}_y + \cos \theta \mathbf{i}_z$ であるから、放射積分の指数部は $\mathbf{r}' \cdot \mathbf{i}_R = x' \sin \theta \cos \phi + y' \sin \theta \sin \phi + z' \cos \theta$ で与えることができる。 $\mathbf{i}_\theta, \mathbf{i}_\phi$ および \mathbf{i}_R は互いに直交しているので、 $\mathbf{M} \times \mathbf{i}_R \cdot \mathbf{i}_{\theta, \phi} = \mp \mathbf{M} \cdot \mathbf{i}_{\phi, \theta}$ の関係より、(54, 55) の \mathbf{i}_θ と \mathbf{i}_ϕ に沿った成分は、著者により次のように導出されている [16]:

$$E_{\theta, \phi} = -jk G_0 \int_S \left\{ Z \mathbf{J} \cdot \mathbf{i}_{\theta, \phi} \pm \mathbf{M} \cdot \mathbf{i}_{\phi, \theta} \right\} \exp(jk \mathbf{r}' \cdot \mathbf{i}_R) dS'. \quad (56)$$

予想されたように、積分は θ と ϕ だけの関数となる。これは散乱体あるいはアンテナ表面に流れている等価的な電磁流が遠方につくる電磁界表示である。なお、 $E_{\theta, \phi} = A_{\theta, \phi} \pm B_{\phi, \theta}$ は $E_\theta = A_\theta + B_\phi$, $E_\phi = A_\phi - B_\theta$ を意味している。

最後に、遠方近似の物理的解釈について議論する。第(43)式のGreen関数に関し、スカラー領域で少し詳しくみってみる。 \mathbf{r} と \mathbf{r}' は各々原点から波源、波源から観測点に向かうベクトルである。今、 z -軸に沿って強度 J_z の線電流源が置かれているときのベクトルポテンシャルを求めると、(42)より

$$\mathbf{A}(z) = \mathbf{i}_z \frac{\mu J_z}{4\pi} \int_z \frac{\exp(-jk|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dz', \quad (57)$$

$$\mathbf{r} = x \mathbf{i}_x + y \mathbf{i}_y + z \mathbf{i}_z, \quad \mathbf{r}' = z' \mathbf{i}_z$$

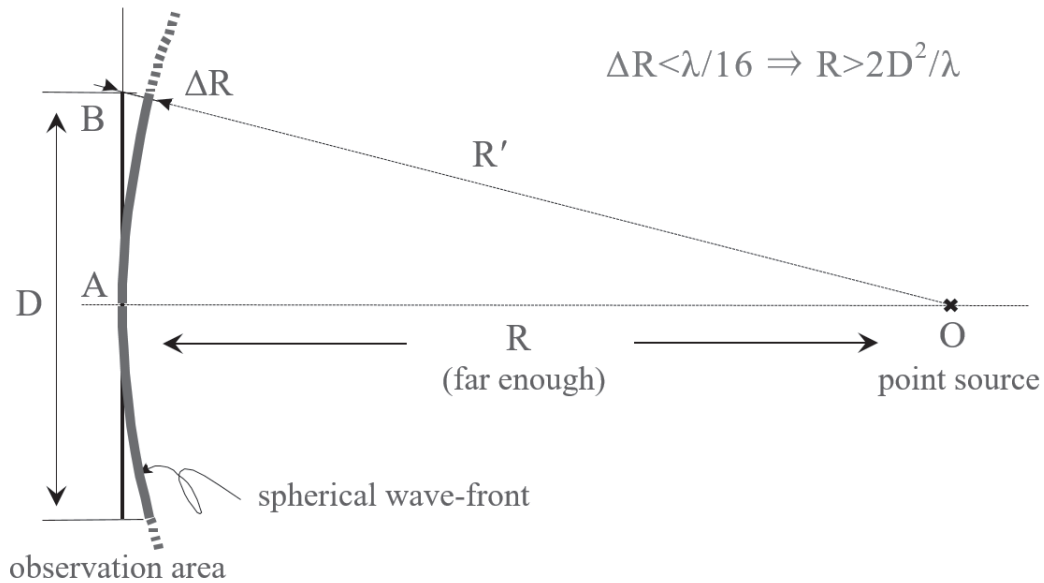


図 26 点波源からの球面波がつくる平面状観測領域での位相誤差

Fig. 26 Phase error between planar observation region and spherical wave due to a point source.

が得られる。これより、波源と観測点間の距離 $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ を球座標 (r, θ, ϕ) で Taylor 展開すると、最初の数項は次式のようになる [11, 12]:

$$|\mathbf{r} - \mathbf{r}'| = r \sqrt{1 - \left(\frac{2z'}{r} \cos \theta - \left(\frac{z'}{r}\right)^2\right)} \quad (58)$$

$$= r - z' \cos \theta + \frac{1}{2} \frac{z'^2}{r} \sin^2 \theta + \frac{1}{2} \frac{z'^2}{r^2} \cos \theta \sin^2 \theta + \dots$$

$r > z'$ のとき、上式はこの数項で収束するとみられ、最初の 2 項が (46) に対応した表示となる ($r \sim R$)。

このように (58) の高次項を無視する場合、その影響はどの程度なのであろうか。これを見るため、今、第 3 項以降を無視したことによる最大の位相誤差を $\pi/8 = \lambda/16$ としよう。このとき、線電流源の最大長を D とすると、第 3 項の最大誤差は $z' = D/2$, $\theta = \pi/2$ のとき発生する。つまり、

$$\frac{1}{2} \frac{z'^2}{r} \sin^2 \theta = \frac{(D/2)^2}{2R} = \frac{\lambda}{16} \rightarrow R = \frac{2D^2}{\lambda} \quad (59)$$

が誘導できる。換言すると、 $R \geq 2D^2/\lambda$ であれば、第 3 項以降を無視しても良いということになる。この遠方条件が確保されると、これより以降の遠方での角度方向の特性 (パターン) は変化しないことが理解できる。

また、上式は簡単な物理的解釈が可能である。図 26 は点波源からの波動と観測領域 D を幾何的に配置したモデル図である。点波源からの球面波が平面状の観測領域に到達したときの端部の位相誤差を最大 $\lambda/16$ とすると、こ

の間のスパン R は、三平方の定理からも容易に (59) 式の関係が誘導できる。

以上見てきたように、遠方領域の条件は $r \gg z'$ の仮定のもと、 $R \geq 2D^2/\lambda$ で与えられる。ここで、 $D \gg \lambda$ を仮定すると、これは $R \geq 2D^2/\lambda$ より、 $r \gg z'$ と $r \gg \lambda$ を同時に満足する。従って、遠方領域条件は $R \geq 2D^2/\lambda$ と $D \gg \lambda$ のセットで、初めて必要でかつ十分な条件となることが分かる。例えば、散乱体あるいはアンテナ最大長が $D \approx \lambda$ 程度の小さい物体であると、条件 $R \geq 2D^2/\lambda$ は遠方条件を満足していないことになる。これが $D \geq 5\lambda$ 程度になると、(59) 式の $R \geq 2D^2/\lambda$ を用いることができると言われている。ただし、この広く使われている遠方境界式の前提条件として、送受信点は物理的な大きさの無い波源および観測点を仮定していることを忘れてはならない。これに関しては、本文における実測データの考察でも取り上げている。

では、 $D \approx \lambda$ 程度の小さいアンテナあるいは散乱体の遠方領域とは、どの程度になるのであろうか。(59) 式によると、遠方領域は 2λ 以遠の比較的近い距離で遠方界形成されることになり、プローブアンテナの大きさを合わせて考えると、物理的直観とやや乖離している。このような小さい物体の場合に対しては、経験的に遠方領域を $R \geq 10\lambda$ で評価することが多い。例えば、単素子のプリント板アンテナなどは 1 波長以下のサイズとなるので、計測時には注意が必要である。

謝辞

本研究で理論考察および計算コード開発に関し多くの助言をいただいた Andrey Osipov 博士 (DLR, Germany) に深謝します。また、KOSIP ソフトウェアのコード開発と各種実験計測に協力してくれた高岡俊一君 (台北科技大学博士課程、台湾)、および研究室の学生に感謝します。

参考文献

- 1) G. T. Ruck, D. E. Barrick, W. D. Stuart, and C. K. Krichbaum, "Radar Cross Section Handbook," Plenum, 1970.
- 2) A. Broquetas, J. Palau, L. Jofre, and A. Cardama, Spherical wave near-field imaging and radar cross section measurement, IEEE Trans. Ant. Prop., vol. 46, pp. 730-735, May 1998.
- 3) D. L. Mensa, "High Resolution Radar Imaging," Artech House, 1981.
- 4) Andrey Osipov, Hirokazu Kobayashi, and H. Suzuki, An improved image-based near-field-to-far-field transformation, Proc. Asia-Pacific Microwave Conference (APMC 2010), pp. 1693-1696, December 7-10, 2010.
- 5) Hirokazu Kobayashi, Andrey Osipov, and H. Suzuki, An improved image-based near-field-to-far-field transformation for cylindrical scanning surfaces, Proc. 30th General Assembly and Scientific Symposium of International Union of Radio Science (URSI), 4p, August 13-20, 2011.
- 6) Hirokazu Kobayashi, Andrey Osipov, and C. Chu, Near-field to Far-field Transformation -Theory and Application-, IEICE Tech. rep., SANE2017-108, pp. 129-134, Jan. 2018.
- 7) I. J. LaHaie, Overview of an Image-Based Technique for Predicting Far-Field Radar Cross Section from Near-Field Measurements, IEEE Antennas and Propagation Magazine, 45, December 2003, pp. 159-169.
- 8) T. Vaupel, and T. F. Eibert, Comparison and Application of Near-Field ISAR Imaging Techniques for Far-Field Radar Cross Section Determination, IEEE Trans. on Antennas and Propagation, 54, January 2006, pp. 144-151.
- 9) Andrey Osipov, Hirokazu Kobayashi, and H. Suzuki, An Improved Cylindrical NFFFT for Compact Measurement Facilities, Proceeding of Asia-Pacific Microwave Conference 2012 (APMC2012), 4D3-06, Dec. 2012.
- 10) Hirokazu Kobayashi, Andrey Osipov, and H. Suzuki, An Improved Image-Based Near-Field-to-Far-Field Transformation for Cylindrical Scanning Surfaces, 2011 30th URSI General Assembly and Scientific Symposium, B04-3, August 2011.
- 11) 小林弘一, 亀田悠起, 中村仁, 高岡峻一, 張陽郎, 鞠志遠, 遠近傍界遠方変換における多重反射の影響について, 電子情報通信学会技術研究報告 (宇宙・航行エレクトロニクス), SANE2018-90, pp. 1-6, 2019年1月.
- 12) 小林弘一, 高岡峻一, 近傍界遠方変換による RCS およびアンテナパターンの計測, 信学技報, vol. 118, no. 135, SANE2018-25, pp. 19-24, 2018年7月.
- 13) Hirokazu Kobayashi, Shun-ichi Takaoka, Yang-Lang Chang, and Chih-Yuan Chu, RCS Near-field to Far-field Transformation Estimation by Using Simple GTD Target Models, IC-SANE2018, IEICE technical report, vol. 118, no. 287, SANE2018-77, pp. 107-112, Nov. 2018.
- 14) J. V. Bladel, "Electromagnetic Fields," 2nd edition, John Wiley & Sons, Inc., 2007.
- 15) 小林弘一, "幾何光学的回折理論: GTD," 出版元 新潟大学工学部, 2012年12月.
- 16) 小林弘一, "空間波動の工学理論," サクラテック出版, 2011年12月.

♠ 著者連絡先: h.kobayashi@kobayashi-jim.com