

2015年度 輻射科学研究会資料集

RS15-01~RS15-16
(June 2015~March 2016)

開催会場(月・日)

- 第1回：京都大学, 吉田キャンパス(6月8日)
RS15-01~RS15-04
- 第2回：兵庫県立大学, 姫路書写キャンパス(8月17日)
RS15-05~RS15-08
- 第3回：理化学研究所, 播磨放射光科学
総合研究センター(12月1日)
RS15-09
- 第4回：滋賀県立大学, 産学連携センター(12月18日)
RS15-10~RS15-12
- 第5回：同志社大学, 京田辺キャンパス(3月31日)
RS15-13~RS15-16

2016年6月1日発行

2015年度 輻射科学研究会資料集目次

■ 第1回研究会

日時 平成27年6月8日(月) 13時30分～16時45分

会場 京都大学吉田キャンパス工学部3号館北館2階セミナー室
京都市左京区吉田本町

- RS15-01 穴吹元嗣(京都大学), 阪本卓也(兵庫県立大学), 佐藤 亨(京都大学)
“超広帯域ドップラーレーダ干渉計とアダプティブアレイ処理を
併用した高分解能イメージング” 1
- RS15-02 池田智孝(関西大学), 北村敏明(関西大学), 岸岡清(大阪電気通信大学)
“FDTD法とモード結合理論を用いたMIM導波路型共振器の
フィルタリング特性に関する検討” 8
- RS15-03 酒井道(滋賀県立大学)
“負透磁率空間における磁化プラズマ中の電磁波の分散関係” 22
- RS15-04 菅原賢悟(近畿大学)
“等価定理による摂動近似 -開領域問題に対するアプローチ-” 34
- ### ■ 第2回研究会
- 日時 平成27年8月17日(月) 13時30分～16時45分
- 会場 兵庫県立大学姫路書写キャンパス書写記念会館記念ホール
姫路市書写2167
- RS15-05 阪本卓也(兵庫県立大学)
“逆境界散乱変換を用いた高速キルヒホッフ積分による高分解能レーダ画像化”... 38
- RS15-06 榎原晃, 山本将史, 河合正(兵庫県立大学),
川西哲也(早稲田大学, 情報通信研究機構)
“電気光学変調器によるゼロチャープ光変調と微小波長チャープの評価” 50
- RS15-07 田所謙, 高野恵介, 萩行正憲, 中嶋誠(大阪大学)
“サブ波長金属粒子における高強度テラヘルツ波誘起不可逆応答” 63
- RS15-08 松室堯之, 石川容平, 石川峻樹, 篠原真毅(京都大学)
“合成球面波を用いた低漏洩ビーム型マイクロ波無線電力伝送の設計” 69

■ 第3回研究会・大型放射光施設及びX線自由電子レーザー施設見学会

日時 平成27年12月1日(火) 13時30分～15時30分

会場 理化学研究所播磨放射光科学総合研究センター

兵庫県佐用郡佐用町光都1丁目1-1

- RS15-09 理化学研究所放射光科学総合研究センター(センター長 石川哲也)
"Spring-8 及び SACLA の施設概要及び主な研究テーマについて" 81

■ 第4回研究会

日時 平成27年12月18日(金) 14時～16時30分

会場 滋賀県立大学産学連携センター2階産学研究交流室1・2

滋賀県彦根市八坂2500

- RS15-10 玉山 泰宏, 濱田 佳祐, 安井 寛治(長岡技術科学大学)
"放射型結合共振メタマテリアルにおける電磁波の低群速度伝搬と非線形現象" .. 82

- RS15-11 若林秀昭*, 浅居正充**, 山北次郎*(*岡山県立大学, **近畿大学)
"微細周期構造の3次元解析を用いた構造的発色に関する検討" 94

- RS15-12 菅原賢悟(近畿大学)
"摂動近似を用いた開領域解法" 103

■ 第5回研究会

日時 平成28年3月31日(木) 14時～17時15分

会場 同志社大学京田辺キャンパス有徳西館5階YE-516

京田辺市多々羅都1-3

- RS15-13 和田存智, 藤本優生, 出口博之, 辻幹男(同志社大学)
"誘電体およびメタサーフェスを用いたクローキングに関する基礎的検討" ... 123

- RS15-14 岩田拓也, 岸岡清(大阪電気通信大学)
"Ag イオンの熱拡散によって作られる光導波路のパラメータの推定" 136

- RS15-15 Fatemeh ABRISHAMIAN, 森下克己(大阪電気通信大学)
"All-Fiber Single-Channel Bandpass Filters Formed by a High Attenuation Fiber Spliced between Two Long-Period Fiber Gratings" 152

- RS15-16 菅江一平, 岩井誠人, 笹岡秀一(同志社大学)
"見通し外車車間通信環境におけるレイトレーシングに基づく伝搬損失簡易計算式"
..... 161

超広帯域ドップラーレーダ干渉計と
アダプティブアレイ処理を併用した
高分解能イメージング

穴吹 元嗣

京都大学大学院情報学研究科

2015年6月8日

於 京都大学

超広帯域ドップラーレーダ干渉計とアダプティブアレイ処理を併用した高分解能イメージング

穴吹 元嗣[†] 阪本 卓也[‡] 佐藤 亨[†]

[†] 京都大学大学院 情報学研究科 〒606-8501 京都市左京区吉田本町

[‡] 兵庫県立大学大学院 工学研究科 〒671-2280 兵庫県姫路市書写 2167

E-mail: [†] anabuki.motoshi.76c@st.kyoto-u.ac.jp

あらまし セキュリティの分野において、UWB(Ultra-WideBand)レーダを用いた高分解能画像化技術が有望視されている。少数アンテナを用いた手法として、3アンテナに対してUWBドップラーレーダ干渉計法を適用する手法が提案されている。しかし、同手法では同一のドップラー速度をもつ同一レンジ内の複数目標を識別できない問題が存在する。本稿ではアンテナ素子数を最少化しつつ同手法の問題を解決するため、複数チャンネルを使用できるという高自由度を利用したアレイ処理をUWBドップラーレーダ干渉計法と統合させた手法を提案する。数値計算及び実験の結果により、提案手法の特性評価を行い、従来手法に対してイメージング精度が大きく改善することを示す。

キーワード UWB レーダ, 高分解能イメージング, UWB ドップラーレーダ干渉計法, アダプティブアレイ処理

High-resolution imaging using ultra-wideband Doppler radar interferometry and adaptive array processing

Motoshi ANABUKI[†] Takuya SAKAMOTO[‡] and Toru SATO[†]

[†] Graduate School of Informatics, Kyoto University
Yoshida, Sakyo-ku, Kyoto, 606-8501, Japan

[‡] Graduate School of Engineering, University of Hyogo
2167 Shosha, Himeji, Hyogo, 671-2280, Japan

E-mail: [†] anabuki.motoshi.76c@st.kyoto-u.ac.jp

Abstract In the field of security, high resolution imaging technique using UWB (Ultra-WideBand) radar is promising. As a method using a small number of antennas, UWB Doppler Radar interferometry using three antennas have been proposed. However, this technique has a problem that is cannot identify multiple targets in the same range with the same Doppler velocity. To solve this problem, while minimizing the number of antenna elements, we propose a method which is integrated with the array processing using high degree of freedom by multiple channels and UWB Doppler Radar interferometry. The application example with a numerical simulation and experimental results verify the advantage of the proposed method in a term of the imaging accuracy.

Key words UWB radar, High-resolution imaging, UWB Doppler radar interferometry, Adaptive array processing

1. まえがき

UWB(Ultra Wide-Band)レーダを用いた人体の正確なイメージング技術が注目されている。同レーダは、霧雨や火災時の煙などで視野が遮られている状況下でのモニタリングが可能であり、また距離分解能が高く目標の正確な立体像を得ることができる。しかし、従来のUWBレーダを用いたイメージング法は、計算時間が膨大である^{[1]-[6]}、もしくは大規模アレイアンテナが必

要である^{[7]-[9]}など、いずれの手法も実時間処理が可能で簡易なシステム構成が望まれる室内でのイメージングシステムへの応用が難しいものであった。

しかし、近年少数アンテナを用いた手法が提案されている。これは3アンテナに対してUWBドップラーレーダ干渉計法を適用する手法である^[10]。同手法では、単一歩行人体の軌道推定が実現された。しかし、同手法では同一のドップラー速度をもつ同一レンジ内の複数目標を分離することが困難であり、イメージング精

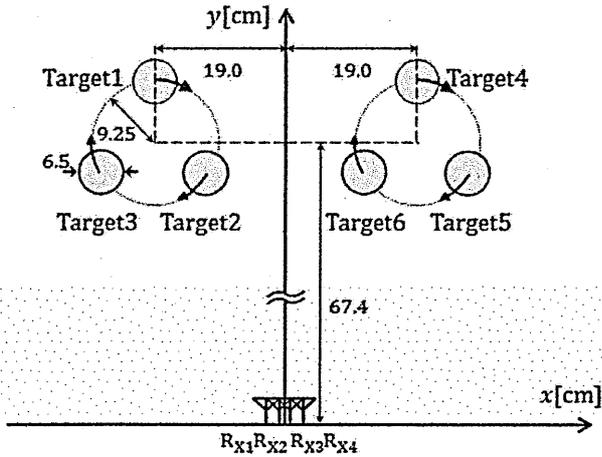


図1 システムモデル

度が劣化する場合がある。

一方、他の目標識別を行うための手法として、アダプティブアンテナアレイ処理を用いた複数信号分離法が存在する^[11]。同手法では目標の到来方向により目標の分離識別が可能である。しかし、識別可能な目標数はレーダのアンテナアレイの素子数に依存しているため、識別する目標数が多い場合、それに伴って必要なアレイの素子数も増加する欠点がある。

本稿では、アンテナ素子数を最少化しつつ UWB ドップラーレーダ干渉計法における問題の解決を図るため、アダプティブアレイ処理と UWB ドップラーレーダ干渉計法を統合させた手法を提案する。数値計算及び実験に基づく特性評価により、従来法と比較することで提案法の有効性を示す。

2. システムモデル

本稿で用いるシステムモデルを図1に示す。Target1からTarget6は直径6.5cm、高さ15.8cmの金属製円柱目標である。Target1からTarget3は回転中心位置が(-19.0cm, 67.4cm)のターンテーブル上を毎秒0.55回転する速度で運動し、Target4からTarget6は回転中心位置が(-19.0cm, 67.4cm)のターンテーブル上を毎秒0.55回転する速度で運動している。なお、ターンテーブルの回転中心から各目標の中心までの距離は9.5cmである。レーダのレンジ分解能が $\Delta R = 12\text{cm}$ であるのに対して目標が移動する円の直径が18.5cmとした。これは各目標からのエコー信号がほぼ同一レンジに含まれる状態にし、レンジによる目標の分離ができない状況を設定するためである。

使用するレーダの設定は、送信アンテナ T_{X1} を xy 平面上(0,0)に、受信アンテナ R_{X1} , R_{X2} , R_{X3} , R_{X4} を xy 平面上(-3d/2,0), (-d/2,0), (d/2,0), (3d/2,0)の位置に設置し、等間隔直線アレイを構成した。ただし、 d はアンテナ

間隔であり、 $d = 4.56\text{mm}$ とした。なお、受信アンテナ素子数が4本であるからアンテナアレイの自由度は3となる。また、送信波形は中心周波数60.5GHzである。

3. UWB ドップラーレーダ干渉計法

先行研究で目標から散乱点を推定するために用いる UWB ドップラーレーダ干渉計法は、複数目標をレンジの違い及び時間周波数解析を用いたドップラー速度の違いによって分離識別し、目標の散乱点の位置を推定する手法である。UWB ドップラーレーダ干渉計法は以下の手順からなる。

1. 受信信号に対して時間周波数解析を適用し、複数目標を時刻、周波数及びレンジごとに分離する。
2. 干渉計法により、分離識別した目標の到来方向を推定する。
3. 較正曲線を用いることでレンジ間の補完を行い、アンテナから各目標までの距離をレーダのレンジ分解能以上の精度で推定する。

以下では各手順についてその原理を説明する。

3.1. STFT による目標の分離

レンジごとに時間周波数解析法を行い、目標ごとのドップラー速度の違いを用いて複数目標の識別を行う。ここで時間周波数解析に短時間フーリエ変換(STFT: Short Time Fourier Transform)を用いる。STFTは得られた受信信号の時系列を時間ごとに区切って、各時間でフーリエ変換することにより時間周波数分布を得る方法である。時刻 t にアンテナ R_{Xk} のレンジ k で受信された信号を $s_{ik}(t)$ とし、 $s_{ik}(t)$ より得られる時間周波数分布を $S_{ik}(t, v_d)$ とする。STFTは次式で表わされる。

$$S_{ik}(t, v_d) = \int s_{ik}(u) \omega_H(u-t) e^{-j4\pi v_d u / \lambda} dv \quad (3.1)$$

ここで w は窓関数であり、次式で表わされるハミング窓を用いる。

$$w_H = \begin{cases} 0.54 - 0.46 \cos \frac{2\pi}{T_w} t & (0 \leq t \leq T_w) \\ 0 & (\text{otherwise}) \end{cases} \quad (3.2)$$

ただし、 T_w は窓幅である。

次に $S_{ik}(t, v_d)$ から各時刻における有意なピークを抽出し、それに対応する v_d を目標のドップラー速度とする。すなわち、以下の2式を満たす v_{dn} を求める。

$$\frac{d|S_{ik}(t, v_d)|}{dv_d} = 0 \quad (3.3)$$

$$|S_{ik}(t, v_d)|^2 > \rho \max_{t, v_d} |S_{ik}(t, v_d)|^2 \quad (3.4)$$

ただし $1 > \rho > 0$ は経験的に定めた $|S_{ik}(t, v_d)|^2$ の最大値とピーク抽出の閾値の比である。

3.2. 干渉計法による到来方向推定

レンジとドップラー速度の違いを利用して分離した各目標の到来方向を干渉計法により求める。干渉計法は複数のアンテナで受信した信号を用い、アンテナ間の位相差を利用して目標の到来方向を推定する方法である。アンテナ R_{X1} と R_{X2} の 2 アンテナを用いた場合の干渉計法について説明する。アンテナ間の到来距離差 r はアンテナ間隔 d と到来方向 θ 、また波長 λ と 2 アンテナの受信信号の位相差 $\Delta\phi$ を用いて次式で表わされる。

$$r = d \sin \theta = \frac{\lambda \Delta\phi}{2\pi} \quad (3.8)$$

時間周波数解析後のアンテナ R_{X1} と R_{X2} での受信信号をそれぞれ $S_{1k}(t, v_{dn})$, $S_{2k}(t, v_{dn})$ とすると目標 T_n の到来方向 $\theta(t, v_{dn})$ は次式により求められる。

$$\theta(t, v_{dn}) = \sin^{-1} \left[\frac{\angle S_{1k}(t, v_{dn}) - \angle S_{2k}(t, v_{dn})}{2\pi d / \lambda} \right] \quad (3.9)$$

3.3. レンジ間補間による距離推定

目標の距離 $R_i(t, v_{dn})$ は最大のエコー強度をもつレンジを探すことにより次の式で求められる。

$$R_i(t, v_{dn}) = \Delta R \arg \max_k |S_{ik}(t, v_d)| \quad (3.5)$$

しかし、レーダシステムの制約からレンジ分解能 ΔR は十数 cm までしか小さくできないため、人体のイメージングを行うためには不十分である。そこで、受信信号電力の比を用いたレンジ間補間を行いパルス幅以下の精度で距離推定を行い、この問題を解決する。補間には較正曲線を用いる。この較正曲線は受信信号における 2 サンプル点間の距離を、それらの電力比の関数としたものである。

次に、較正曲線を求める手法を述べる。単一目標が補正距離 D ($0 \leq D < \Delta R$) を動く時、受信信号振幅の最大値とそれに隣接する準最大値を求め、それらの値を小さいレンジのデータより順に P_1, P_2 とする。これらの比を ρ_p とすると、 ρ_p は次の式で表わされる。

$$\rho_p(D) = P_1 / P_2 \quad (3.6)$$

$\rho_p(D)$ の逆関数である $D(\rho_p)$ を求め、真の距離 $R_i(t, v_{dn})$ を次の式で求める。

$$R(t, v_{dn}) = R_i(t, v_{dn}) + D(\rho_p) \quad (3.7)$$

4. アダプティブアレイ処理による目標識別

3.1 節で述べたように、UWB ドップラーレーダ干渉計法は、複数目標をレンジの違い及びドップラー速度の違いによって識別している。したがって、同一レンジに存在し、かつ同一ドップラー速度を持つ目標は識別できない。よって本稿では、アンテナの本数を増やし、UWB ドップラーレーダ干渉計法では識別できな

い目標をアダプティブアレイ処理で識別する手法を提案する。提案手法では、以下の手順で目標の識別及び散乱点の軌道推定を行う。

1. 受信信号に対して時間周波数解析を適用し、受信信号を各時刻、周波数及びレンジごとに分離する。
2. 分離した信号に Capon 法を適用し、同一レンジ内の同一ドップラー速度を持つ複数目標を分離しつつ到来方向推定を行う。
3. 到来方向ごとの最適ウエイトベクトルを計算し、DCMP によって受信信号を分離する。
4. STFT 及び DCMP によって分離された信号を用いて距離推定を行う。

以下では使用したアダプティブアレイ処理についてその原理を説明する。

4.1. 方向拘束付出力電力最小化法

方向拘束付出力電力最小化法 (DCMP: Directionally Constrained Minimization of Power) とは、所望波到来方向が既知という前提で所望波以外の信号の電力を最小化するような重み付け処理を行い、所望信号のみを取り出す手法のことである。ウエイトベクトル w に関する線形拘束は次式で与えられる。

$$c^T w^* = h \quad (4.1)$$

$$w = [w_1 \ w_2 \ \dots \ w_N]^T \quad (4.2)$$

$$c = [c_1 \ c_2 \ \dots \ c_N]^T \quad (4.3)$$

ここで、 c は拘束ベクトルと呼ばれ、 h は c に対する拘束応答値と呼ばれる。また、 N はアンテナ素子数に対応する。DCMP において、拘束された方向を拘束到来角 (拘束方向) と呼ぶ。DCMP の基本原理を定式化すると次のように表される。

$$\min_w (P_{\text{out}} = \frac{1}{2} w^H R_{XX} w) \quad (4.4)$$

subject to $c^T w^* = h$

なお、 R_{XX} はアレイの入力ベクトル $X(t)$ の相関行列で、以下のように定義される。

$$R_{XX} = E[X(t)X^H(t)] \quad (4.5)$$

上記の条件付最小化問題は Lagrange の未定乗数法を用いて解くことができ、その解は次式で表される [12][13]。

$$w_{\text{opt}} = \gamma R_{XX}^{-1} c, \quad \gamma = \frac{h^*}{c^H R_{XX} c} \quad (4.6)$$

最適ウエイトベクトル w_{opt} をアレイの入力ベクトル $X(t)$ に作用させることで、拘束条件により保護された方向の信号のみを取り出すことができる [14]。

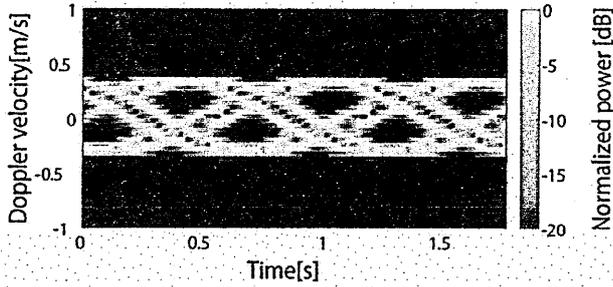


図2 数値計算における時間周波数分布

4.2. Capon 法による到来方向推定

アダプティブアレイ処理を用いた到来波の到来方向推定法についてはいくつか報告されている^[15]。その中で、Capon 法は DCMP の考え方による高分解能到来方向推定法である^{[16][17]}。ステアリングベクトル $\mathbf{a}(\theta)$ で指定される方向からの応答を保持しながら出力電力 P_{out} を最小化することで、高分解能到来方向推定を行う。従って、最適ウエイトベクトル \mathbf{w}_{CP} は、式(3.4)で拘束ベクトル: $\mathbf{c} = \mathbf{a}(\theta)$, 拘束応答値: $k = 1$ とし、次式で表される。

$$\mathbf{w}_{\text{CP}} = \frac{\mathbf{R}_{xx}^{-1} \mathbf{a}(\theta)}{\mathbf{a}^H(\theta) \mathbf{R}_{xx}^{-1} \mathbf{a}(\theta)} \quad (4.7)$$

また、このときのアレイ出力電力は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} P_{\text{out}} &= \frac{1}{2} \mathbf{w}_{\text{CP}}^H \mathbf{R}_{xx} \mathbf{w}_{\text{CP}} \\ &= \frac{1}{2 \mathbf{a}^H(\theta) \mathbf{R}_{xx}^{-1} \mathbf{a}(\theta)} \end{aligned} \quad (4.8)$$

Capon 法の角度スペクトラムは通常、出力電力の定係数を取り除いた形で表される。

$$P_{\text{CP}}(\theta) = 2P_{\text{out}} = \frac{1}{\mathbf{a}^H(\theta) \mathbf{R}_{xx}^{-1} \mathbf{a}(\theta)} \quad (4.9)$$

$P_{\text{CP}}(\theta)$ のピークが得られる時の角度 θ を求めることで、到来方向を推定する。

Capon 法はアレイのメインローブを到来方向に向けて受信し、その受信電力の大きさから到来方向を推定する。したがって、所望波の受信電力を正確に求められるが、ビーム幅が角度分解能を決定するため分解能を向上させるためにはアレイの素子数を増やす必要がある。一方で、ヌルを到来方向に向けて推定する方式も存在する。代表的な手法が線形予測法や MUSIC 法である。これらの手法では、Capon 法に比べて高精度な到来方向推定が可能である。しかしながら、これらの手法は所望波の電力を正確に推定できないという問題点が存在する^[14]。本稿では、目標までの距離推定に受

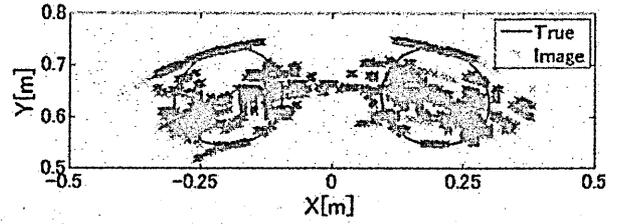


図3 数値計算上での従来手法による散乱点軌道推定

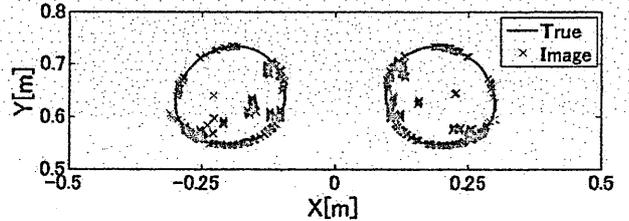


図4 数値計算上での提案手法による散乱点軌道推定

信電力を使用する。そのため、受信電力も正確に求める必要がある。以上の理由より、到来方向推定精度と距離推定精度の両方を向上させることのできる Capon 法を選択した。

5. 数値計算による特性評価

本稿における提案手法は従来手法に4節で述べた各手法を組み合わせるものである。本節では提案手法による効果を明らかにするため、2節で示したシステムモデルに対して従来手法と提案手法を適用し、移動目標の散乱点軌道推定を行うことで特性評価を行う。評価指標として、推定された散乱点座標と、実際の散乱点座標との平均二乗誤差 RMSE を用いる。

$$\text{RMSE} = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \min_j [(X_{ij} - x_i)^2 + (Y_{ij} - y_i)^2]} \quad (5.1)$$

ただし、 (x_i, y_i) が時刻 $i\Delta T$ において推定された散乱点の座標、 (X_{ij}, Y_{ij}) が時刻 $i\Delta T$ における Target j の散乱点座標である。また、 n はスロータイム方向のデータ数を表す。

数値計算では、レイトレーシングにより、各受信アンテナについてレンジごとの受信信号を計算する。なお、雑音の影響は考慮しない。また、受信信号の計算やイメージングは2次元平面を仮定して行う。

レーダで用いるパルス信号は、帯域幅1.25GHzの単一パルスであり、レンジ測定周期 ΔT は0.457msである。

まず、STFTによって得た時間周波数分布を図2に示す。図2は、 R_{x2} において各レンジで得られた STFT の結果を全レンジ加算したものである。図2より、各目標のドップラー速度が抽出できていることが分かる。しかし、複数目標のドップラー速度が重なっている時

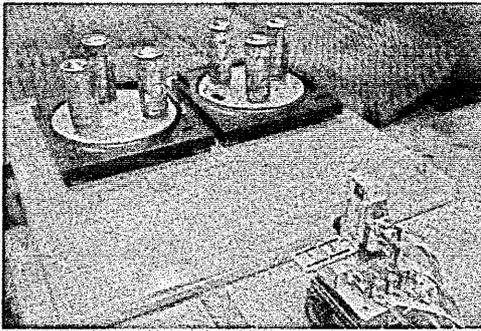


図 5 実験の概要

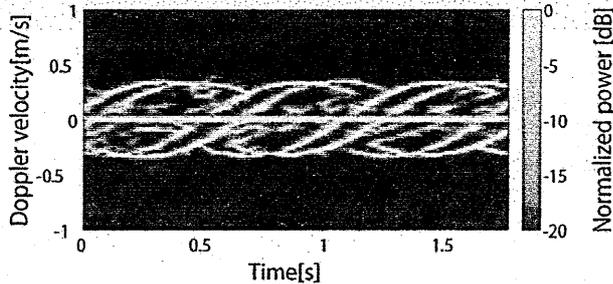


図 6 実験における時間周波数分布

刻が存在することが分かる。ドップラー速度が重なっている領域では、複数の目標からの信号が干渉しているため、従来手法では距離推定及び到来方向推定の精度が悪化する。

次に、従来手法による散乱点軌道推定結果を図 3 示す。距離推定には R_{X2} からの受信信号を、到来方向推定には R_{X2} と R_{X3} からの受信信号を使用した。図 3 中の True が実際の散乱点軌道を表し、Image が従来手法により推定された散乱点の座標を表している。図 3 より、実際の軌道から大きく外れた位置に散乱点座標が推定されていることが分かる。この場合の RMSE は 4.7cm である。

最後に、提案手法による散乱点軌道推定結果を図 4 に示す。図 4 中の True が実際の散乱点軌道を表し、Image が提案手法により推定された散乱点の座標を表している。図 4 より、従来手法と比較して、実際の散乱点軌道から大きく離れた推定点の数は減少していることが分かる。この場合の RMSE は 1.4cm であり、散乱点軌道推定の精度が 2.7 倍に向上していることが分かる。

6. 実験による特性評価

5 節の数値計算による特性評価の結果、提案手法は従来手法と比較して散乱点軌道推定の精度が大幅に改善されたことを示した。本節では、図 5 に概要を示す実際のレーダシステムを用いての実験より得た受信信号データに対して従来手法及び提案手法を適用し、特

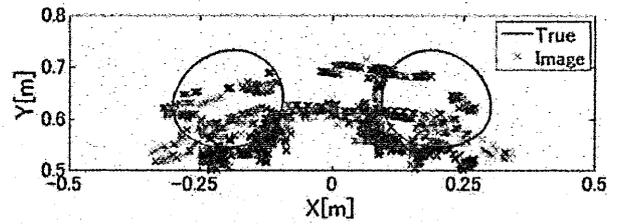


図 7 実験における従来手法による散乱点軌道推定

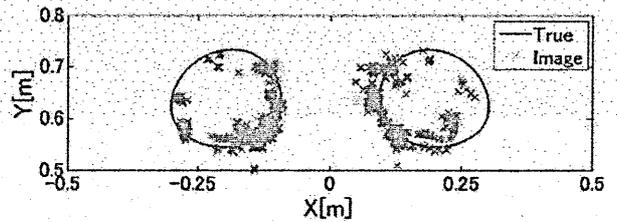


図 8 実験における提案手法による散乱点軌道推定

性評価を行う。

使用したレーダシステムの信号は、帯域幅 1.25GHz の疑似雑音系列による変調波であり、受信側で同一系列によるパルス圧縮を行う。レンジ測定周期 ΔT は 0.457ms である。

まず、5 節と同様に STFT によって得た時間周波数分布を図 6 に示す。図 6 より、各目標のドップラー速度が抽出できていることが分かる。しかし、複数目標のドップラー速度が重なっている時刻が存在することが分かる。ドップラー速度が重なっている領域では、複数の目標からの信号が干渉しているため、従来手法では距離推定及び到来方向推定の精度が悪化する。

次に、従来手法による散乱点軌道推定結果を図 7 示す。距離推定には R_{X2} からの受信信号を、到来方向推定には R_{X2} と R_{X3} からの受信信号を使用した。図 7 中の True が実際の散乱点軌道を表し、Image が従来手法により推定された散乱点の座標を表している。図 7 より、実際の軌道から大きく外れた位置に散乱点座標が推定されていることが分かる。この場合の RMSE は 5.1cm である。

最後に、提案手法による散乱点軌道推定結果を図 8 に示す。図 8 中の True が実際の散乱点軌道を表し、Image が提案手法により推定された散乱点の座標を表している。図 8 より、従来手法と比較して、実際の散乱点軌道から大きく離れた推定点の数は減少していることが分かる。この場合の RMSE は 3.0cm であり、散乱点軌道推定の精度が 1.7 倍に向上していることが分かる。

実験では、提案手法によるイメージング精度の向上がシミュレーションほど顕著ではなかった。原因として以下の 2 つが考えられる。

まず、雑音の影響による受信信号電力の揺らぎが考えられる。本稿での距離推定には受信信号電力比を使用する。その結果、距離推定結果に誤差が生じるため、提案手法のイメージング精度が劣化する。

次に、実験で使用したレーダシステムの不安定性が考えられる。受信信号に対する処理は、レーダのレンジ測定周期やレンジ間隔などが一定であるという仮定の下で行っている。しかし、実際はこれらの値は一定でなく僅かに変動しているため、提案手法におけるイメージング精度の劣化の原因となる。

7. むすび

本稿では UWB ドップラーレーダ干渉計法とアダプティブアレイ処理を併用することにより、UWB ドップラーレーダ干渉計法において識別できなかった目標の識別を可能とする手法を提案した。

また、複数のアンテナアレイを用いて、同一レンジ内の複数運動目標に対し、レイトレーシングによる数値計算により UWB ドップラーレーダ干渉計法及び UWB ドップラーレーダ干渉計法とアダプティブアレイ処理を併用した軌道推定法の特性評価を行った。その結果、UWB ドップラーレーダ干渉計法では正確な散乱点の位置推定を行えない場合であっても、アダプティブアレイ処理を併用することにより散乱点を高精度に推定出来ることを確認した。

さらに、実際にレーダシステムを用いて実験を行い、それにより得られた受信信号データに対して UWB ドップラーレーダ干渉計法及び UWB ドップラーレーダ干渉計法とアダプティブアレイ処理を併用した軌道推定法を適用した。結果として、UWB ドップラーレーダ干渉計法とアダプティブアレイ処理を併用した軌道推定法では目標を識別して高精度な散乱点軌道推定が行えていることを確認した。

8. 謝辞

本研究を行うにあたり実験装置を提供していただき、また実験に関して貴重なご意見を賜りました、井上謙一氏、福田健志氏をはじめとするパナソニック株式会社の皆様に深謝します。

文 献

- [1] Y.Hohikawa, Y.Hashimoto, A.Moro, K.Terabayashi, and K.Umeda, "Tracking of human groups using subtraction stereo," SICE J. Contr. Meas. Sys Integr., vol.4, no.3, pp.214-220, 2011.
- [2] K.Schindler, A.Ess, B.leibe, and L.V.Gool, "Automatic detection and tracking of pedestrians from a moving stereo rig," ISPRS J. Photogramm. RemoteSens., vol.65, no.6, pp.523-537, 2010.
- [3] X.Zhuge and A.G.Yarovoy, "A sparse aperture MIMO-SAR-based UWB imaging system for concealed weapon detection," IEEE Trans. Geosci. RemoteSens., vol.49, no.1, pp.509-517, 2011.
- [4] S.Bertl, A.Dallinger, and J.Detlefsen, "Interferometric focusing for the imaging of humans," IET Radar Sonar Navig., vol.4, no.3, pp.457-463, 2010.
- [5] Y.Jin, and J.M.F.Moura, "Time-reversal detection using antenna arrays," IEEE Trans. Sig. Proc., vol.57, no.4, pp.1396-1414, 2009.
- [6] C.Yifan, E.Gunawan, K.S.Low, S.Wang, C.B.Soh, and T.C.Putti, "Timereversal ultrawideband breast imaging: pulse design criteria considering multiple tumors with unknown tissue properties," IEEE Antennas Propag. Mag., vol.56, no.9, pp.3073-3077, 2008.
- [7] T.Sakamoto, "A fast algorithm for 3-dimensional imaging with UWB pulse radar systems," EICE Trans. Commun., vol. E90-B, no. 3, pp. 636-644, 2007.
- [8] S.Kidera, T.Sakamoto, and T.Sato, "An estimation algorithm of target location and scattered waveforms for UWB pulse radar systems," IEEE Trans. Geosci. and Remote Sens., vol.46, no.11, pp.3503-3513, 2008.
- [9] T.C.Williams, J.M.Sill, and E.C.Fear, "Breast surface estimation for radarbased breast imaging system," IEEE Trans. Biomedical Engineering, vol.44, no.6, pp. 1678-1686, 2008
- [10] K.Saho, S.Sakamoto, T.Sato, K.Inoue, and T.Fukuda, "Pedestrian imaging using UWB Doppler radar interferometry," IEICE Trans. Commun., vol.E96-B, no.2, pp.613-623, 2013.
- [11] B.Widrow, P.E.Mantey, L.Griffiths, and B.Goode, "Adaptive antenna systems," Proc. IEEE, vol.55, no.12, pp.2143-2159, 1967.
- [12] A.V.Fiacco, and G.P.McCormick, "Nonlinear Programming: Sequential Unconstrained Minimization Techniques," Siam, 1968.
- [13] I.B.Vapnyarskii, "Encyclopedia of Mathematics," Springer, 2001.
- [14] 菊間信良, アダプティブアンテナ技術, オーム社, 2003.
- [15] R.O.Schmidt, "Multiple emitter location and signal parameter estimation," IEEE Trans., vol.AP-34, no.3, pp.276-280, 1986.
- [16] J.Capon, "High-resolution frequency-wavenumber spectrum analysis," Proc. IEEE, vol.57, no.8, pp.1408-1418, 1969.
- [17] R.D.Palmer, S.Gopalam, T.-Y.Yu, and S.Fukao, "Coherent radar imaging using Capon's method," Radio Sci., vol.33, no.6, pp.1585-1598, 1998.

FDTD法とモード結合理論を用いた
MIM導波路型共振器のフィルタリング特性
に関する検討

Study on Filtering Characteristics of Resonant Cavity
Composed of Metal-insulator-metal Waveguide
Using FDTD and Coupled-mode Theory

池田 智孝

Tomotaka Ikeda

関西大学
Kansai University

北村 敏明

Toshiaki Kitamura

関西大学
Kansai University

岸岡 清

Kiyoshi Kishioka

大阪電気通信大学
Osaka Electro-Communication
University

2015年6月8日

於 京都大学

概要:本研究では, 金属-絶縁体-金属のMIM導波路で構成された共振器について, フィルタリング特性を検討する. 電子の運動方程式を適用したFDTD法およびモード結合理論により, 周波数特性の解析を行い, その整合性について評価する. モード結合理論においては, 2線MIM導波路の結合係数を導出するとともに, モード結合方程式から電力透過率を求める. さらにFDTD法解析において金属媒質の損失を考慮した場合についても検討を行う.

1. まえがき

表面プラズモンポラリトンとして知られる金属と誘電体の境界面に沿って伝搬する電磁波は, ナノスケールのより微小な次元で光を扱うことができることから, フォトニックデバイスの分野において多くの注目を集めている. その形状として, 中でも金属-絶縁体-金属のMIMの形状は場の強い局在や製造の容易さから多くの利点があり, これまでも多くのデバイスが提案されてきた. ブラッグ格子[1]や, リング共振器[2-4], スプリッター[5]はその代表例である. 本研究では, 電子の運動方程式を結合したFDTDシミュレーション[6]を用いて, MIM(Metal-Insulator-Metal)導波路で構成された共振器の解析を行う. また, モード結合理論[7], [8]から2線の平行するMIM導波路の結合係数を算出し, 伝送行列を利用することで電力透過率の解析を行い, FDTDシミュレーションとの比較を行う. ただし, MIM導波路はAg(理想金属)で構成されているものとする. さらにFDTD法解析において金属媒質の損失を考慮した場合についても検討を行う.

2 電子の運動方程式を結合したFDTD法

金属媒質内の解析において, 金属の誘電率は光の周波数においてその実部が負の値を取るため, 従来のFDTD法に適用すると電磁界が発散してしまう. そこで, 本研究では電子の運動方程式とマクスウェルの方程式を連立させて解く方法を用いている.

2.1 電子の運動方程式

まず, 電子の運動方程式について考える. ここでは, プラズマを構成する荷電粒子である自由電子と他粒子との衝突回数は平均的なものを採用して一定とする. プラズマを構成する粒子は, 実際微視的にはその粒子の温度に対応した熱運動をしているものの, その速度は位相速度に対して十分小さいとして無視することができる. そのため, マクロ視点の大きなスケールで考え, 電磁界の影響による荷電粒子の運動のみに着目できる. これはコールドプラズマに着目していることと同義である. 金属中の自由電子による分極を古典力学的な運動として記述するDrudeモデルは以下の図1で表される.

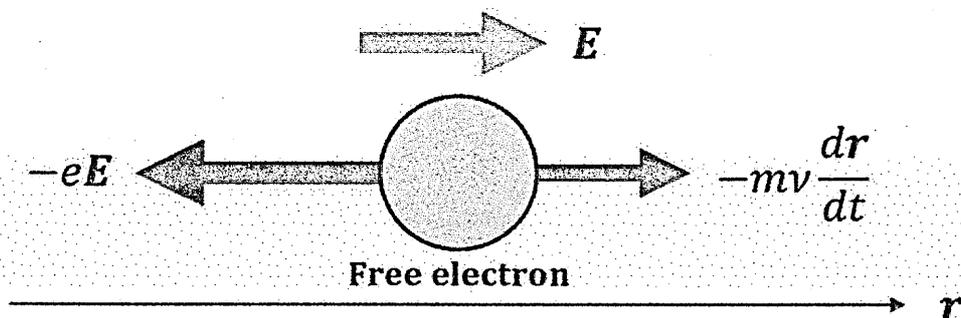


Fig.1 Drude model.

図1に示すように、電界 E のもとで質量 m 、電荷 $-e$ の自由電子が摩擦力を受けながら運動する状況を考えると、この自由電子の運動方程式は、電子の変位ベクトルを r として、

$$m \frac{d^2 r}{dt^2} + m\nu \frac{dr}{dt} = -eE \quad (1)$$

と表される。これに電子の速度 $u = dr/dt$ を用いると、

$$m \frac{du}{dt} = -eE - m\nu u \quad (2)$$

となる。ここで、電界 $E(t)$ を $E_0 e^{j\omega t}$ とすると、 $r(t)$ は次式により求められる。

$$r(t) = -\frac{e}{m\omega(j\nu - \omega)} E \quad (3)$$

分極ベクトル P は $P = -n_0 e r$ と表されるので、

$$P = \frac{n_0 e^2}{m\omega(j\nu - \omega)} E \quad (4)$$

となり、これを電束密度 $D = \epsilon_0 E + P$ に代入することで、

$$D = \epsilon_0 \left\{ 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega(j\nu - \omega)} \right\} E \quad (5)$$

となる。

2.2 金属媒質の取り扱い

Drudeの式より、金属の複素比誘電率 $\epsilon_r^*(\omega)$ は、次の式(6)によって与えられる。

$$\begin{aligned} \epsilon_r^*(\omega) &= 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega(j\nu - \omega)} \\ &= \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} \right) - j \left(\frac{\omega_p^2 \nu}{\omega(\omega^2 + \nu^2)} \right) \\ &= N^2 \\ &= (n + j\kappa)^2 \end{aligned} \quad (6)$$

ただし、ここで ω_p はプラズマ角周波数、 ν は衝突周波数であり、 N は複素屈折率、 n 及び κ はその実部及び虚部である。
 ω_p は電子の密度 n_0 と質量 m 、素電荷 e を用いて、

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_0 e^2}{\epsilon_0 m}} \quad (7)$$

と表される。

2.3 電子の運動方程式を用いたFDTD法の定式化

電子の運動方程式を結合した FDTD 法は、非常に定式化が簡単であるとともに、より直接的に物質の物理的振る舞いに基づいたものとなっているため、金属媒質における他の現象を扱う場合に対しても容易に拡張することが可能となる。

金属内には自由電子の運動による対流電流が存在し、電子の速度 \mathbf{u} 、電子の密度 n_0 、素電荷 e を用いると、その対流電流密度は $-n_0 e \mathbf{u}$ となる。よって、マクスウェルの方程式は以下のように表すことができる。

$$\left\{ \begin{array}{l} \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \nabla \times \mathbf{H} + n_0 e \mathbf{u} \quad (8a) \\ \mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E} \quad (8b) \end{array} \right.$$

式(2)および(8a), (8b)の3つの式に対して、通常のFDTD法における定式化と同様に、空間及び時間微分について差分化を行い、逐次計算していくことになる。差分化する際に用いる電磁界及び電子速度の空間配置および時間配置をそれぞれ、図2および図3に示す。図2に示されているように、セル上において電子速度 \mathbf{u} の各々の成分は電界 \mathbf{E} に対応する成分と同じ位置に配置する。また、図3に示されているように、時間軸上において電子速度 \mathbf{u} は磁界 \mathbf{H} と同じ位置に配置する。

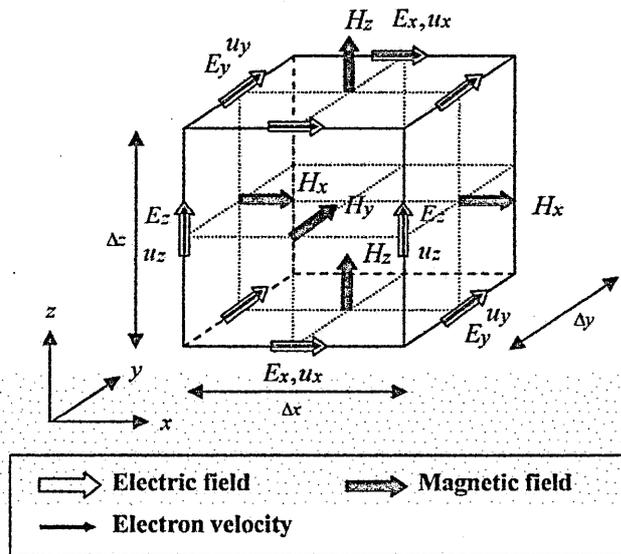


Fig.2 FDTD cell.

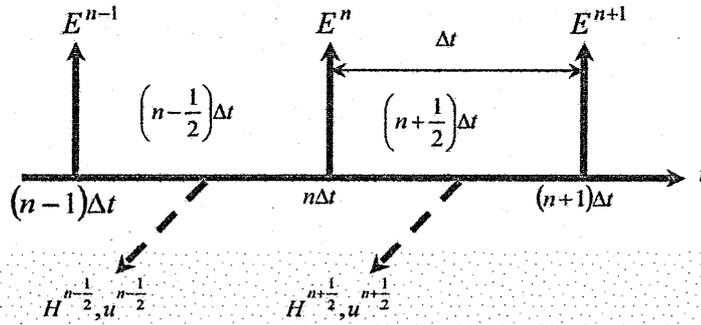


Fig.3 Arrangement of field components and electron velocities in time domain.

これらの空間配置及び時間配置を元に差分化を行い、以下の式が得られる。

$$E^n = E^{n-1} + \frac{\Delta t}{\epsilon_0} (\nabla \times H^{n-\frac{1}{2}}) + \frac{\Delta t}{\epsilon_0} n_0 e u^{n-\frac{1}{2}} \quad (9)$$

$$H^{n+\frac{1}{2}} = H^{n-\frac{1}{2}} - \frac{\Delta t}{\mu_0} (\nabla \times E^n) \quad (10)$$

$$u^{n+\frac{1}{2}} = \frac{2 - v\Delta t}{2 + v\Delta t} u^{n-\frac{1}{2}} - \frac{2e\Delta t}{m(2 + v\Delta t)} E^n \quad (11)$$

3 MIM導波路

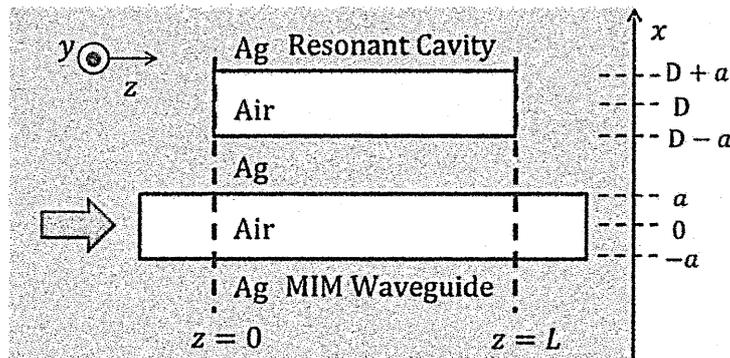


Fig.4 MIM waveguide coupled with a resonant cavity.

図4にMIM導波路で構成された共振器の構造を示す。導波路幅 $2a$ のMIM導波路に対して、伝搬方向に沿って長さ L 、導波路幅 $2a$ の共振器が結合されており、導波路と共振器の中心間距離は D である。Ag(理想金属)と空気で構成されたMIM導波路において、 $+z$ 方向に伝搬する最低次の基本モード(TMモード)について考える。マクスウェルの方程式より、 x 軸方向の各区間における電磁界を次式のように表す。

$x > a$ において

$$\begin{cases} H_y = Ae^{-k_2x}e^{-j\beta z} & (12a) \\ E_x = A \frac{\beta}{\omega\epsilon_0\epsilon_2} e^{-k_2x}e^{-j\beta z} & (12b) \\ E_z = jA \frac{k_2}{\omega\epsilon_0\epsilon_2} e^{-k_2x}e^{-j\beta z} & (12c) \end{cases}$$

$x < -a$ において

$$\begin{cases} H_y = Ae^{k_2x}e^{-j\beta z} & (13a) \\ E_x = A \frac{\beta}{\omega\epsilon_0\epsilon_2} e^{k_2x}e^{-j\beta z} & (13b) \\ E_z = -jA \frac{k_2}{\omega\epsilon_0\epsilon_2} e^{k_2x}e^{-j\beta z} & (13c) \end{cases}$$

$-a < x < a$ において

$$\begin{cases} H_y = B(e^{k_1x} + e^{-k_1x})e^{-j\beta z} = 2B \cosh k_1x e^{-j\beta z} & (14a) \\ E_x = B \frac{\beta}{\omega\epsilon_0\epsilon_1} (e^{k_1x} + e^{-k_1x})e^{-j\beta z} = 2B \frac{\beta}{\omega\epsilon_0\epsilon_1} \cosh k_1x e^{-j\beta z} & (14b) \\ E_z = -jB \frac{k_1}{\omega\epsilon_0\epsilon_1} (e^{k_1x} - e^{-k_1x})e^{-j\beta z} = -2jB \frac{k_1}{\omega\epsilon_0\epsilon_1} \sinh k_1x e^{-j\beta z} & (14c) \end{cases}$$

なお、波数と誘電率は、各区間の媒質にそれぞれ対応している。

4 モード結合理論

4.1 結合係数

モード結合理論より、平行する2線のMIM導波路の結合係数、以下の式(15)で与えられる[9].

$$c = \frac{\omega\epsilon_0(\epsilon_2 - \epsilon_1) \int_{-a}^a E_1^* \cdot E_2 dx}{\int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{u}_z \cdot (E_1^* \times H_1 + E_1 \times H_1^*) dx} \quad (15)$$

$E_x = (\beta/\omega\epsilon_0\epsilon_i) H_y$, $E_z = (1/\omega\epsilon_0\epsilon_i)\partial H_y/\partial x$ ($i = 1, 2$) として、各区間での電磁界の関係は、

$$\begin{cases} x > a, x < -a: E_{1x} = \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2} H_{1y} \\ -a < x < a: E_{1x} = \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0} H_{1y} \end{cases} \quad (16)$$

$$\begin{cases} x > D+a, x < D-a: E_{2x} = \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2} H_{2y} \\ D-a < x < D+a: E_{2x} = \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0} H_{2y} \end{cases} \quad (17)$$

となる。ゆえに、式(15)の分子において、 $-a < x < a$ の区間では $E_{1x} = \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0} H_{1y}$, $E_{2x} = \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2} H_{2y}$ となり、電界のスカラー積は、

$$\mathbf{E}_1^* \cdot \mathbf{E}_2 = E_{1x}^* E_{2x} + E_{1z}^* E_{2z} = \frac{1}{\omega^2 \varepsilon_0^2 \varepsilon_2} \left(\beta^2 H_{1y}^* H_{2y} + \frac{\partial H_{1y}^*}{\partial x} \frac{\partial H_{2y}}{\partial x} \right) \quad (18)$$

と表される。分母においても、ベクトル積を計算することで、

$$\mathbf{u}_z \cdot (\mathbf{E}_1^* \times \mathbf{H}_1 + \mathbf{E}_1 \times \mathbf{H}_1^*) = \frac{2\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon} |H_{1y}|^2 \quad (19)$$

と表すことができる。よって、式(15)の結合係数は、

$$\frac{\frac{1-\varepsilon_2}{\varepsilon_2} \left(\beta^2 \int_{-a}^a H_{1y}^* H_{2y} dx + \int_{-a}^a \frac{\partial H_{1y}^*}{\partial x} \frac{\partial H_{2y}}{\partial x} dx \right)}{2\beta \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\varepsilon} |H_{1y}|^2 dx} \quad (20)$$

と置き換えることができる。なお、 $\varepsilon_1 = 1$ と置いている。

実際の積分計算においては、式(14)の定数Bは定数Aの形で、

$$B = Ae^{-k_1 a - k_2 a} (k_1 \varepsilon_2 - k_2) / 2k_1 \varepsilon_2 \quad (21)$$

と表されるので、分子部分の積分計算は、 $H_{2y} = Ae^{k_2(x-D)} e^{-j\beta z}$ としてそれぞれ、

$$\begin{aligned} \int_{-a}^a H_{1y}^* H_{2y} dx &= 2AB \int_{-a}^a e^{k_2(x-D)} \cosh k_1 x dx \\ &= \frac{2A^2(k_1 \varepsilon_2 - k_2)}{(k_1^2 - k_2^2) \varepsilon_2} e^{-k_1 a - k_2 a - k_2 D} \times \left(\sinh k_1 a \cosh k_2 a - \frac{k_2}{k_1} \cosh k_1 a \sinh k_2 a \right) \end{aligned} \quad (22)$$

$$\begin{aligned} \int_{-a}^a \frac{\partial H_{1y}^*}{\partial x} \cdot \frac{\partial H_{2y}}{\partial x} dx &= A^2 k_1 k_2 e^{-k_1 a - k_2 a} \frac{k_1 \varepsilon_2 - k_2}{k_1 \varepsilon_2} \int_{-a}^a e^{k_2(x-D)} \sinh k_1 x dx \\ &= \frac{2A^2 k_1 k_2 (k_1 \varepsilon_2 - k_2)}{(k_1^2 - k_2^2) \varepsilon_2} e^{-k_1 a - k_2 a - k_2 D} \times \left(\cosh k_1 a \sinh k_2 a - \frac{k_2}{k_1} \sinh k_1 a \cosh k_2 a \right) \end{aligned} \quad (23)$$

となる。分母部分も同様にして、

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\varepsilon} |H_{1y}|^2 dx &= \frac{A^2}{\varepsilon_2} \int_{-\infty}^{-a} e^{2k_2 x} dx + 4B^2 \int_{-a}^a \cosh^2 k_1 x dx + \frac{A^2}{\varepsilon_2} \int_a^{\infty} e^{-2k_2 x} dx \\ &= \frac{A^2}{\varepsilon_2} e^{-2k_2 a} \left\{ \frac{1}{k_2} + \frac{e^{-2k_1 a} (k_1 \varepsilon_2 - k_2)^2}{2k_1^3 \varepsilon_2} (\sinh 2k_1 a + 2k_1 a) \right\}, \end{aligned} \quad (24)$$

となり、ゆえに結合係数 c は、

$$c = \frac{(1 - \varepsilon_2) k_1^2 k_2 (k_1 \varepsilon_2 - k_2) e^{-k_1 a + k_2 a - k_2 D} \{ k_1 (\beta^2 - k_2^2) \sinh k_1 a \cosh k_2 a + k_2 (k_1^2 - \beta^2) \cosh k_1 a \sinh k_2 a \}}{\beta (k_1^2 - k_2^2) \{ k_1^3 \varepsilon_2 + k_2 (k_1 \varepsilon_2 - k_2)^2 e^{-2k_1 a} (\sinh k_1 a \cosh k_1 a + k_1 a) \}} \quad (25)$$

と表される。また、結合係数は2線MIM導波路の偶奇モードの伝搬定数から得ることもできる。2線MIM導波路の分散関係式は奇モード、偶モードについてそれぞれ以下のように表すことができる。

$$e^{2k_1 a} \left(\frac{k_2}{\varepsilon_2} + \frac{k_1}{\varepsilon_1} \right) \left\{ \left(\frac{k_2}{\varepsilon_2} - \frac{k_1}{\varepsilon_1} \right) e^{k_2 a} - \left(\frac{k_2}{\varepsilon_2} + \frac{k_1}{\varepsilon_1} \right) e^{k_2(D-a)} \right\} - e^{-2k_1 a} \left(\frac{k_2}{\varepsilon_2} - \frac{k_1}{\varepsilon_1} \right) \left\{ \left(\frac{k_2}{\varepsilon_2} + \frac{k_1}{\varepsilon_1} \right) e^{k_2 a} + \left(\frac{k_1}{\varepsilon_1} - \frac{k_2}{\varepsilon_2} \right) e^{k_2(D-a)} \right\} = 0 \quad (26a)$$

$$e^{2k_1 a} \left(\frac{k_2}{\varepsilon_2} + \frac{k_1}{\varepsilon_1} \right) \left\{ \left(\frac{k_2}{\varepsilon_2} - \frac{k_1}{\varepsilon_1} \right) e^{k_2 a} + \left(\frac{k_2}{\varepsilon_2} + \frac{k_1}{\varepsilon_1} \right) e^{k_2(D-a)} \right\} - e^{-2k_1 a} \left(\frac{k_2}{\varepsilon_2} - \frac{k_1}{\varepsilon_1} \right) \left\{ \left(\frac{k_2}{\varepsilon_2} + \frac{k_1}{\varepsilon_1} \right) e^{k_2 a} + \left(\frac{k_2}{\varepsilon_2} - \frac{k_1}{\varepsilon_1} \right) e^{k_2(D-a)} \right\} = 0 \quad (26b)$$

式(26a), (26b)からそれぞれ、伝搬定数 $\beta_{\text{odd}}, \beta_{\text{even}}$ が求められ、それらを用いて、結合定数は、

$$c = \frac{\beta_{\text{even}} - \beta_{\text{odd}}}{2} \quad (27)$$

と計算される。図5に入射波長に対する結合係数の関係を示す。ただし、導波路幅を $2a = 50\text{nm}$ としている。また、導波路を構成する金属はAg(理想金属)とし、(28)式において $\varepsilon_{\infty} = 3.7$, $\nu = 0[\text{eV}]$, $\omega_p = 9.1[\text{eV}]$ として複素比誘電率を計算している。

$$\varepsilon_r^*(\omega) = \varepsilon_{\infty} + \frac{\omega_p^2}{\omega(j\nu - \omega)} \quad (28)$$

積分計算から求めた値と偶奇モードの伝搬定数から得られた値は互いにほぼ一致しており、導波路と共振器の間隔 D を小さくしたときにその差が大きくなることが確認できる。

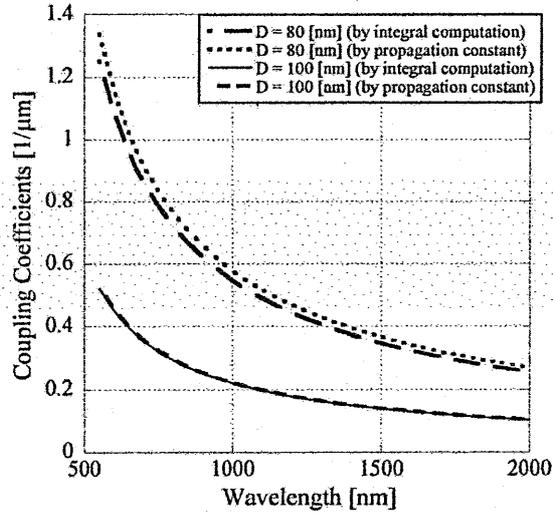


Fig.5 Coupling coefficients as a function of incident wavelength.

4.2 透過係数

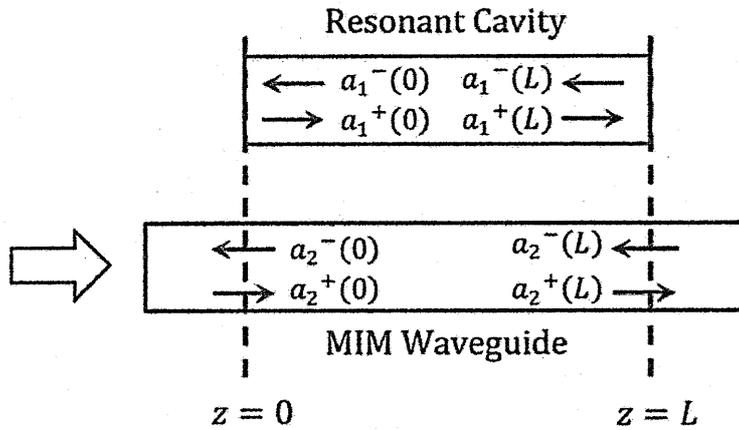


Fig.6 Field amplitudes at boundaries.

図6に境界面での前進波と後進波のモード振幅を示す。一般に、モード振幅の入出力関係は、入力を $a^+(0)$ 、任意の変位 z での出力を $a^+(z)$ ($z > 0$) として、伝送行列 $\mathbf{f}(z)$ を用いて以下のように表される[8].

$$a^+(z) = e^{-j\beta z} \mathbf{f}(z) a^+(0) \quad (29)$$

このとき、伝送行列の成分 $f_{ij}(z)$ ($i, j = 1, 2$) は結合係数 c を用いて、 $f_{11}(z) = f_{22}(z) = \cos cz$ 、 $f_{12}(z) = f_{21}(z) = -j \sin cz$ となる。同様にして、後進波についても伝送行列を用いて入出力関係が表され、 $z = 0, L$ におけるモード振幅の関係は、以下のように表すことができる。

$$a^+(L) = e^{-j\beta L} \hat{\Gamma}(L) a^+(0) \quad (30)$$

$$a^-(0) = e^{-j\beta L} \hat{\Gamma}(L) a^-(L) \quad (31)$$

また、このとき共振器端での反射係数 Γ を、空気-金属境界面における平面波の反射として仮定することで求める。 k_0 を入射波の波数、 β をMIM導波路の伝搬定数として、以下の式により計算する。

$$\Gamma = \frac{\beta/k_0 - n_2}{\beta/k_0 + n_2} \quad (32)$$

入射方向と反射方向に対してモード振幅の関係は、 $a_1^+(0) = \Gamma a_1^-(0)$ 、 $a_1^-(L) = \Gamma a_1^+(L)$ となる。なお、出力部での反射はないものとし、 $a_2^-(L) = 0$ とする。ゆえに振幅の関係は、

$$\begin{pmatrix} a_1^+(L) \\ a_2^+(L) \end{pmatrix} = e^{-j\beta L} \begin{pmatrix} f_{11}(L) & f_{12}(L) \\ f_{21}(L) & f_{22}(L) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1^+(0) \\ a_2^+(0) \end{pmatrix} \quad (33)$$

$$\begin{pmatrix} a_1^-(0) \\ a_2^-(0) \end{pmatrix} = e^{-j\beta L} \begin{pmatrix} f_{11}(L) & f_{12}(L) \\ f_{21}(L) & f_{22}(L) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1^-(L) \\ a_2^-(L) \end{pmatrix}$$

$$\Leftrightarrow \begin{pmatrix} \frac{1}{\Gamma} a_1^+(0) \\ a_2^-(0) \end{pmatrix} = e^{-j\beta L} \begin{pmatrix} f_{11}(L) & f_{12}(L) \\ f_{21}(L) & f_{22}(L) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Gamma a_1^+(L) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (34)$$

となる。式(33)、(34)を解くことで、 $a_2^+(L)$ は、

$$a_2^+(L) = \frac{1}{\Delta} \left\{ \frac{f_{22}(L)}{\Gamma^2} - f_{11}(L) e^{-j2\beta L} \right\} e^{-j\beta L} a_2^+(0) \quad (35)$$

と表される。ここで、 $\Delta = (1/\Gamma^2) - f_{11}^2(L) e^{-j2\beta L}$ である。

すなわち電力透過率 $|\Gamma|^2$ は、

$$\begin{aligned} |\Gamma|^2 &= \left| \frac{a_2^+(L)}{a_2^+(0)} \right|^2 = \frac{\cos^2 cL |1 - \Gamma^2 e^{-j2\beta L}|^2}{|1 - \Gamma^2 \cos^2 cL e^{-j2\beta L}|^2} \\ &= \frac{\cos^2 cL \{ (1 - \Gamma_r \cos 2\beta L - \Gamma_i \sin 2\beta L)^2 + (\Gamma_r \sin 2\beta L - \Gamma_i \cos 2\beta L)^2 \}}{(1 - \Gamma_r \cos^2 cL \cos 2\beta L - \Gamma_i \cos^2 cL \sin 2\beta L)^2 + (\Gamma_r \cos^2 cL \sin 2\beta L - \Gamma_i \cos^2 cL \cos 2\beta L)^2} \end{aligned} \quad (36)$$

となる。ただし、等価屈折率を $n_e = \beta/k_0$ 、金属の屈折率虚部を $\kappa = \text{Im}(n_2)$ として反射係数 Γ^2 を、

$$\begin{aligned} \Gamma^2 &= \frac{(n_e^2 - \kappa^2)^2 - 4n_e^2 \kappa^2 + j4n_e \kappa (n_e^2 - \kappa^2)}{(n_e^2 + \kappa^2)^2} \\ &\cong \Gamma_r + j\Gamma_i \end{aligned} \quad (37)$$

としている。

5 フィルタリング特性に関する検討

入射波長に対する電力透過率の変化を以下の図7に示す。図7では、導波路幅を $2a = 50\text{nm}$ 、導波路と共振器の間隔を $D = 80\text{nm}$ とし、共振器の長さ L を 600nm および 750nm としたときの結果をそれぞれ(a), (b)に示している。ここで導波路を構成する金属はAg(理想金属)としている。実線はFDTDシミュレーション、破線は結合モード解析から得られた結果を示しており、両者はほぼ一致していることを確認できる。また、いずれの場合も帯域阻止フィルタの特性として、複数の遮断周波数帯がみられていることがわかる。

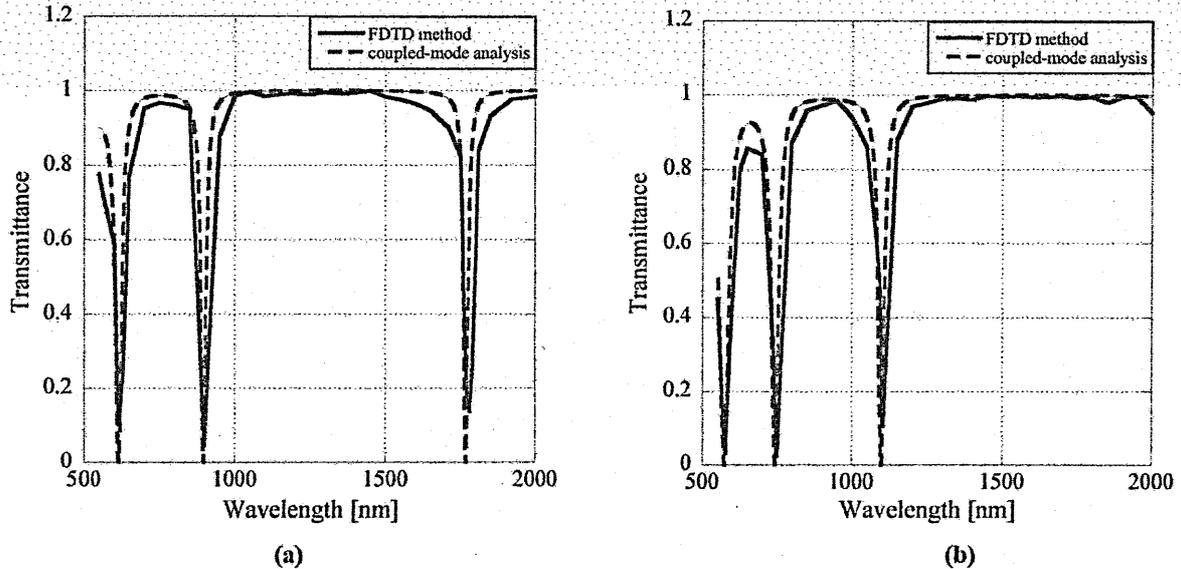


Fig.7 Power transmittance as a function of incident wavelength when (a) $L=600\text{nm}$ and (b) $L=750\text{nm}$.

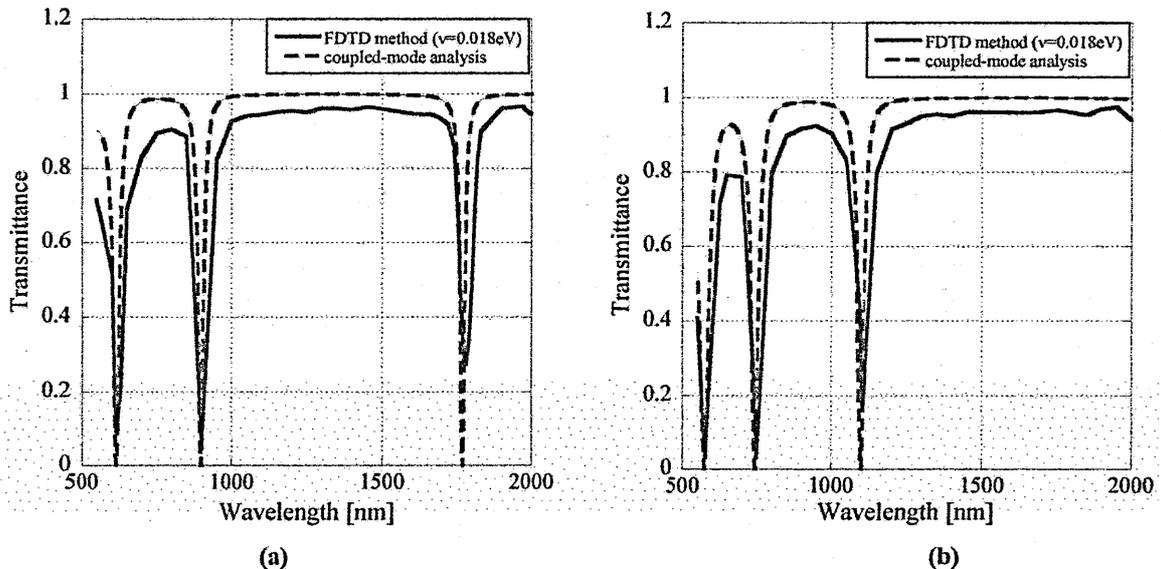
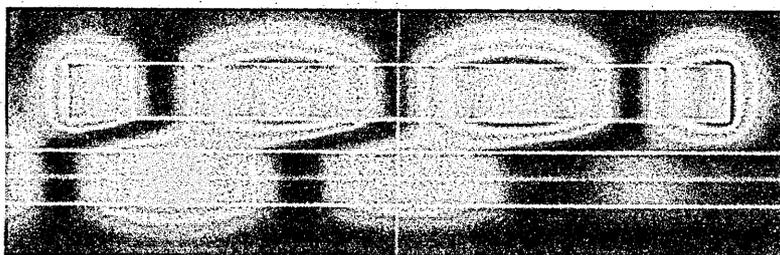


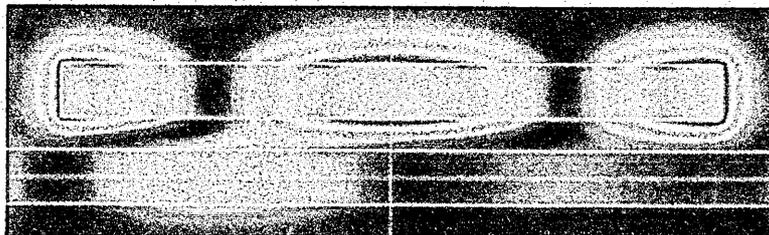
Fig.8 Power transmittance as a function of incident wavelength when (a) $L=600\text{nm}$ and (b) $L=750\text{nm}$.

一方, FDTD シミュレーションにおいて, 金属に損失を考慮した場合の入射波長に対する電力透過率の変化を図8に示す. ただし, 図7と同じ条件下において, FDTDシミュレーションに対してのみ, 式(28)において $\epsilon_{\infty} = 3.7, \nu = 0.018[\text{eV}]$, $\omega_p = 9.1[\text{eV}]$ とし求めたAgの複素比誘電率を用いている. 図8より, 損失を考慮していない結合モード解析の結果と比較して, FDTD法により得られた電力透過率の値は小さくなっていることが確認できる.

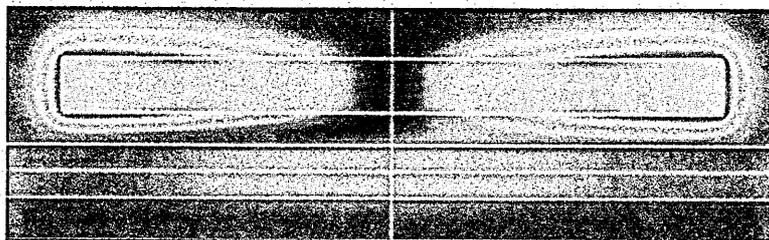
また, 図8(a), (b)の帯域阻止波長での定在波分布をそれぞれ以下の図9($L = 600\text{nm}$), 図10($L = 750\text{nm}$) に示す. これらはFDTDシミュレーションから得られたものである. 図9(a)において, $\lambda = 615\text{nm}$ のときの管内波長は, $\lambda_g = 2\pi/\beta = 440\text{nm}$ である. これは共振器長 L に対し, $1.5\lambda_g$ に相当し, また, (b) $\lambda = 898\text{nm}$ (c) $\lambda = 1768\text{nm}$ においても同様に, それぞれ λ_g , $0.5\lambda_g$ に相当する. 図10($L = 750\text{nm}$) についても同様である. ただし, 図9および図10より明らかなように定在波分布は共振器両端の導体側にもしみ出しており, その影響から管内波長から計算される共振器長は実際の共振器長に比べて長くなっている.



(a)

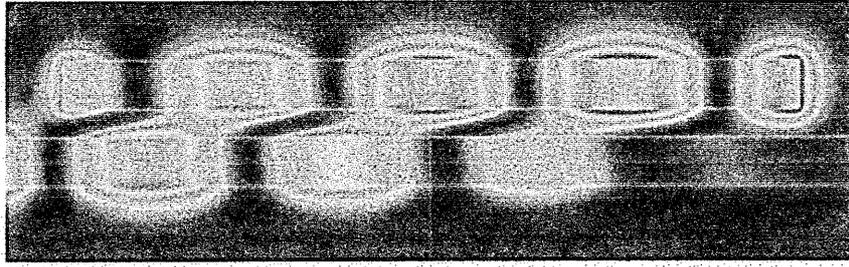


(b)

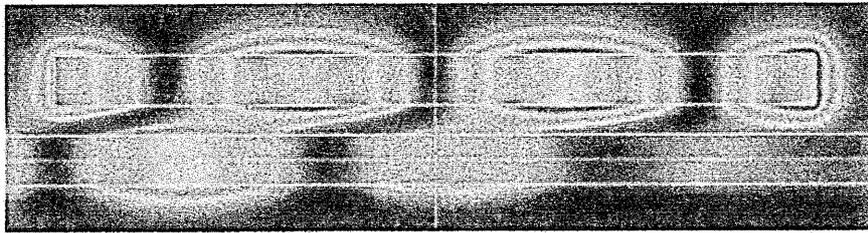


(c)

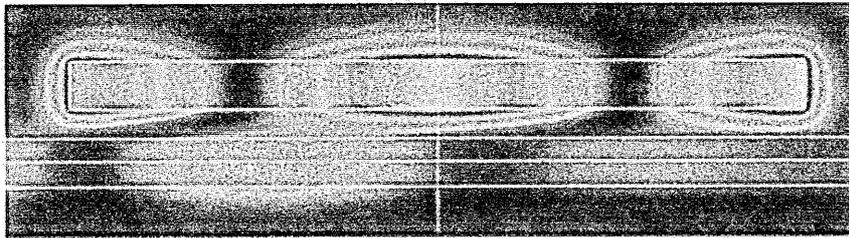
Fig.9 Standing wave distributions when (a) $\lambda=615\text{nm}$, and (b) $\lambda=898\text{nm}$, and (c) $\lambda=1768\text{nm}$, where $L=600\text{nm}$.



(a)



(b)



(c)

Fig.10 Standing wave distributions when (a) $\lambda=575\text{nm}$, (b) $\lambda=745\text{nm}$, and (c) $\lambda=1100\text{nm}$, where $L=750\text{nm}$.

6. 結論

本研究では、MIM導波路で構成された共振器について、電子の運動方程式を結合したFDTD法から解析を行い、電力透過率の周波数特性を明らかにした。一方、2線の平行するMIM導波路に対して、モード結合方程式を利用して結合係数を算出し、伝送行列を利用して電力透過率の周波数特性を求め、FDTDシミュレーションの結果を比較検討を行った。また、FDTD法解析において金属の損失の影響を考慮した場合、電力透過率の値が小さくなることを確認した。

参考文献

- [1] Y. J. Chang and G. Y. Lo, "A narrowband metal-insulator-metal waveguide plasmonic Bragg grating," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 22, no. 9, pp.634-636, May 2010.
- [2] S. Zou, F. Wang, R. Liang, L. Xiao, and M. Hu, "A nanoscale refractive index sensor based on asymmetric plasmonic waveguide with a ring resonator: a review," *IEEE Sensors J.*, vol. 15, no. 2, pp.646-650, Feb. 2015.

- [3] Y. Chang and C. H. Chen, "Broadband plasmonic bandstop filters with a single rectangular ring resonator," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 26, no.19, pp.1960-1963, Oct. 2014.
- [4] J. Chen, Y. Li, Z. Chen, J. Peng, J. Qian, J. Xu, and Q. Sun, "Tunable resonances in the plasmonic split-ring resonator," *IEEE Photon. J.*, vol. 6, no. 3, 4800706, June 2014.
- [5] K. Wen, Y. Hu, L. Chen, J. Zhou, L. Lei, and Z. Guo, "Design of an optical power and wavelength splitter based on subwavelength waveguides," *J. Lightwave Technol.*, vol. 32, no. 17, pp. 3020-3026, Sept. 2014.
- [6] T. Kitamura, "FDTD analysis of a near-field optical disk with a ridged-square nano-aperture," *IEICE Trans. Electron.*, vol. E95-C, no. 6, pp.1110-1116, June 2012.
- [7] K. Kishioka, "A design method to achieve wide wavelength-flattered responses in the directional coupler-type optical power splitters," *J. Lightwave Technol.*, vol. 19, no. 11, pp.1705-1715, Nov. 2001.
- [8] K. Kishioka, "Characteristics of the optical resonator composed of the nonlinear directional coupler," *IEEJ Trans. FM.*, vol.123, no.12, pp1166-1173, 2003.
- [9] D. Marcuse, *Light Transmission Optics*, chapter 10, Van Nostrand Reinhold, New York, 1972.

負透磁率空間における

磁化プラズマ中の電磁波の分散関係

**Dispersion relations of electromagnetic waves in
magnetized plasma with negative permeability**

酒井 道

Osamu Sakai

**滋賀県立大学工学部電子システム工学科
The University of Shiga Prefecture**

2015年6月8日

於 京都大学

概要

電磁波媒質としてのプラズマは、最近研究が伸展しているメタマテリアル構造と整合性良く組み合わせることができる。そのような複合体を外部磁場中に設置すると、電磁波の分散関係は複雑ではあるが、電子密度と外部磁場強度を変化させて描くCMA線図により理解できる。透磁率が正の場合のCMA線図と比較しながら、透磁率が負となることで生じる電磁波の伝搬モードについて説明する。

Abstract

Plasmas, which can be unique media for electromagnetic waves, match so well metamaterials which have attracted much scientific interests. Such functional composites exhibit a variety of properties for electromagnetic waves when they are immersed in external magnetic fields. The total features are well described using a two-dimensional plot in which the parameters are electron density and external magnetic field; this plot is referred to as the CMA diagram. In comparison with the case of positive permeability, emerging propagation modes in negative permeability are demonstrated.

Keywords

Plasma, metamaterial, electromagnetic wave, external magnetic field

I. はじめに

プラズマ中の電磁波伝搬の研究については長い歴史があり [1-5]、核融合プラズマを想定したときの電磁波伝搬 [2]、電離層周辺の電磁波伝搬 [3]、材料プロセス用プラズマ源における電磁波伝搬 [5] といった種々の観点でよくまとめられている。のちほど詳しく説明するが、プラズマ中の電磁波伝搬は、他の媒質中の伝搬とはかなり異なる側面がある。例えば、束縛されていない自由荷電粒子が存在し、アンテナなどの限定的な部分ではなく、空間全体にわたりプラズマ密度に応じて不均一に分布するので、マクスウェル方程式の電流密度の項が明確に意味を持つ。また、外部磁場印加に対して、荷電粒子がサイクロトロン運動を行い、電磁波に対してサイクロトロン共鳴現象を引き起こす。その他、種々の特異な特性があり、一様なプラズマ中の電磁波伝搬であったとしても、かなり複雑な様相を示す。この様子をうまくまとめたのが、CMA 線図 (Clemmow-Mullaly-Allis diagram) [1, 2, 4, 5] であり、横軸に電子密度、縦軸に外部磁場強度をプロットして、伝搬する電磁波のモードと偏波の様子、遮断・共鳴現象をうまく表現している。

さて、電磁波の伝搬については、90年代から2000年代にかけて、「メタマテリアル」という概念が提案されて、研究が進んできている [6, 7]。メタマテリアルは、波長よりも十分に小さな構造を集積したものである。個々の構造は集中定数回路素子のように振る舞って共鳴現象等を示したりするように設計されており、それが波長よりも十分大きな寸法に集積されると、空間の位相変化分の影響が出てくる際に、積分効果で特異な特性を示すことがある。その一つが、透磁率を負にするという効果である [6, 7]。

我々は、プラズマと透磁率制御可能なメタマテリアル構造の複合構造に着目して、種々の検討を行ってきた [8, 9]。例えば、負の透磁率状態となっている空間に微小なプラズマのアレイ構造を組み合わせ、プラズマ生成部の気体圧力と種類をパラメータとしつつ電子密度を変化させることで、誘電率を複素数平面上で制御した。結果として、屈折率が -2 から 0 までの高速変化を確認し、位相シフターと減衰器の機能を選択的に実現した [9-11]。また、負の透磁率状態となっている空間に数 100 W のマイクロ波を導入し、プラズマを生成することで、非線形性を備えたメタマテリアルを実現した [12, 13]。この場合は、伝搬するマイクロ波自体が空間の誘電率を変化させながら伝搬するので、非常に強い非線形性を示した。誘電率とマイクロ波電力の関係にサドルノード分岐現象を観測し、さらに最近では 2.45 GHz のマイクロ波入射に対して 4.90 GHz の 2 倍高調波の高効率発生も確認した [14]。

では、このような現象は、分散関係などの観点でどのように解釈できるだろうか。我々は、主に実験検討の立場で研究してきており、美しい完全な分散関係を実験的に取得するの

は困難である。しかし、パラメータ空間の中で、観測している現象は何処に位置するのか、という見通しを持つことは重要であり、将来的な実験検討の方向性を得るためにも重要なアプローチとなりうる。そのような観点で、本研究では、理論的にCMA線図を負透磁率の場合に描き、透磁率の変化によってCMA線図で表現される電磁波の伝搬モードがどのように変化するかについて調べた。我々はまだ実験的にはプラズマに外部磁場を印加する検討は行っていないが、その効果も含めて総合的にプラズマ中の電磁波伝搬が透磁率の変化によりどのように変遷するかについて理論的に議論する。

II. 負透磁率空間におけるプラズマ中の電磁波の分散関係

出発点として、任意の透磁率 μ の空間におけるマクスウェル方程式を考える。

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu\mu_0 \left(\mathbf{J} + \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right). \quad (2)$$

ここで、 \mathbf{E} と \mathbf{B} はそれぞれ電界と磁束密度である。これらは位相項として $\exp[j(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)]$ を持ち、角周波数 ω で時間 t において振動しながら、空間位置 \mathbf{x} に対して波数ベクトル \mathbf{k} で位相項が定まる。電流密度が \mathbf{J} である電流は、 \mathbf{E} と \mathbf{B} に応じて流れる（後述）。プラズマ領域の背景の誘電率は真空中の誘電率 ϵ_0 と等しいとするが、これも後述するように、プラズマ中の荷電粒子が実質的な誘電率を決めるのに重要な役割を果たす。空間の比透磁率 μ は、磁束密度と磁界の関係式である以下の中に現れている。

$$\mathbf{B} = \mu\mu_0 \mathbf{H}. \quad (3)$$

ここで μ_0 は真空中の透磁率である。本研究では、 μ はメタマテリアルにより外部的に定まるものと仮定するが、実際にはプラズマ中の荷電粒子によりメタマテリアルの電磁気特性は影響を受け変化する。また、プラズマそのものにも反磁性の性質はあるが、それによる磁束密度の変化分はここで考える外部磁場 \mathbf{B}_0 の影響に比べて十分に小さい。

次に、プラズマ中の荷電粒子の運動を考える。中性粒子との衝突が無視できる無衝突プラズマの場合、粒子種 s （単純な場合、 s は電子 (e) または1価の正イオン (i) のいずれか) に対して、電磁波成分項の1次の項について、

$$m_s \frac{d\mathbf{v}_s}{dt} = q_s (\mathbf{E} + \mathbf{v}_s \times \mathbf{B}_0), \quad (4)$$

となる。ここで、粒子種 s の質量を m_s 、電荷を q_s 、粒子の速度のうちの電磁波成分の1次の項を v_s とする。境界は無く、無限大のプラズマとし、その中を電磁波は均一に伝搬していると仮定する。また、用いるベクトルのうち、定常項および電磁波成分は、 $\mathbf{X}_a(\mathbf{x}, t) = \mathbf{X}_0(\mathbf{x}) + \mathbf{X}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{X}_0(\mathbf{x}) + \tilde{\mathbf{X}} \exp[j(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)]$ となり、直交座標系に対する粒子速度と電界の関係は、

$$\begin{pmatrix} \tilde{v}_{sx} \\ \tilde{v}_{sy} \\ \tilde{v}_{sz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -jU & -F & 0 \\ F & -jU & 0 \\ 0 & 0 & -jQ \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{E}_x \\ \tilde{E}_y \\ \tilde{E}_z \end{pmatrix}, \quad (5)$$

ただし、

$$U = -\frac{1}{B_0} \frac{\Omega_s \omega}{\omega^2 - \Omega_s^2}, \quad \Omega_s = -\frac{eB_0}{m_s}, \quad (6)$$

$$F = -\frac{1}{B_0} \frac{\Omega_s^2}{\omega^2 - \Omega_s^2}, \quad (7)$$

$$Q = -\frac{1}{B_0} \frac{\Omega_s}{\omega}, \quad (8)$$

と与えられる。式 (1) と式 (2) より、波動方程式は、

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = -\mu\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \left(\epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mathbf{j} \right), \quad (9)$$

となるが、屈折率ベクトル $\mathbf{N} (= (c/\omega) \mathbf{k})$ を用いると、

$$\mathbf{N} \times (\mathbf{N} \times \tilde{\mathbf{E}}) + \mu \mathbf{K} \cdot \tilde{\mathbf{E}} = 0, \quad (10)$$

あるいは、 θ を、 \mathbf{k} と直交座標系 (x, y, z) のうちの z 軸 (B_0 は z 軸に平行) との角度すると、

$$\begin{pmatrix} \mu S - N^2 \cos^2 \theta & -j\mu D & N^2 \sin \theta \cos \theta \\ j\mu D & \mu S - N^2 & 0 \\ N^2 \sin \theta \cos \theta & 0 & \mu P - N^2 \sin^2 \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{E}_x \\ \tilde{E}_y \\ \tilde{E}_z \end{pmatrix} = 0, \quad (11)$$

と導かれる。ここで、電流密度は $\mathbf{j} = \sum_s n_s q_s \mathbf{v}_s$ であり、誘電率テンソル \mathbf{K} は

$$\mathbf{K} = \begin{pmatrix} S & -jD & 0 \\ jD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{pmatrix}, \quad (12)$$

であり、各成分は、

$$S = 1 - \sum_s \frac{\Pi_s^2}{\omega^2 - \Omega_s^2}, \quad \Pi_s^2 = \frac{e^2 n_c}{\epsilon_0 m_s}, \quad \Omega_s = -\frac{eB_0}{m_s} \quad (13)$$

$$D = - \sum_s \frac{\Pi_s^2}{\omega^2 - \Omega_s^2} \frac{\Omega_s}{\omega}, \quad (14)$$

$$P = 1 - \sum_s \frac{\Pi_s^2}{\omega^2}. \quad (15)$$

と与えられる。 S 、 D 、 P はStixの表現様式である[2]。我々は、磁化プラズマに対する通常の表式とは1点異なる点があることを指摘したい： μ の存在である。誘電率テンソルの表現に変化は無い。そうすると、いわゆる分散関係は、一般的には以下のように与えられる。

$$AN^4 - BN^2 + C = 0, \quad (16)$$

$$A = S \sin^2 \theta + P \cos^2 \theta, \quad (17)$$

$$B = \mu \{ (S^2 - D^2) \sin^2 \theta + SP (1 + \cos^2 \theta) \}, \quad (18)$$

$$C = \mu^2 \{ P (S^2 - D^2) \}. \quad (19)$$

この式よりわかることは、 μ の符号が変わることで、 N^2 の正負の符号が入れ替わり、結果として波動モードの伝搬領域が大幅に変化することとなる。

III. 透磁率が負となることで生じる波動伝搬様態の変化

CMA線図は、横軸を規格化した電子のプラズマ周波数 (ω_{pe}^2/ω^2 , $\omega_{pe} = \Pi_e$)、縦軸を規格化した電子のサイクロトロン周波数 (ω_{ce}/ω , $\omega_{ce} = |\Omega_e|$) で表し、電磁波の周波数が、プラズマ周波数との大小、電子/イオンのサイクロトロン周波数との大小との関連で、どのような伝搬モードが生じるかを示している。以下、本研究では、通常は暗に透磁率が+1である場合に描かれるCMA線図に対し、透磁率が-1である場合を取り上げ、そして各伝搬モードごとに伝搬領域の説明を行う。また、各領域の色分けは、屈折率の2乗を用いることにし、それによって伝搬可能かどうかの判定を行う。また、以下で説明する図のプロットは、イオンとして正の1価の水素原子イオンのみを想定することとする。

すでに議論されている内容として、正常波(O)モードの伝搬がある(図1)。この波動は、外部磁場と垂直方向に伝搬するモードで、高周波電界の方向が z 軸方向となって、高周波電界が粒子に与える影響は外部磁場 B_0 と無関係である。従って、外部磁場はない場合の電磁波伝搬と同様であり、透磁率が負となる効果も同様である[15]。つまり、通常は電磁波が伝搬しない負誘電率領域が伝搬領域となるが、それは透磁率も負となることによる。逆に、通常は電磁波が伝搬する正の誘電率領域には電磁波は伝搬できない。

次に、外部磁場と平行な方向に伝搬する電磁波を考える。例えば、いわゆる L 波を考えると (図 2)、透磁率が正の場合は、イオンのサイクロトロン共鳴に至るためには外部磁場強度が強いほうからしか接近できないことが読み取れる。一方、透磁率が負の場合には、外部磁場が弱い側から接近できるが、そもそもの密度が低いと接近可能なパスがほとんどなく、プラズマ周波数が電磁波の周波数よりも大幅に高いような高密度プラズマ中でないと接近不可能である。いわゆる R 波の場合 (図 3) はそれほどではないが、やはり電子サイクロトロン共鳴層に至るためにはある程度の電子密度のもと、低磁場側から接近することが必要である。しかし、これは強磁場側からの接近を強いられた場合に比べればより容易であると言え、材料プロセス用プラズマ装置の設計においては朗報である。両サイクロトロン周波数の中間領域の R 波であるホイッスラー波は、低密度領域では存在しない。しかし、分散関係が大きく異なるため、「口笛」はそもそも聞こえないとも言える。

この外部磁場に平行方向に伝搬する電磁波 (R 波および L 波) については、透磁率が正の場合に低周波部で伝搬して、良く研究されてきたアルヴェン波は、透磁率が負となるとそもそも存在しなくなる。代わりに、高密度低磁場領域に、L 波・R 波とも伝搬が容易な領域が現れており、電磁波伝搬の様態は大きく様変わりする。

このような様態の変化を解析的に理解する一手法として、CMA 線図の各領域を等価回路表現することが有効かも知れない [16]。透磁率が正の場合にはそれがすでに描かれており、透磁率が負の場合にもそれを行うことでよりよく電磁波モードの伝搬の可能／不可能の説明が出来る可能性がある。

IV. まとめ

CMA 線図を透磁率が負の場合に描き、磁化プラズマ中の電磁波伝搬を調べた。透磁率が正の場合とは大きく異なり、伝搬領域は該して高密度プラズマ領域に偏り、またこれまでによく調べられてきたホイッスラー波やアルヴェン波は存在しないと予測される。メタマテリアルにより透磁率を制御すると、負屈折現象が現れるだけでなく、電磁波の様態そのものが大きく変化することを示唆していると思われる。

ACKNOWLEDGMENTS

この研究の一部は、文部科学省の科学研究費補助金により行われました。

- [1] W. P. Allis, S. J. Buchsbaum, and A. Bers, *Waves in Anisotropic Plasmas* (MIT Press, Cambridge, 1963).
- [2] T. H. Stix, *The Theory of Plasma Waves* (McGraw-Hill, New York, 1962).
- [3] V. L. Ginzburg, *Propagation of Electromagnetic Waves in Plasma* (Gordon and Breach, New York, 1961).
- [4] D. G. Swanson, *Plasma Waves* (Academic Press, Boston, 1989).
- [5] M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Material Processing* (John Wiley and Sons, New York, 1994).
- [6] V. G. Veselago, *Sov. Phys. Usp.* **10**, 509 (1968).
- [7] J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins, and W. J. Stewart, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **288**, 684 (1999).
- [8] O. Sakai, T. Sakaguchi, T. Naito, D.-S. Lee, and K. Tachibana, *Plasma Phys. Controlled Fusion* **49**, B453 (2007).
- [9] O. Sakai and K. Tachibana, *Plasma Sources Sci. Technol.* **21**, 013001 (2010).
- [10] O. Sakai, T. Shimomura, and K. Tachibana, *Phys. Plasmas* **17**, 123504 (2010).
- [11] O. Sakai, J. Maeda, T. Shimomura, and K. Urabe, *Phys. Plasmas* **20**, 073506 (2013).
- [12] Y. Nakamura and O. Sakai, *Jpn. J. Appl. Phys.* **53**, 03DB04 (2014).
- [13] Y. Nakamura, A. Iwai, and O. Sakai, *Plasma Sources Sci. Technol.* **23**, 064009 (2014).
- [14] A. Iwai, Y. Nakamura, A. Bambina, and O. Sakai, *Appl. Phys. Express* **8**, 056201 (2015).
- [15] O. Sakai, *J. Appl. Phys.* **109**, 084914 (2014).
- [16] K. G. Balmain, A. E. Luttgen, and P. C. Kremer, *IEEE Trans. Antennas and Propagat.* **51**, 2612 (2003).

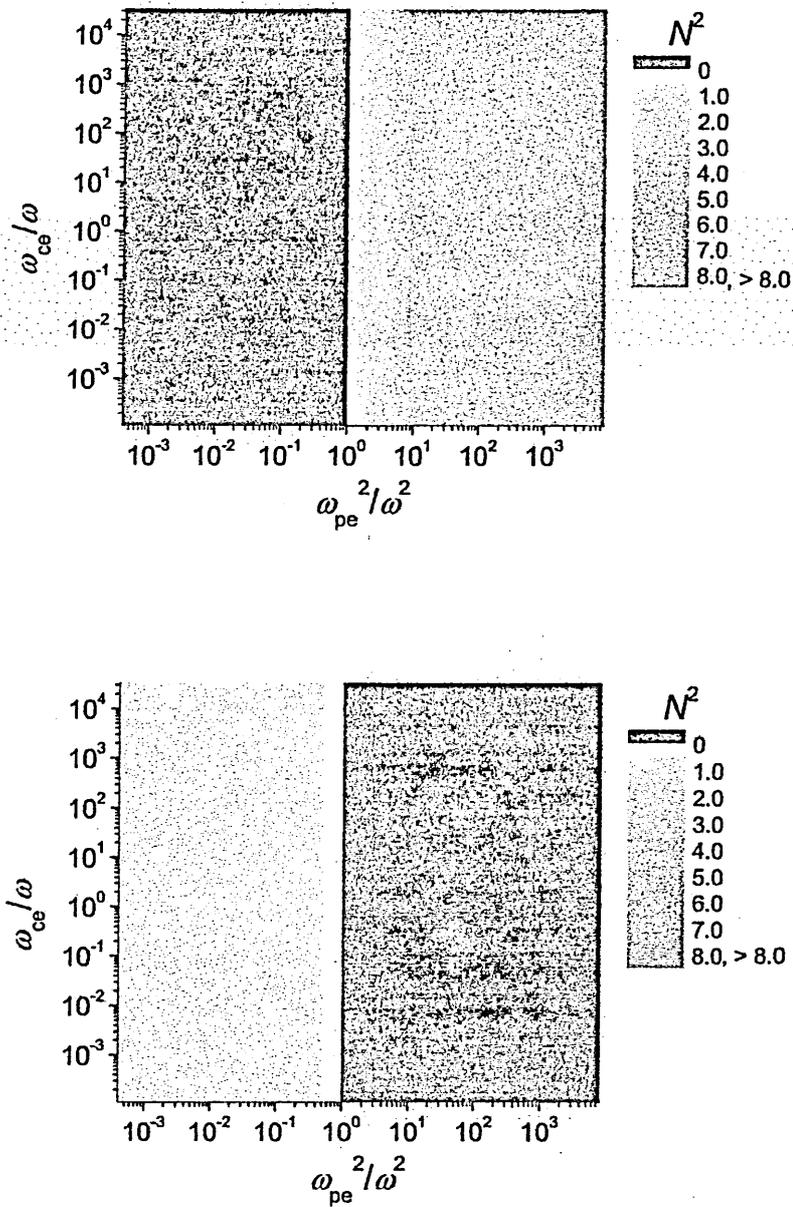


FIG. 1. Maps of refractive index for O-mode propagation. (a) In case with $\mu = -1$. (b) In case with $\mu = +1$.

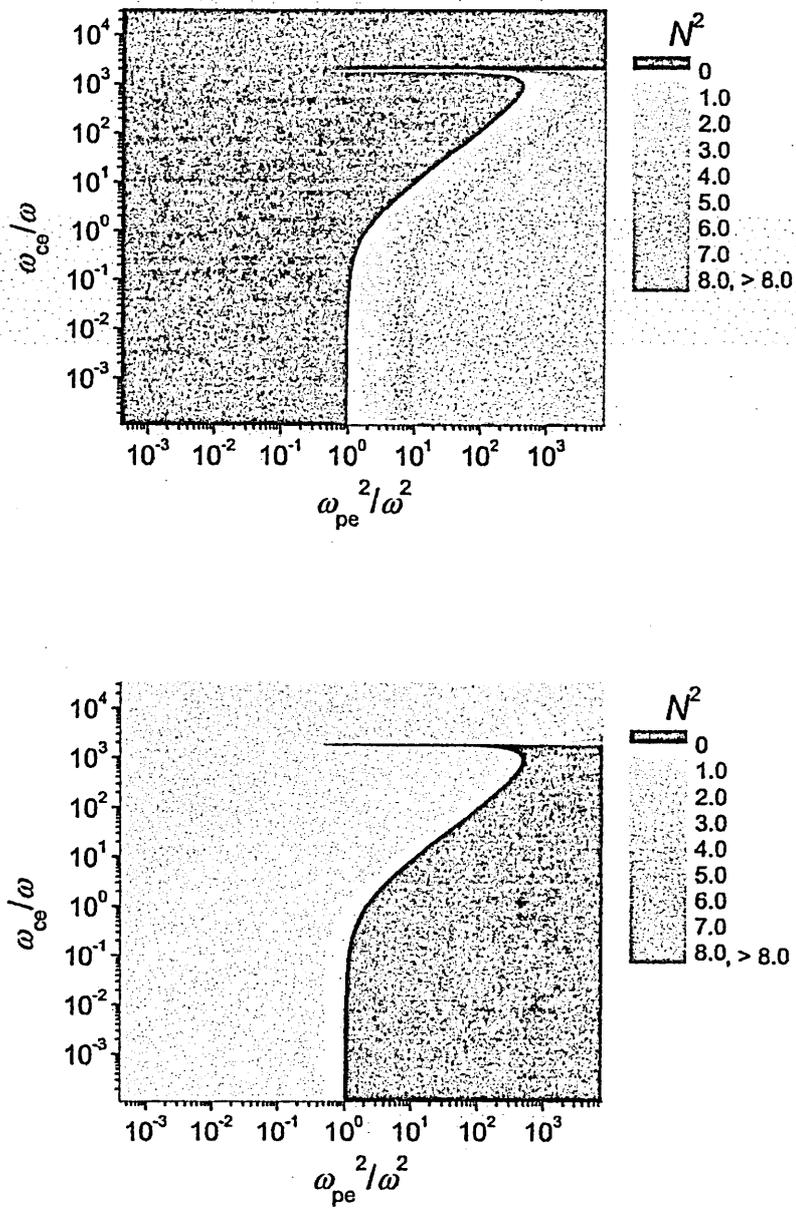


FIG. 2. Maps of refractive index for L-mode propagation. (a) In case with $\mu = -1$. (b) In case with $\mu = +1$.

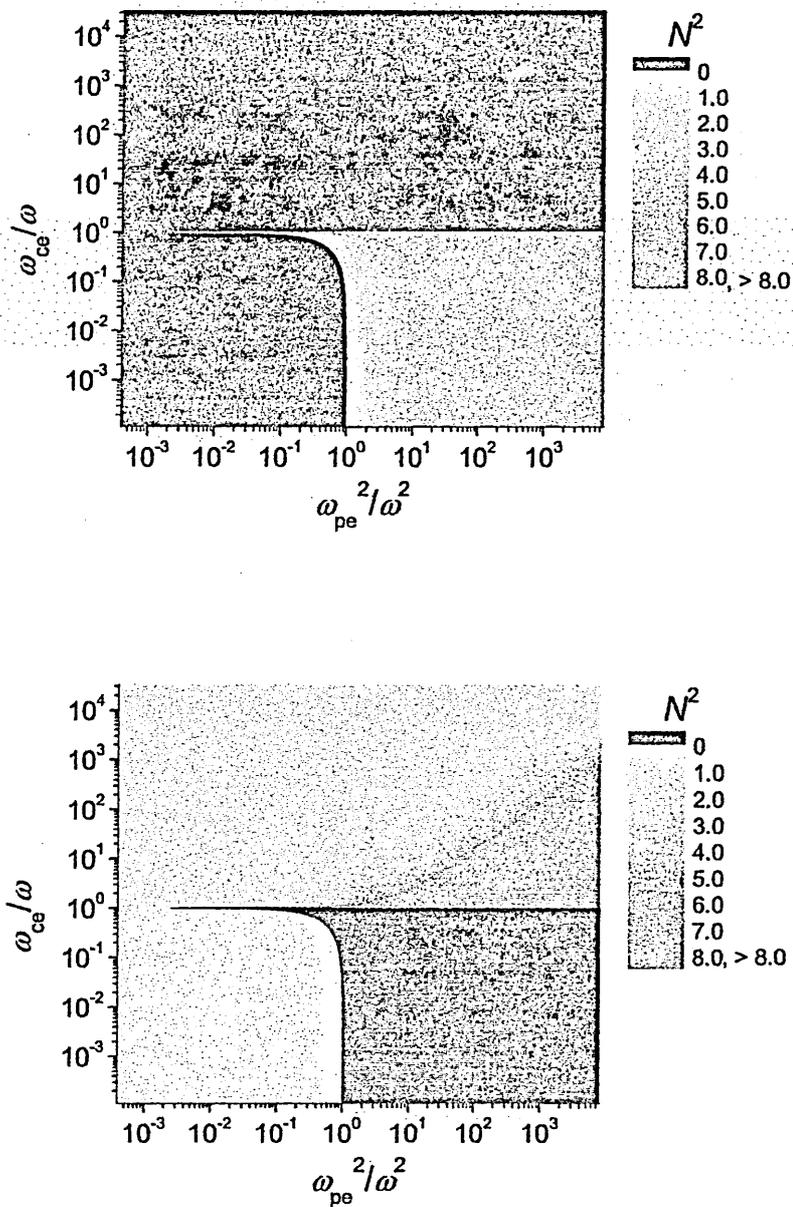


FIG. 3. Maps of refractive index for R-mode propagation. (a) In case with $\mu = -1$. (b) In case with $\mu = +1$.

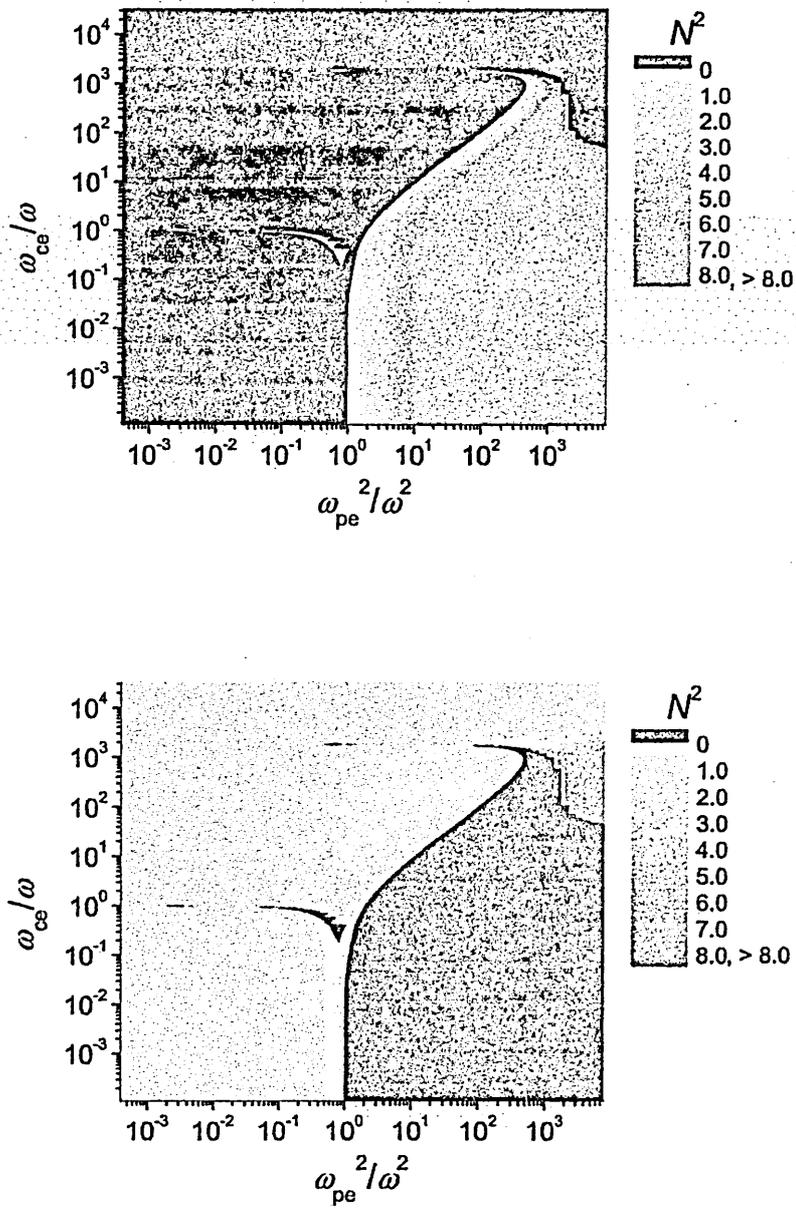


FIG. 4. Maps of refractive index for X-mode propagation. (a) In case with $\mu = -1$. (b) In case with $\mu = +1$.

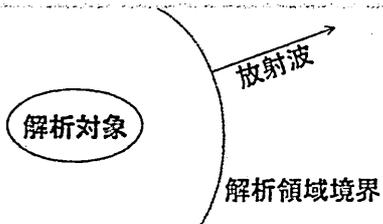
等価定理による摂動近似

～開領域問題に対するアプローチ～

放射科学研究会
2015/6/8
菅原 賢悟

- 背景
- 提案手法
- 数値算結果
- まとめ

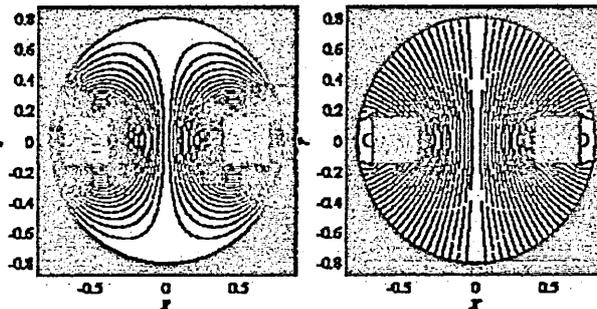
objective



従来存在するFEMのコードを改変することなく、open boundary problemを解きたい。

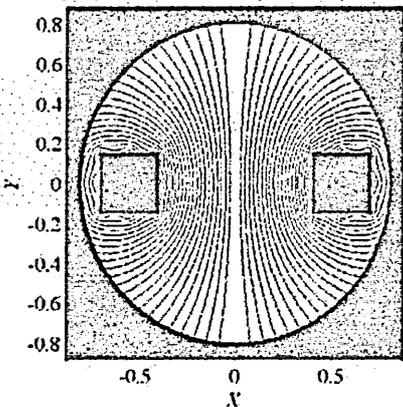
Dirichlet solution

Neumann solution



FEM analysis

open boundary solution

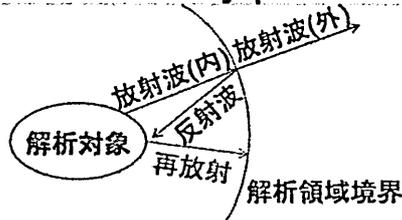


既存の境界条件を用いて開領域を模擬

	2次元	軸対称
ケルビン変換法 D.A. Lowther 1988	$\mu=1$ 未知等 	$\mu(r) = \frac{\mu}{r^2}$ 未知等
双対電気映像法 SDI法 Y. Satio 1987	$B_{open} = \frac{1}{2}B_{Dirichlet} + \frac{1}{2}B_{Neumann}$	$B_{open} = \frac{1}{2}B_{Dirichlet} + \frac{1}{2}B_{Neumann}$

- 背景技術
- 提案手法
- 数値算結果
- まとめ

open boundary problem



再放射が十分小さいことを仮定

この仮定が成り立つ場合には、
解析領域の表面の電磁場分布より、
放射波と反射波が再構築可能

field reconstruction

解析領域表面の $J=n \times H$, $M=E \times n$ を用いて、
解析領域の外側の電磁場が算出できる。

field reconstruction

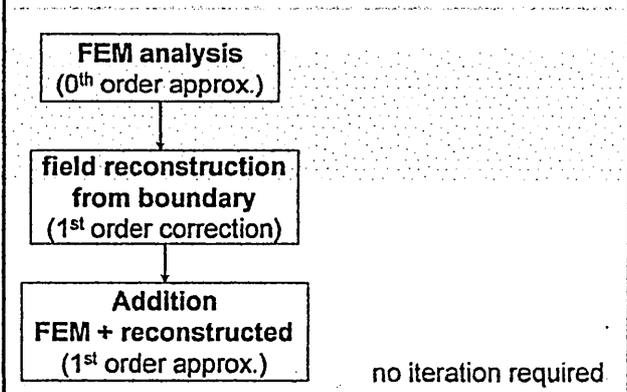
$$\begin{aligned} \rho_n &= n \cdot B \\ J &= n \times H \end{aligned}$$

$$E = j\omega A \quad \Leftrightarrow \quad \rho_n = \nabla \cdot (A \times n) = n \cdot B$$

$$j\omega \rho_n + \nabla M = 0$$

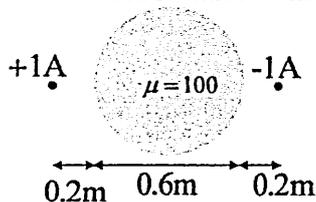
静磁場問題では、
磁場の法線成分を磁荷、接線成分を電流として扱い、
磁荷には Gauss' law
電流には、Bio-Savart law で再構築する。

flow chart



- 背景技術
- 提案手法
- 数値算結果
- まとめ

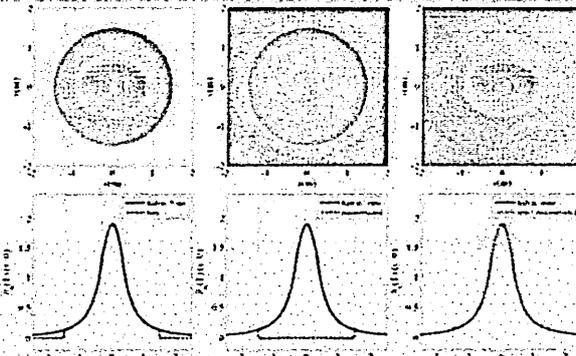
benchmark problem



2次元と軸対称の静磁場ベンチマーク問題

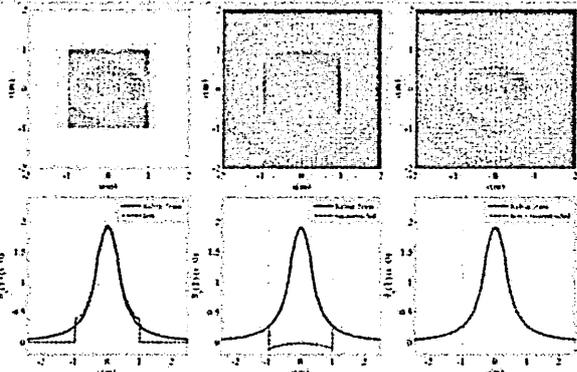
磁性体が線形が非線形かは本質的な違いではない。

FEMにSDI境界を用いた場合



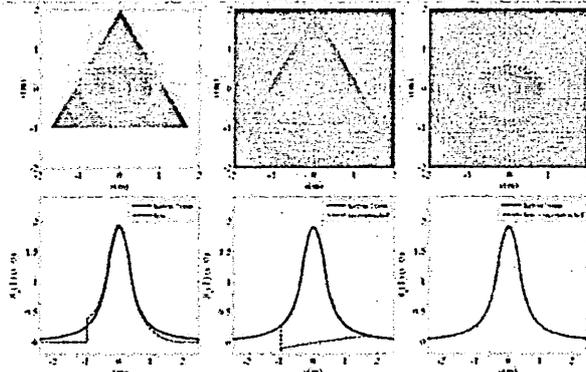
円SDI境界を用いた場合にはFEM単体で正しい解を与える
⇒境界による反射は存在しない

正方形SDI境界を用いた場合



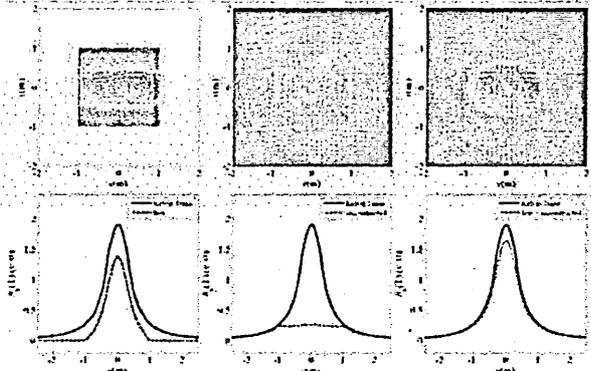
SDI境界が正方形である誤差も補正可能
⇒境界による反射が存在する

三角形SDI境界を用いた場合



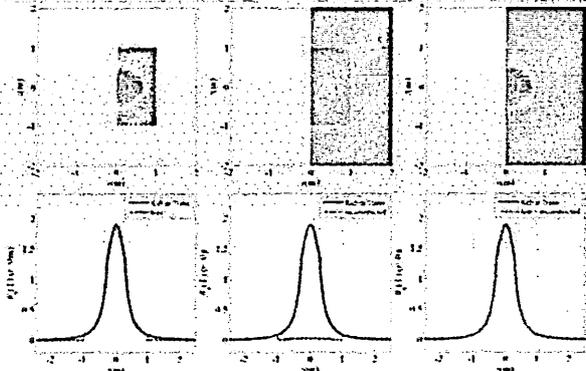
三角形SDI境界でも磁性体内部以外は補正可能

正方形ディリクレ境界を用いた場合

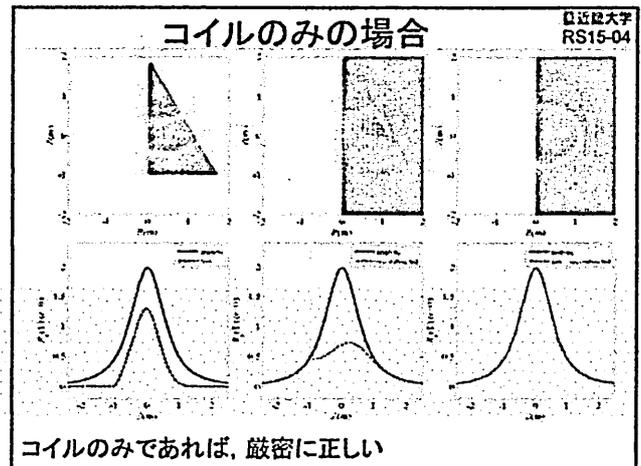
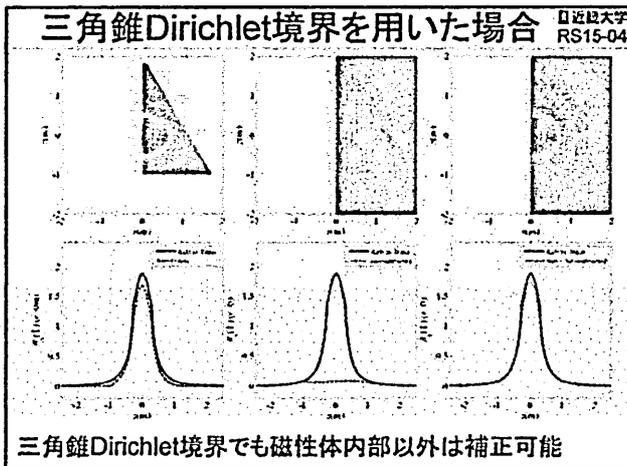


正方形ディリクレ境界も補正可能
ただし、磁性体内部は補正しきれない

軸対称で円柱SDI境界を用いた場合



軸対称問題において円柱SDI境界でも本手法で補正可能



- 日近畿大学
RS15-04
- 背景技術
 - 提案手法
 - 数値算結果
 - まとめ

summary 日近畿大学
RS15-04

有限要素法で得られた解を基本解とし、解析境界から反射波を再構築した解を摂動解として扱い、補正する方法を提案した。

摂動近似が成り立つ範囲では、正しい open boundary solution となることを 2次元・軸対称静磁場問題を例に示した。

今後は、3次元の高周波問題にも適用していく。この考え方は、2/3次元・静磁場・動磁場・高周波すべてに適用可能である可能性が高い

先行研究 日近畿大学
RS15-04

FEM-DBCI法
(FEM-Dirichlet Boundary Condition Iteration)

FEM-BEMと似たアプローチであるが、反復解法で辻褃の合うDirichlet境界を探す。

本提案とFEM-DBCIの大きな違いは、Dirichlet境界を用いないこと。グリーン関数で再構築した解を加えること。

逆境界散乱変換を用いた高速キルヒホッフ積分による
高分解能レーダ画像化

阪本 卓也

兵庫県立大学大学院工学研究科

2015年8月17日

於 兵庫県立大学

概要

本論文では、高速な画像化処理を可能とするF-Kマイグレーションと高分解能画像化を可能とするMIMOキルヒホッフマイグレーションを統合し、超広帯域レーダを用いた高速高分解能イメージング手法を提案する。MIMOキルヒホッフ積分の被積分関数は目標候補位置ごとに異なる形をとるため、そのままでは周波数領域での計算ができず、F-Kマイグレーションが使えない。提案技術では、近年提唱されたレーダ画像テクスチャ法および逆境界散乱変換を用いて目標形状を近似的に計算することでMIMOキルヒホッフ積分の被積分関数のみを先に計算し、F-Kマイグレーションを併用した高速化に成功した。

High-resolution Radar Imaging using Kirchhoff Integral and Inverse Boundary Scattering Transform

Takuya Sakamoto

Graduate School of Engineering, University of Hyogo
2167 Shosha, Himeji 671-2280, Japan

Abstract—In this paper, we propose a fast and accurate radar imaging algorithm that combines Kirchhoff migration with Stolt's frequency-wavenumber (F-K) migration. F-K migration is known as a fast imaging method in the F-K domain, while Kirchhoff migration is reported to be more accurate. However, Kirchhoff migration requires the reflection points to be located as a function of the antenna position and the delay time. This prevents the use of fast Fourier transforms because Kirchhoff migration must be processed in the time domain, and this can be extremely time-consuming. The proposed algorithm overcomes this hurdle by introducing the texture angle and the inverse boundary scattering transform. These two tools enable the locations of the reflection points to be determined rapidly for each pixel of a radar image. The radar signals are then modified according to the Kirchhoff integral, before Stolt F-K migration is applied in the frequency domain to produce an accurate radar image. To demonstrate the performance of the proposed method, the conventional delay-and-sum (DAS) migration, Kirchhoff migration, Stolt F-K migration, and the proposed method are applied to the same measured datasets.

Index Terms—ultra-wideband, radar imaging, Stolt F-K migration, Kirchhoff migration, inverse boundary scattering transform

I. INTRODUCTION

Ultra-wideband (UWB) radar imaging is of great importance to a wide variety of applications, including sensor networks [1], through-the-wall imaging [2], [3], breast tumor detection [4], and ground penetrating radar [5]. Certain applications, such as security systems, require the imaging process to be both accurate and fast. Using the Kirchhoff integral, Zhuge et al. [6] proposed an imaging algorithm that generates clearer images than the conventional delay-and-sum (DAS) migration process. However, the Kirchhoff migration must be computed in the time-domain, which makes the imaging process rather time-consuming. Because many imaging systems require real-time processing, this drawback hinders the practical application of this method.

Stolt's frequency-wavenumber (F-K) migration is known to be a fast imaging method, and has been studied in numerous works in the literature [7], [8], [9]. The method uses back-projection in the F-K domain, meaning that Stolt F-K migration is basically the same as DAS migration [10]. However, when calculating the fast Fourier transform (FFT), the edges are suppressed by a roll-off window, and this inevitably leads to some information loss. Therefore, the imaging capability of

Stolt F-K migration is, in general, slightly inferior to that of DAS migration.

To overcome these difficulties, this paper presents a new method whereby Kirchhoff migration and Stolt F-K migration are combined. The problem with Kirchhoff migration is that it requires prior knowledge of reflection-point locations for each pixel of the radar image. This has previously prevented its use with Stolt F-K migration, because the target reflection points are unknown. The target reflection points must first be calculated in the time domain, and then Stolt F-K migration can be applied. Thus, in this paper, we introduce essential tools: the texture angle and the inverse boundary scattering transform (IBST). These tools allow us to modify the signals in the time domain so that they have the same form as the Kirchhoff integrand. Then, the modified signals can be transformed to the F-K domain to be processed using Stolt F-K migration. Because the texture angle and IBST calculations are fast, these additional processes do not affect the computation speed of Stolt F-K migration. The proposed method is also shown to generate high-quality images. The performance of the proposed method is confirmed by applying conventional DAS migration, Kirchhoff migration, Stolt F-K migration, and the proposed method to the scattering data from a corner reflector, and five different targets: a knife, a laser measure, a handgun, a bottle of water, and a set of keys. The results demonstrate the high-quality imaging capabilities of the proposed method.

II. SYSTEM MODEL

The measurement system consists of a pair of antennas (transmitter and receiver) positioned in the $z = 0$ plane in the x direction at a fixed separation of $2d$. The midpoint between the transmitter and the receiver is denoted by $(X, Y, 0)$. Therefore, the transmitter and the receiver are located at $r_1 = (X - d, Y, 0)$ and $r_2 = (X + d, Y, 0)$, respectively. When the transmitter-receiver pair is scanning at discrete intervals across a region of the $z = 0$ plane, UWB pulses are transmitted and the pulse echoes are received. Figure 1 shows the system setup that has been assumed in this paper.

The received signals contain both echoes from the target and a coupling signal that propagates directly from transmitter to receiver. To eliminate this coupling signal, the background signal, which is measured without a target prior to the actual

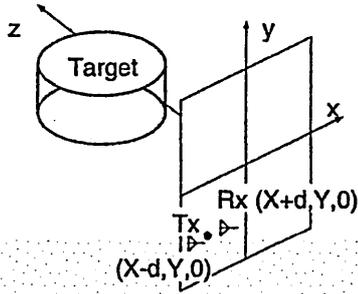


Fig. 1. System setup with antennas scanning from the x - y plane.

measurements, is subtracted from the received signal. Given that the antennas' midpoint is $(X, Y, 0)$, the received signal is labeled $s(X, Y, Z)$, where $Z = ct/2$. Here, c is the speed of the electromagnetic wave, and t is the time interval between transmission and reception of the signal.

III. STOLT F-K MIGRATION

Stolt F-K migration is a fast imaging algorithm that uses the fast Fourier transform (FFT) algorithm in the F-K domain. Let $\Phi(x, y, z, t)$ be a wavefield at a point (x, y, z) and time t , and let $\phi(k_x, k_y, z, \omega)$ be a three-dimensional Fourier transform in terms of x, y , and t . This wavefield satisfies the Helmholtz equation

$$\nabla^2 \phi + k_0^2 \phi = 0, \quad (1)$$

which can be also written as

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \phi + \hat{k}_z^2 \phi = 0. \quad (2)$$

Here, $k_0 = \omega/c$ and $\hat{k}_z = \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2}$ is the effective wavenumber in the z -direction, assuming that the wave is a plane wave. Equation (2) indicates that ϕ is approximated as a wave propagating in the z -direction with the wavenumber \hat{k}_z .

If the wavefield is observed at all points in the x - y plane, i.e., if $\Phi(x, y, 0, t)$ are known, then the target image to be estimated corresponds to $\Phi(x, y, z, 0)$. If the definition of $t = 0$ is suitably chosen, this can then be expressed as

$$\Phi(x, y, z, 0) = \int \phi(k_x, k_y, 0, \omega) e^{j(k_x x + k_y y + \hat{k}_z z)} dk_x dk_y d\omega. \quad (3)$$

Using \hat{k}_z to express ω as

$$\omega = c \cdot \text{sign}(\hat{k}_z) \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + \hat{k}_z^2}, \quad (4)$$

Eq. (3) can then be written as

$$\Phi(x, y, z, 0) = \int \frac{c \hat{k}_z}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2 + \hat{k}_z^2}} \phi(k_x, k_y, 0, \omega) e^{j(k_x x + k_y y + \hat{k}_z z)} dk_x dk_y dk_z, \quad (5)$$

where the first term of the integrand is the Jacobian determinant produced by the change of variables from ω to \hat{k}_z .

Importantly, Eq. (5) can be solved by applying the inverse FFT (IFFT) to the re-sampled data in the form

$$\Phi(x, y, z) = \mathcal{F}_{k_x}^{-1} \mathcal{F}_{k_y}^{-1} \mathcal{F}_{\hat{k}_z}^{-1} \psi(k_x, k_y, \hat{k}_z), \quad (6)$$

$$\psi(k_x, k_y, \hat{k}_z) = \frac{c \hat{k}_z}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2 + \hat{k}_z^2}} \phi(k_x, k_y, 0, \omega(k_x, k_y, \hat{k}_z)), \quad (7)$$

where ω is given explicitly as a function of k_x, k_y , and \hat{k}_z . While the FFT enables fast computation of the Stolt F-K migration, it is known that the imaging quality offered by this method is inferior to that based on Kirchhoff migration.

IV. KIRCHHOFF MIGRATION

In Dirichlet problems, the Kirchhoff integral is known to be an exact expression of a scalar wave-field [11]. This knowledge is used in Kirchhoff migration to generate high-quality images. Assuming that we know the wave-field at a receiver position at \mathbf{r}' located on a closed surface S , the wave-field at an arbitrary point \mathbf{r} inside S can be calculated using the Kirchhoff integral. The Kirchhoff integral for a wave-field $\Phi(\mathbf{r}, t) = \Phi(x, y, z, t)$ is expressed as

$$\Phi(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi} \oint_S \left\{ \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial n} \Phi(\mathbf{r}', t + \tau') - \frac{\partial}{\partial n} \frac{1}{R} \Phi(\mathbf{r}', t + \tau') + \frac{1}{cR} \frac{\partial R}{\partial n} \frac{\partial}{\partial t} \Phi(\mathbf{r}', t + \tau') \right\} dS, \quad (8)$$

where $\mathbf{r} = (x, y, z)$ is a point inside the closed region bounded by surface S , \mathbf{r}' is a point on the surface S , $R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$, $\tau' = R/c$, and $\partial/\partial n$ denotes the spatial derivative in the direction of the vector normal to S . Given the appropriate surface information about the wave-field, its value at \mathbf{r} can be calculated using Eq. (8).

Zhugue et al. [6] proposed an imaging algorithm, based on a multiple-input multiple-output (MIMO) radar model. They calculated the Kirchhoff migration image using double integrals over the transmitter and receiver scan surfaces. While the present study assumes the use of a single-input single-output (SISO) radar system that uses a pair of antennas with a fixed spacing, the same formula is applicable. In our system, the transmitter and receiver are located at \mathbf{r}_1 and \mathbf{r}_2 , respectively, with a midpoint of \mathbf{r}_0 at a fixed spacing $2d$ in the x -direction. Let us redefine the raw signal $s_0(\mathbf{r}_0, t)$ that is transmitted and received at $\mathbf{r}_1 = \mathbf{r}_0 - d$ and $\mathbf{r}_2 = \mathbf{r}_0 + d$, respectively, where $d = (d, 0, 0)$. This raw signal can also be expressed using $s(X, Y, Z)$, which was introduced in the second section as $s_0(\mathbf{r}_0, t) = s(X, Y, Z)$, if $\mathbf{r}_0 = (X, Y, 0)$ and $Z = ct/2$ are satisfied. The Kirchhoff migration can be performed by integrating the signals to obtain the image $I(\mathbf{r})$ in the form

$$\begin{aligned}
I(\mathbf{r}) = & \int_S \frac{\partial R_1}{\partial n} \frac{\partial R_2}{\partial n} \frac{1}{R_1 R_2} \\
& \cdot \left\{ \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} s_0(\mathbf{r}_0, t + \tau) \right. \\
& + \frac{1}{c} \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \frac{\partial}{\partial t} s_0(\mathbf{r}_0, t + \tau) \\
& \left. + \frac{1}{R_1 R_2} s_0(\mathbf{r}_0, t + \tau) \right\} dS \Big|_{t=0}, \quad (9)
\end{aligned}$$

where S is the antenna scanning plane $z = 0$, $R_1 = |\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|$, $R_2 = |\mathbf{r} - \mathbf{r}_2|$, $\tau = (R_1 + R_2)/c$, and $\partial/\partial n$ denotes the spatial derivatives normal to the surface S . Equation (9) indicates that the Kirchhoff migration is performed based on a single integral, unlike the formula proposed in [6].

The integral in Eq. (9) can be readily calculated in the space-time domain as reported in [6]. This is because the region of interest is divided into numerous voxels, and we can calculate all necessary coefficients, such as R_1 and R_2 in Eq. (9), for each of these voxels without estimating the actual target position. This method is called Kirchhoff migration in the remainder of this paper.

Note here that Eq. (9) can be converted to the frequency domain by implementation of the appropriate frequency domain kernel, as seen in the diffraction tomographic algorithm [12]. This paper provides an alternative approach to this problem by using a fundamentally different principle. It will be an important part of our future studies to compare the image resolutions and computational speeds achieved using the diffraction tomographic algorithm and the algorithm proposed in this paper.

V. INVERSE BOUNDARY SCATTERING TRANSFORM AND TEXTURE ANGLES

We have developed a fast radar imaging algorithm (SEABED, or shape estimation algorithm based on the boundary scattering transform and extraction of directly scattered waves) that uses the IBST. The IBST is a transform that is reversible between a target shape and the corresponding echo data [13], [14], [15], [16], [17]. Because the IBST describes a one-to-one correspondence, SEABED does not require any iterative or repetitive processing, and thus enables fast imaging. Another advantage of SEABED is that, unlike conventional methods, a target location is estimated for each radar image pixel. In this study, we exploit this characteristic to develop a new algorithm.

A radar image can be obtained using the following IBST [18], which is applied to the signal $s(X, Y, Z)$:

$$x = X - \frac{2Z^3 Z_X}{Z^2 - d^2 + \sqrt{(Z^2 - d^2)^2 + 4d^2 Z^2 Z_X^2}}, \quad (10)$$

$$y = Y + Z_Y \{d^2(x - X)^2 - Z^4\} / Z^3, \quad (11)$$

$$z = \sqrt{Z^2 - d^2 - (y - Y)^2 - \frac{(Z^2 - d^2)(x - X)^2}{Z^2}} \quad (12)$$

where, for simplicity, $Z_X = \partial Z / \partial X$ and $Z_Y = \partial Z / \partial Y$. In the original SEABED, the signal peaks are extracted, and the

IBST is applied to these peaks. However, in this study, we require the target locations that correspond to all the pixels in the radar image.

We introduce the texture angle for radar images to estimate the derivatives Z_X and Z_Y that are required in Eqs. (10) and (11). The texture angle was originally proposed for the estimation of target speeds from radar signals [19], [20]. We use the same concept but for a different purpose: we define the texture angle of a radar signal $s(X, Y, Z)$ as

$$\theta_X(X, Y, Z) = \tan^{-1} \left(\frac{\partial s(X, Y, Z) / \partial X}{\partial s(X, Y, Z) / \partial Z} \right), \quad (13)$$

$$\theta_Y(X, Y, Z) = \tan^{-1} \left(\frac{\partial s(X, Y, Z) / \partial Y}{\partial s(X, Y, Z) / \partial Z} \right). \quad (14)$$

The derivatives Z_X and Z_Y that are needed for the IBST are estimated using these values θ_X and θ_Y .

Let us assume that $s(X, Y, Z)$ can be approximated as $s(X, Y, Z) = p(Z - Z_0(X, Y))$ with the arbitrary function $p(\cdot)$, which means that the signal has a local equiphase surface $Z = Z_0(X, Y)$. Under this assumption, we obtain $\partial s / \partial X = -p'(Z - Z_0(X, Y)) \partial Z_0 / \partial X$, $\partial s / \partial Y = -p'(Z - Z_0(X, Y)) \partial Z_0 / \partial Y$, and $\partial s / \partial Z = p'(Z - Z_0(X, Y))$. Therefore, $Z_X = \partial Z_0 / \partial X$ and $Z_Y = \partial Z_0 / \partial Y$ can be obtained by calculating $Z_X = -\tan(\theta_X)$ and $Z_Y = -\tan(\theta_Y)$. Using these results, we can estimate the target position (x, y, z) using Eqs. (10-12). The texture angles θ_X and θ_Y correspond to the angles of stripes that appear in the X - Z and Y - Z planes, as will be shown in a later section. These stripes are intersections of the equiphase surface Z with XoZ or YoZ planes.

Next, the estimated target position (x, y, z) is used to calculate

$$R_1 = \sqrt{(x - X + d)^2 + (y - Y)^2 + z^2}, \quad (15)$$

$$R_2 = \sqrt{(x - X - d)^2 + (y - Y)^2 + z^2} \quad (16)$$

and $\partial R_1 / \partial n = z / R_1$, $\partial R_2 / \partial n = z / R_2$. These values are then substituted into the following equation to give the modified Kirchhoff signal:

$$\begin{aligned}
s'_m(\mathbf{r}_0, t) = & \frac{\partial R_1}{\partial n} \frac{\partial R_2}{\partial n} \frac{1}{R_1 R_2} \\
& \cdot \left\{ \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} s(\mathbf{r}_0, t) + \frac{1}{c} \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \frac{\partial}{\partial t} s(\mathbf{r}_0, t) \right. \\
& \left. + \frac{1}{R_1 R_2} s(\mathbf{r}_0, t) \right\}. \quad (17)
\end{aligned}$$

Finally, as proposed in [6], we can compensate for the propagation path loss using $s_m = R_1^2 R_2^2 s'_m$. Kirchhoff migration can then be realized by simply applying a conventional migration to the modified Kirchhoff signal $s_m(\mathbf{r}_0, t)$ rather than the original signal $s(\mathbf{r}_0, t)$. This can be calculated using the FFT in exactly the same manner as it was used for Stolt F-K migration. The use of texture angles and the IBST allows us to use Stolt F-K migration and Kirchhoff migration simultaneously, which means that we can obtain high-quality images in a short time. We only use the texture angle and the IBST in our proposed hybrid method, and not in other conventional methods.

VI. PROPOSED METHOD

In this section, the actual procedure used for the proposed method is explained.

- 1) Calculate the texture angles $\theta_X(X_i, Y_i, Z_i)$ and $\theta_Y(X_i, Y_i, Z_i)$ using Eqs. (13) and (14), respectively, for each data sample $s(X_i, Y_i, Z_i)$ ($i = 1, 2, \dots, N$), where N is the number of data points and is defined as $N = N_X N_Y N_t$. Here, N_X and N_Y are the numbers of measurement points in the x and y directions, respectively, and N_t is the number of time samples.
- 2) Obtain the partial derivatives $Z_X = \tan(\theta_X)$ and $Z_Y = \tan(\theta_Y)$, and apply the IBST as per Eqs. (10)-(12) to calculate the target position (x_i, y_i, z_i) for the i -th data sample.
- 3) Calculate $\partial R/\partial n$ for each estimated reflection point (x_i, y_i, z_i) .
- 4) Generate the modified Kirchhoff signals $s_m(X_i, Y_i, Z_i)$ using Eq. (17).
- 5) Apply the three-dimensional FFT to the modified Kirchhoff signal to obtain $\phi(k_x, k_y, \omega)$.
- 6) Obtain $\psi(k_x, k_y, k_z)$ using Eqs. (4) and (7).
- 7) Apply the three-dimensional IFFT as per Eq. (6) to obtain the final radar image.

Before application of the FFT and the IFFT, we apply a Hann window, which is also called a raised cosine window, to suppress undesired components caused by truncation of data. This means that we apply a three-dimensional Hann window twice in the calculation of the Kirchhoff migration and the proposed method. In the paper, the roll-off factor $0 \leq \alpha \leq 1$ of the window is set to 0.3, where a window with $\alpha = 1$ corresponds to a raised cosine window. The effect of α on the image resolution will be discussed in Section IX.

VII. MEASUREMENT OF THE POINT SPREAD FUNCTIONS OF THE CONVENTIONAL AND PROPOSED METHODS

In this section, we apply the proposed method, along with conventional DAS migration, Kirchhoff migration, and Stolt F-K migration, to a dataset measured from a trihedral corner reflector acting as a target for estimation of an approximate point spread function (PSF), which is often used as an indicator of radar imaging capability. Assuming the linearity that a radar image can be approximated as the convolution of the actual target shape and the PSF, we can then assess the general radar imaging performance. For comparison, we also apply conventional DAS migration, Stolt F-K migration and Kirchhoff migration to the same dataset.

The datasets were measured in the frequency domain using a network analyzer (PNA E8364B, Agilent Technologies, CA, USA) to sweep 161 points at frequencies from 4.0 to 20.0 GHz. Before applying the imaging algorithms, the measured datasets were converted into time-domain data with 1000 samples for $0 \leq t \leq 6.3$ ns with a sampling interval of 6.3 ps, which corresponds to the maximum range of 94.5 cm in a mono-static radar configuration. Two Vivaldi antennas were used with $2d = 5.5$ cm antenna separation. Both antennas were vertically polarized. The antenna pair scanned in the X - Y plane ($Z = 0$) from $X_{\min} \leq X \leq X_{\max}$ and

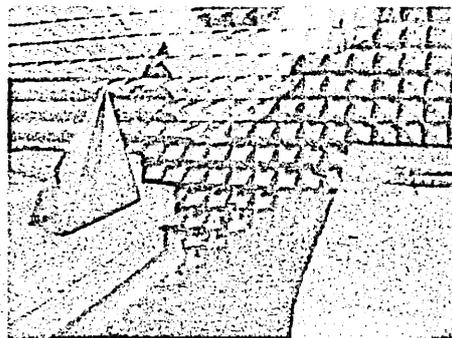


Fig. 2. Photograph of the trihedral corner reflector that was measured using the two Vivaldi antennas.

$Y_{\min} \leq Y \leq Y_{\max}$ at intervals of $\Delta_{X,Y}$, where $\Delta_{X,Y} = 1.0$ cm and $X_{\min}, X_{\max}, Y_{\min}$ and Y_{\max} are -25.0, 25.0, -25.0 and 25.0 cm, respectively. Thus, the total number of measurement points was $51 \times 51 = 2601$. The position $(X, Y, 0)$ is defined as the midpoint between the transmitting and receiving antennas, which were located at $(X + d, Y, 0)$ and $(X - d, Y, 0)$, where $d = 2.75$ cm. The transmitted power was 2.0 dBm.

The target was a trihedral corner reflector with 13.0 cm sides and an apex that was placed at $(x, y, z) = (0.0\text{cm}, -2.0\text{cm}, 50.0\text{cm})$, which lies 50.0 cm from the antenna scanning plane ($z = 0$). Fig. 2 shows the measurement setup of the trihedral corner reflector using the two Vivaldi antennas. The trihedral corner reflector has three corners and one virtual scattering center point, which is located at its apex. Because the scattering from the corners of the reflector is much weaker than the scattering from the virtual scattering center, we only consider the focus size of the image of the virtual scattering center. The image produced by the application of imaging algorithms to the trihedral corner reflector dataset can therefore be considered approximately to be a PSF.

The images that were produced using DAS migration, Kirchhoff migration, Stolt F-K migration and the proposed method are shown in Fig. 3. We see that the images generated by DAS migration and Kirchhoff migration have higher sidelobes caused by data truncation at the edges of the measurement surface. In contrast, the images that were processed in the F-K domain have lower sidelobes because the Hann window was applied during their processing, as was mentioned in the previous section. Nevertheless, the main lobe of the Kirchhoff migration image is narrower than those of the others. The main lobe of the Stolt F-K migration image is as wide as that of the DAS migration image, whereas the proposed method produces an image with a relatively narrow main lobe and without dominant sidelobes.

The sections of these images along the x -axis are shown in Fig. 4. The PSF widths at -10 dB are 2.75, 2.29, 2.66, and 2.55 cm for the DAS migration, Kirchhoff migration, Stolt F-K migration and the proposed method, respectively. The Kirchhoff migration has a 20 % narrower PSF than the DAS migration, whereas the PSF of the proposed method is 8% narrower than the DAS migration's PSF. The Kirchhoff migration has the narrowest PSF. The DAS migration and

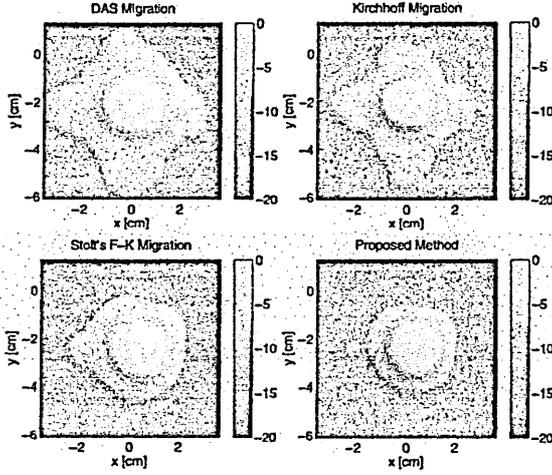


Fig. 3. Images generated using DAS migration (upper left), Kirchhoff migration (upper right), Stolt F-K migration (bottom left), and the proposed method (bottom right). The images are all in decibels.

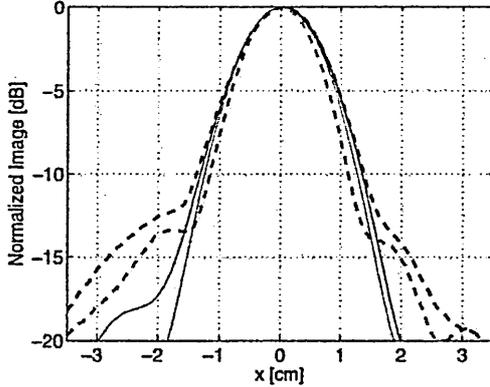


Fig. 4. Image sections along the x -axis for the DAS migration (dashed blue), Stolt's F-K migration (solid blue), the Kirchhoff migration (dashed red), and the proposed method (solid red).

Stolt F-K migration produce almost the same PSFs, which was also observed by Gilmore et al. [10]. The PSF of the proposed method lies between those of the Kirchhoff migration and the DAS migration. This is because the modified Kirchhoff signals generated by the proposed method cannot completely reproduce the integrand of the Kirchhoff integral because of the inaccurate estimation of the reflection points. It should be noted that the PSF is only one way to assess the imaging capability, and the PSF does not take into account the fact that the actual imaging algorithms often include non-linear procedures. Therefore, these imaging algorithms must be investigated further by applying them to data that were measured for more complicated target shapes, as shown in the next section.

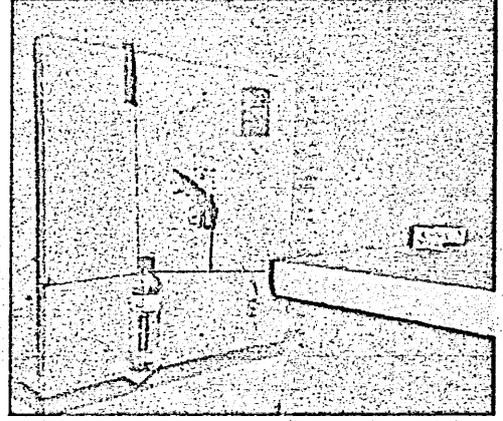


Fig. 5. Photograph of the five targets used in the measurements.

VIII. IMAGING OF VARIOUS OBJECTS USING THE CONVENTIONAL AND PROPOSED METHODS

In this section, we apply the four different imaging algorithms to radar echo datasets to study the performances of these algorithms in a more realistic scenario. The measurements were performed in the same way as those in the previous section, but with a larger measurement area where X_{\min} , X_{\max} , Y_{\min} and Y_{\max} are -37.0 , 37.0 , -37.0 and 37.0 cm, respectively. Thus, the total number of measurement points is $75 \times 75 = 5625$. For our measurements, five targets (a knife, a laser measure, a handgun, a bottle of water, and a set of keys) were fixed to a styrene foam board that was placed 60.0 cm away from the antenna scanning plane (see Fig. 5). Note that the back sides of these targets were attached to the board, which means that the actual reflection points of the targets are not the same, but are spread from 52.5 cm (the bottle of water) to 59.5 cm (the keys).

Figure 6 shows the signals that were received for $X = -13$ cm. We selected this slice for display because the signals for $X = -13$ cm contain overlapping echoes from three large targets: a knife, a handgun and a bottle of water. By incoherent integration of these unprocessed signals in terms of the delay path Z from $Z_1 = 52.5$ cm to $Z_2 = 59.5$ cm as

$$I_0 = \int_{Z_1}^{Z_2} |s(X, Y, Z)|^2 dZ, \quad (18)$$

we obtain the vague image that is shown in Fig. 7. Although the water bottle is almost visible on the bottom left, the unprocessed signals do not provide sufficiently accurate information about the target shapes.

By applying Eqs. (13) and (14) to the signals, we obtain the texture angle image (see Fig. 8). The texture angle shown in the figure corresponds to the angle of wavefronts relative to the vertical axis in Fig. 6, and it should be also noted that the horizontal and vertical axes are not to the same scale in the figure. Next, we use Eqs. (10), (11), and (12) to obtain the target positions (x, y, z) for each pixel in the image. The image that was estimated using the texture angle and the IBST is shown in Fig. 9. Although the actual image is three-dimensional (3D), the 3D image is projected onto x - y plane

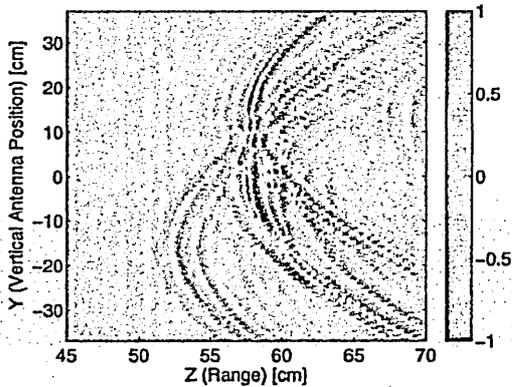


Fig. 6. The raw signals received for $X = -13$ cm.

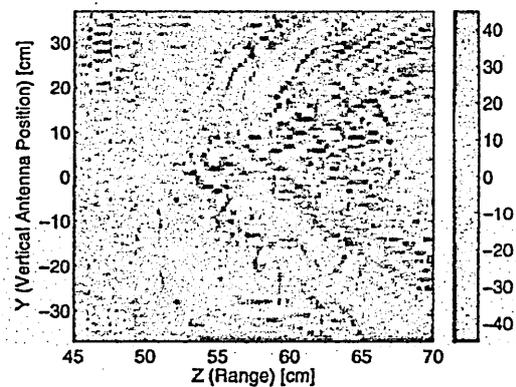


Fig. 8. Texture angles obtained from the data in Fig. 6 (in degrees).

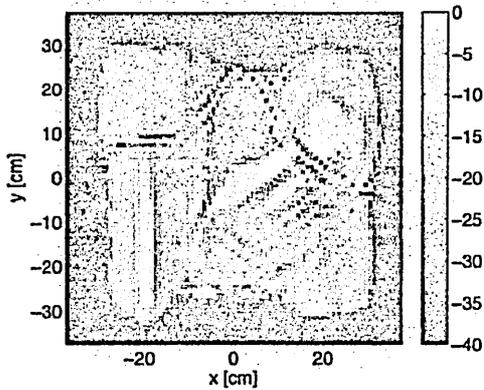


Fig. 7. Unprocessed data intensities corresponding to the ranges of the targets (in decibels).

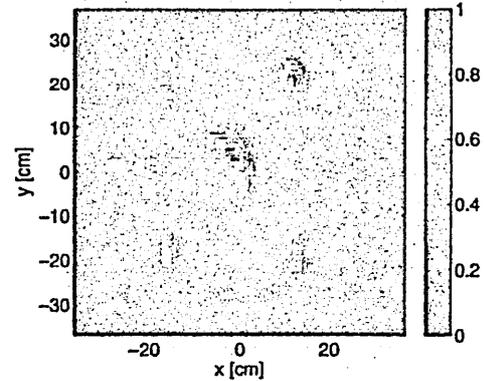


Fig. 9. Target positions estimated using texture angles and the IBST.

to generate this image. The physical quantity displayed in this image corresponds to the back-projected vertical component of the scattered electric field.

In Fig. 9, each target image is blurred, and some artifacts are seen between the target images. The image is produced using a combination of the texture angle and IBST, and is not very accurate, and it is limited by the fact that only one target position is given for each data sample $s(X, Y, Z)$. In actual signals, however, multiple echoes from different targets can be received at the same time and at the same position. This possibility is not considered when calculating the texture angle; a dominant signal can mask other weaker signals, and thus leads to information loss. This is why our proposed algorithm is required for further processing of the data to obtain clearer images.

We must note here that the image produced using IBST is not a conventional radar image, but each data sample (X, Y, Z) is associated with one of the voxels in the 3D image. This characteristic enables us to calculate the modified Kirchhoff signals, as shown in Fig. 10. We see that, when compared with the signals shown in Fig. 6, the higher frequency components are enhanced in this image. The red dashed line and black solid line in Fig. 11 show the power spectrum densities of the

original and modified Kirchhoff signals, respectively, which clearly shows the enhancement of high frequency components in the modified Kirchhoff signal. Finally, the Stolt F-K migration algorithm is applied to the modified Kirchhoff signals to obtain the target image.

For comparison, we apply the proposed method along with

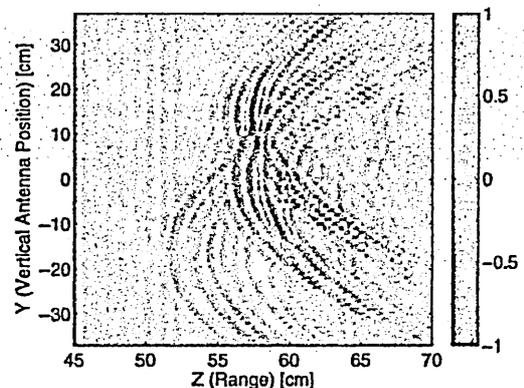


Fig. 10. Modified Kirchhoff signals obtained from the data that was used for Fig. 6.

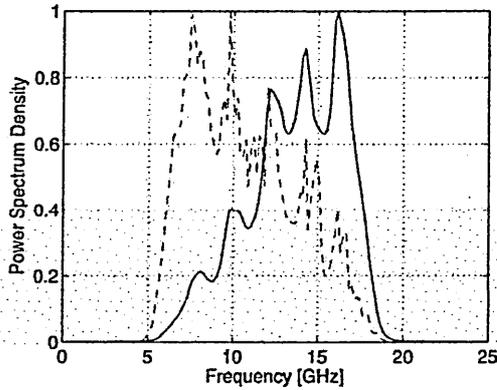


Fig. 11. Power spectrum densities of the original signal (in red) and the modified Kirchhoff signal (in black).

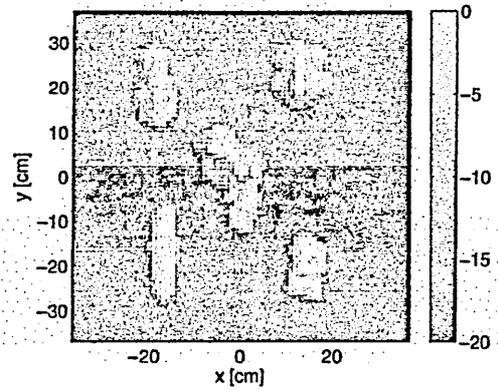


Fig. 13. Image generated using time-domain Kirchhoff migration (in decibels). The computation time was 1148.8 s.

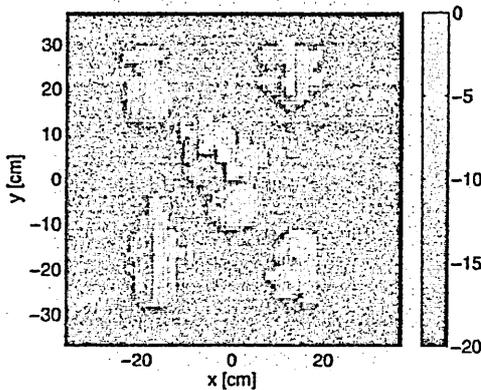


Fig. 12. Image generated using DAS migration (in decibels). The computation time was 1119.3 s.

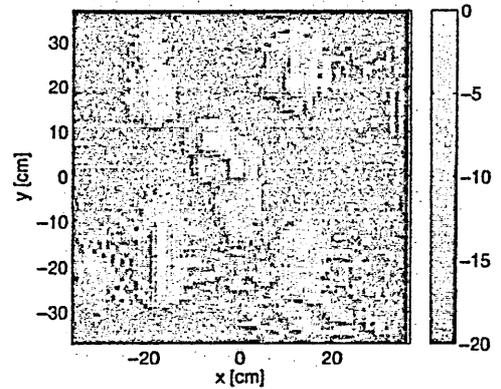


Fig. 14. Image generated using Stolt F-K migration (in decibels). The computation time was 2.48 s.

conventional DAS migration, Kirchhoff migration, and Stolt F-K migration. For this purpose, each 3-D image $I(x, y, z)$ was generated inside the same cuboid for $x_{\min} \leq x \leq x_{\max}$, $y_{\min} \leq y \leq y_{\max}$, and $0 \leq z \leq z_{\max}$ with intervals of Δx , Δy , and Δz , respectively. We set $x_{\min} = -37.0$, $x_{\max} = 37.0$, $y_{\min} = -37.0$, $y_{\max} = 37.0$, $z_{\max} = 100.0$, $\Delta x = 1.0$, $\Delta y = 1.0$, and $\Delta z = 0.1$ cm. The number of voxels in the 3-D images was $75 \times 75 \times 1000 = 5.6 \times 10^6$.

Figures 12 and 13 show the images that were generated using the conventional DAS migration and Kirchhoff migration, which were both processed in the time domain. These images are normalized to the maximum pixel value. It is obvious that the image produced by the Kirchhoff migration is better focused and that the shape of each target is clearly visible, which is consistent with the results reported in [6].

Figures 14 and 15 depict the images obtained using Stolt F-K migration and the hybrid of Kirchhoff migration and Stolt F-K migration that constitutes the proposed method. The image generated using Stolt F-K migration is as blurred as the image generated using the DAS migration, which is understandable because Stolt F-K migration is simply DAS processing that is calculated in the frequency domain. In contrast, the image

that was generated using the proposed method shows the target details more clearly than any of the conventional images.

The computation times for the DAS migration, the Kirchhoff migration, Stolt's F-K migration, and the proposed method were 1119.3 s, 1148.8 s, 2.48 s, and 4.49 s, respectively. For this calculation, we used the C language with the SSL2 library (Fujitsu, Japan) running on a computer with an Intel Xeon E5-2650 v2 processor and 32 GB of RAM. The speed of the proposed method is around 250 times faster than both the DAS and Kirchhoff migrations, although Stolt F-K migration is actually 1.8 times faster than the proposed method. From these results, we can conclude that the computation speed of the proposed method is comparable to that of Stolt's F-K migration, whereas the proposed method can produce a clearer image than the conventional methods in this realistic scenario.

IX. EVALUATION OF IMAGING RESOLUTION

In this section, we evaluate the resolutions of each of the imaging methods by applying them to a measured dataset for a metallic target in the form of a Siemens star. The measurement scenario is shown in Fig. 16, and the actual target shape is shown in Fig. 17. All measurement settings are the same as

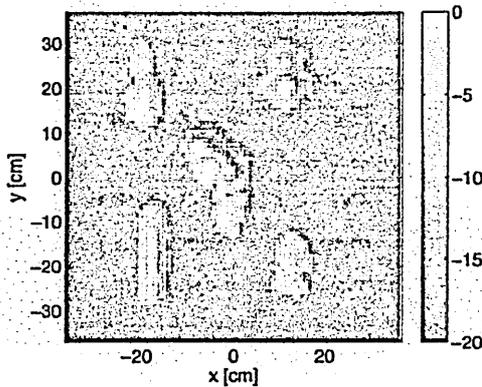


Fig. 15. Image generated using the proposed method (in decibels). The computation time was 4.49 s.

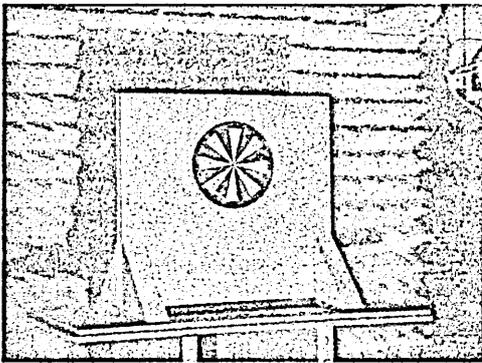


Fig. 16. Photograph of Siemens star-shaped target used in the resolution evaluation.

those used in the previous section. Fig. 18 shows the four images generated using DAS migration, Kirchhoff migration, Stolt F-K migration, and the proposed method. The image that was generated using DAS migration is so severely distorted that it is difficult to define the resolution based on the image, whereas the other three images each have different image resolution values.

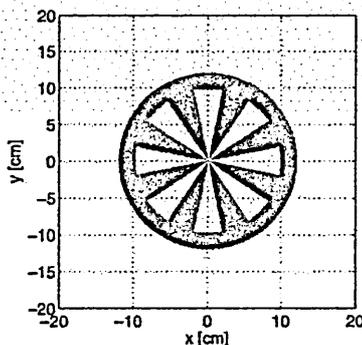


Fig. 17. The actual shape of Siemens star-shaped target. The inner and outer radii are 9.8 cm and 12.0 cm.

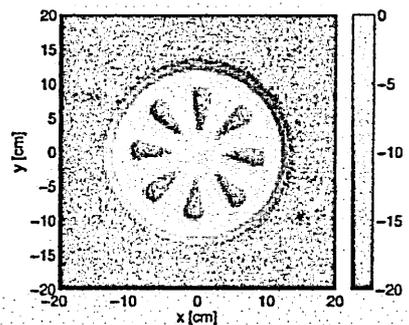
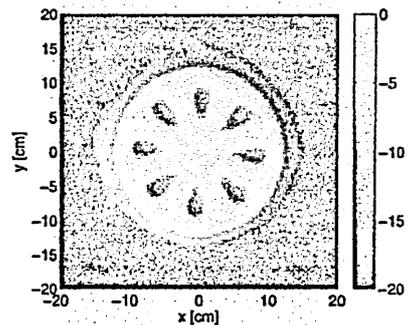
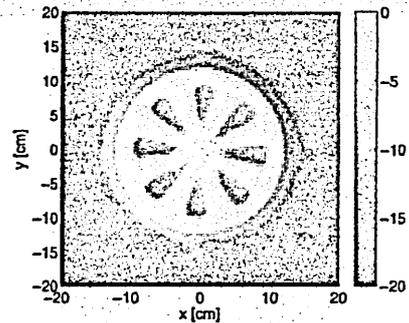
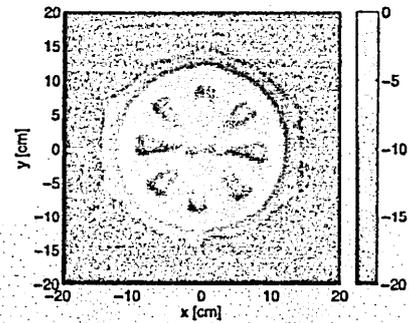


Fig. 18. Images of Siemens star target generated using, from top to bottom, DAS migration, Kirchhoff migration, Stolt FK migration and the proposed method (in decibels).

The spatial resolution of each image is calculated by finding a gap between the adjacent metal sections at a point where the target image strips are merged. The images are normalized to their maximum intensity, and we define the resolution of these images using a threshold of $I_{th} = -6\text{dB}$. We find the pixels $I(\mathbf{r})$ with value I_{th} , and among these pixels, we find the pixel nearest to the center of the target, \mathbf{r}_c . Because each gap in the Siemens star target has an angle of $\theta_s = \pi/8$, the special

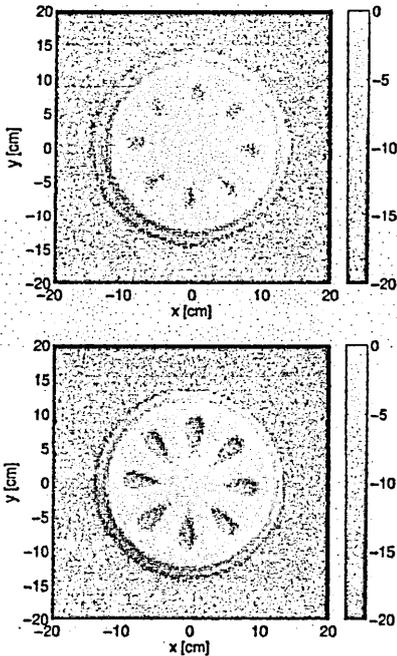


Fig. 19. Images generated using Stolt FK migration (top) and the proposed method (bottom) for a windowing roll off factor $\alpha = 0.8$ (in decibels).

resolution Δr can be expressed approximately as

$$\Delta r = \theta_s \min_r |r - r_c| \quad (19)$$

subject to $I(r) = I_{th}$.

Based on this definition, the values of the spatial resolution Δr were calculated to be 1.34 cm, 0.88 cm and 0.73 cm for Stolt F-K migration, Kirchhoff migration and the proposed method, respectively. These results quantitatively demonstrate the effectiveness of both Kirchhoff migration and our proposed method in terms of imaging resolution.

As noted in Section VI, the roll off factor α has been set to 0.3 above. Because the resolution depends on α , let us show images generated for different values of α . Fig. 19 shows the images produced using Stolt F-K migration and the proposed method for $\alpha = 0.8$, and Fig. 20 shows the same images for $\alpha = 0.0$. From these images, it is learned that the proposed method has a higher resolution than Stolt F-K migration method regardless of a window size. In practice, a window size needs to be properly selected, considering the trade-off between resolution and acceptable artifact level.

X. DISCUSSION

As we mentioned earlier, the number of measurement points was set to be $75 \times 75 = 5625$. The ProVision 2 (L-3 Communications, NY) body scanner, which is currently deployed in numerous airports, is intended to perform measurements at more than 128,000 points (320×400), as calculated based on the array size (2.0 m), the scanning diameter (1.6 m) and the operating frequency (24.0 GHz). Another body scanner that is being developed by Rohde & Schwartz, Germany uses 736 transmitters and 736 receivers, which result in more than

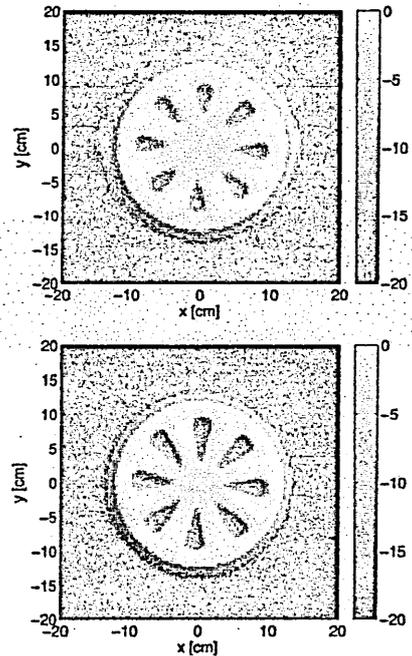


Fig. 20. Images generated using Stolt FK migration (top) and the proposed method (bottom) for a windowing roll off factor $\alpha = 0.0$ (in decibels).

540,000 measurements. In comparison, therefore, the number of measurement points assumed in this paper is not particularly large.

The proposed method was developed by expansion of an existing method (modified Kirchhoff migration). Because modified Kirchhoff migration was successfully applied to a MIMO radar system, it is deduced that our method could also be applied to MIMO radar, although MIMO radar lies outside the scope of this paper.

XI. CONCLUSION

In this paper, we proposed a fast and accurate imaging algorithm for UWB radar imaging based on a combination of Kirchhoff migration and Stolt's F-K migration. We introduced the texture angle and the IBST to obtain the reflection-point locations, and generated modified Kirchhoff signals that corresponded to the integrand of the Kirchhoff integral. Finally, Stolt F-K migration was applied to the modified Kirchhoff signals to obtain an accurate radar image. The proposed method was compared with the conventional DAS migration, Kirchhoff migration, and Stolt F-K migration by applying these methods to a dataset measured from a trihedral corner reflector to evaluate their approximate PSFs. The resulting images showed that the PSF width of the proposed method was found to be between those of the conventional DAS migration and the Kirchhoff migration. Finally, the four algorithms were applied to a dataset for five different targets to demonstrate the effectiveness of the proposed method in a realistic scenario. The proposed method produced clearer images of five different targets than the conventional methods. In addition, the proposed method can produce an image approximately 250

times faster than both the conventional DAS migration and the Kirchhoff migration.

REFERENCES

- [1] M. Arik, O. B. Akan, "Collaborative mobile target imaging in UWB wireless radar sensor networks," *IEEE Journal on Selected Areas in Communications*, vol. 28, no. 6, pp. 950–961, June, 2010.
- [2] Y. Yang and A. E. Fathy, "Development and implementation of a real-time see-through-wall radar system based on FPGA," *IEEE Trans. Geoscience and Remote Sensing*, vol. 47, no. 5, pp. 1270–1280, May 2009.
- [3] V. Venkatasubramanian, H. Leung, L. Xiaoxiang, "Chaos UWB Radar for Through-the-Wall Imaging," *IEEE Transactions on Image Processing*, vol. 18, no. 6, pp. 1255–1265, June 2009.
- [4] H. F. Abutarboush, M. Klemm, "Signal Selection for Contrast-Enhanced UWB Microwave Radar Imaging With Inhomogeneous Breast Phantoms," *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, vol. 12, pp. 1408–1411, 2013.
- [5] T. Counts, A. C. Gurbuz, W. R. Scott Jr., J. H. McClellan, and K. Kim, "Multistatic ground-penetrating radar experiments," *IEEE Trans. Geoscience and Remote Sensing*, vol. 45, no. 8, pp. 2544–2553, August 2007.
- [6] X. Zhuge, A. G. Yarovoy, T. Savelyev, L. Lighthart, "Modified Kirchhoff migration for UWB MIMO array-based radar imaging," *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, vol. 48, no. 6, pp. 2692–2703, 2010.
- [7] X. Xu, E. L. Miller, C. M. Rappaport, "Minimum entropy regularization in frequency-wavenumber migration to localize subsurface objects," *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, vol. 41, no. 8, pp. 1804–1812, August 2003.
- [8] J.-G. Zhao, M. Sato, "Radar Polarimetry Analysis Applied to Single-Hole Fully Polarimetric Borehole Radar," *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, vol. 44, no. 12, pp. 3547–3554, December 2006.
- [9] D. Garcia, L. L. Tarnec, S. Muth, E. Montagnon, J. Porée, G. Cloutier, "Stolt's f-k migration for plane wave ultrasound imaging," *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 60, no. 9, pp. 1853–1867, September 2013.
- [10] C. Gilmore, I. Jeffrey, and J. Lovetri, "Derivation and comparison of SAR and frequency-wavenumber migration within a common inverse scalar wave problem formulation," *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, vol. 44, no. 6, pp. 1454–1461, June 2006.
- [11] J. A. Stratton, *Electromagnetic Theory*, Wiley-IEEE Press, Hoboken, NJ, 2007.
- [12] W. Zhang and A. Hoorfar, "Three-dimensional real-time through-the-wall radar imaging with diffraction tomographic algorithm," *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, vol. 51, no. 7, 2013.
- [13] T. Sakamoto, "A fast algorithm for 3-dimensional imaging with UWB pulse radar systems," *IEICE Transactions on Communications*, vol. E90-B, no. 3, pp. 636–644, March 2007.
- [14] D. W. Winters, J. D. Shea, E. L. Madsen, G. R. Frank, B. D. Van Veen, S. C. Hagness, "Estimating the Breast Surface Using UWB Microwave Monostatic Backscatter Measurements," *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*, vol. 55, no. 1, pp. 247–256, January 2008.
- [15] S. Hantscher, A. Reizenzahn, C. G. Diskus, "Through-Wall Imaging With a 3-D UWB SAR Algorithm," *IEEE Signal Processing Letters*, vol. 15, pp. 269–272, February 2008.
- [16] R. Salman, I. Willms, "In-Wall Object Recognition based on SAR-like Imaging by UWB-Radar," *Proc. 8th European Conference on Synthetic Aperture Radar (EUSAR)*, June 2010.
- [17] S. Kidera, Y. Kani, T. Sakamoto, T. Sato, "A fast and high-resolution 3-D imaging algorithm with linear array antennas for UWB pulse radars," *IEICE Transactions on Communications*, vol. E91-B, no. 8, pp. 2683–2691, August 2008.
- [18] T. Sakamoto, T. G. Savelyev, P. J. Aubry, and A. G. Yarovoy, "Revised Range Point Migration Method for Rapid 3-D Imaging with UWB Radar," *Proc. 2012 IEEE International Symposium on Antennas and Propagation and USNC-URSI National Radio Science Meeting*, July 2012.
- [19] T. Sakamoto, T. Sato, Y. He, P. J. Aubry, A. G. Yarovoy, "Texture-based technique for separating echoes from people walking in UWB radar signals," *Proc. 2013 URSI International Symposium on Electromagnetic Theory (EMTS)*, pp. 119–122, 2013.
- [20] T. Sakamoto, T. Sato, P. J. Aubry, and A. G. Yarovoy, "Texture-based automatic separation of echoes from distributed moving targets in UWB radar signals," *IEEE Trans. on Geoscience and Remote Sensing*, vol. 53, no. 1, pp. 352–361, 2015.

電気光学変調器によるゼロチャープ光変調と
微小波長チャープの評価

Zero-chirp Modulation by Electro-optic Modulators and Evaluation of Small
Wavelength-chirp

榎原 晃¹, 山本将史¹, 河合正¹, 川西哲也^{2,3}

Akira Enokihara, Masashi Yamamoto, Tadashi Kawai, Tetsuya Kawanishi

¹兵庫県立大学 大学院工学研究科
Graduate School of Engineering, University of Hyogo

²情報通信研究機構
National Institute of Information and Communications Technology

³早稲田大学 理工学術院
Faculty of Science and Engineering, Waseda University

2015年8月17日
於 兵庫県立大学

概要 電気光学変調器を光強度変調動作させる際の波長チャープをその時間変化を基に解析し、変調動作パラメータとの関係を検討した。また、実際に、変調光スペクトルから微小な波長チャープ量を正確に評価する方法についても検討した。さらに、ゼロチャープ変調を実現するため2電極構成のマッハツェンダー型電気光学変調器に、等振幅で逆位相の2つの変調信号を印加するためのラットレース回路と光分岐比の制御電極とを同一 LiNbO₃ 基板上に直接形成したマイクロ波回路一体型構成の小型光強度変調素子を実際に試作し、その特性を評価した。その結果、10GHzで0.18程度あった小信号動作時のチャープパラメータを、光分岐比を制御することでほぼゼロに補償できることを確認した。

1. はじめに

波長チャープとは光強度変調の際に、光強度の変化に伴って光波の波長が揺らぐ現象である。このような光波長チャープを持つ光強度変調信号は、光ファイバ伝送する際の波長分散の影響により、信号波形の劣化が起こり、高速変調信号伝送や長距離伝送の際に問題になる可能性がある。電気光学(EO)変調器は他の光変調器に比べれば波長チャープは小さく、また高速動作が可能であることから、長距離・大容量光ファイバ伝送に適した変調器である。しかし、より一層の大容量化や高速化に伴い、わずかな周波数チャープも抑えたゼロチャープ変調は必要であると考えられる。

マッハツェンダー(MZ)型 EO 光強度変調では、干渉計を用いて位相変調を強度変調に変換するため、干渉動作がアンバランスになると位相変調成分が完全に相殺されず、強度変調信号に重畳される。そのため、光波の周波数(波長)が光強度変化に応じて変動し、波長チャープの原因となる。このような EO 光強度変調器の波長チャープの発生メカニズムは、直接変調の半導体レーザや EA 変調器とは根本的に異なる。EO 変調器の波長チャープは今までに様々な解析がなされている[1~5]。また、実際の EO 変調器では、*x*-cut LiNbO₃ 基板を用い、完全対称な電極構造で利用して低チャープ変調を実現することが一般的である。また、2つの MZ 変調器を並列接続し干渉の際のアンバランスを取り除くことで完全なゼロチャープを実現しようとする報告もなされている[2]。

本報告では、EO 光強度変調器の波長チャープ量を、その時間変化を基に解析し、変調動作パラメータとの関係を検討した。また、変調光スペクトルを用いて、電気光学変調器の微小な波長チャープ量を正確に評価する方法についても検討した。さらに、MZ 型電気光学変調器の波長チャープ特性を解析し、単一の MZ 変調器構造で波長チャープを完全に取り除く方法として、マッハツェンダー干渉計の光分岐比を制御する

ことを検討した。そして、実際に、2電極構成のマツハツェンダー型電気光学変調器に、等振幅で逆位相の2つの変調信号を印加するためのラットレース(RR)回路と光分岐比の制御電極とを同一LN基板上に直接形成したマイクロ波回路一体型構成の小型光強度変調素子を試作し、その特性を評価した。

2. 電気光学変調器のチャープパラメータ

波長チャープ量は、変調光の電界振幅を E_0 、位相を θ とすると、以下に示すように、 θ の時間変化つまり周波数変動と E_0 の時間変化との比率であるチャープパラメータ α で定義される。 [1]

$$\alpha = \frac{d\theta}{dt} \bigg/ \left(\frac{1}{E_0} \frac{dE_0}{dt} \right) \quad (1)$$

波長チャープを有する光強度変調光では E_0 と θ はともに時間変化するので、 α も時間関数となる。また、変調周波数で規格化した変調光の光周波数の変動 $\Delta\omega$ を以下のように定義する。

$$\Delta\omega = \frac{1}{\omega_m} \frac{d\theta}{dt}$$

変調光電界の複素振幅を E とすると、 $E = E_0 e^{j\theta}$ より

$$\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} = \frac{1}{E_0} \frac{dE_0}{dt} + j \frac{d\theta}{dt}$$

したがって、 α は以下の式で表される。

$$\alpha = \frac{\text{Im} \left[\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} \right]}{\text{Re} \left[\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} \right]} \quad (2)$$

次に、実際のEO変調器の α を求める。図1に示すようなMZ型EO変調器を考える。入力光の電界を E_{in} 、MZ干渉計の2本のアームを通過した光波の電界をそれぞれ E_1 、

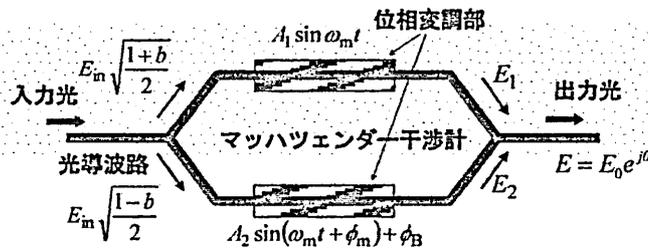


図1 電気光学変調器

E_2 とすると、変調光の電界 E は、

$$E = E_0 e^{j\theta} = \frac{E_1 + E_2}{\sqrt{2}}$$

$$\begin{cases} E_1 = E_{in} \sqrt{\frac{1+b}{2}} e^{jA_1 \sin \omega_m t} \\ E_2 = E_{in} \sqrt{\frac{1-b}{2}} e^{jA_2 \sin(\omega_m t + \varphi_m) + j\varphi_B} \end{cases} \quad (3)$$

ここで、 ω_m は変調信号の角周波数、 A_1, A_2 は誘導位相変化量の振幅で各アームでの位相変調指数に対応する。 φ_m は変調信号の初期位相差でスキューと呼ばれ、光 SSB 変調などの特殊な動作をしない限り、通常は 0 である。 φ_B は両アームの光学長差で決まる位相差バイアスで、光変調の動作点を定める。通常は線形性が良く、変調感度が最も大きい $\varphi_B = \pi/2$ を動作点とする。 b は分岐導波路部での電力分配比を示すパラメータで $b=0$ で等分配を表す。これらの式を用いて EO 変調器の α の時間変化を求めることができる。

光強度変調では、2つの導波路上に設置した変調電極に互いに逆符号で等振幅の変調波を印加するので、 $A_1 = -A_2$, $\varphi_m = 0$ となる。今、 $A_1 > 0, A_2 < 0$ と仮定すると、 $A = A_1 - A_2$ は合波・干渉の際の誘導位相差振幅となり、光強度変調における変調指数とする。位相変調がアンバランス ($A_2 \neq -A_1$) の場合には、位相変調光が干渉により完全に光強度変化に変換されず、光強度変調に伴って残留位相変調成分が生じ、波長チャープとなる。そこで、この位相変調のアンバランスを示す指標として α_0 を以下のように定義する。

$$\alpha_0 = \frac{A_1 + A_2}{A_1 - A_2} = \frac{A_1/A_2 + 1}{A_1/A_2 - 1} \quad (4)$$

後で述べるように、 $b \approx 0$ での小信号動作時の α は近似的に α_0 で表されるので、一般的に EO 変調器のチャープパラメータは α_0 で示すことが多い[3]。図 2 は、 A_1 と A_2 の比 $-A_1/A_2$ に対する α_0 の変化を表す。通常の EO 変調器の α_0 は 0.7 程度とされており、その場合の A_1 と A_2 の比は 5.6 程度、波長チャープを抑えたいいわゆるゼロチャープ変調器では $\alpha_0 < 0.2$ とされており、 A_1 と A_2 の比は約 1.5 以下となる必要があることがわかる。

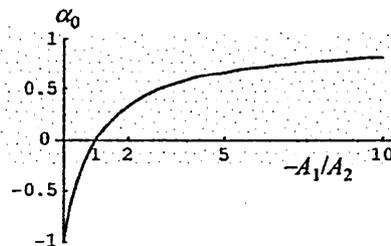


図 2 位相変調指数のアンバランスと α_0 の関係

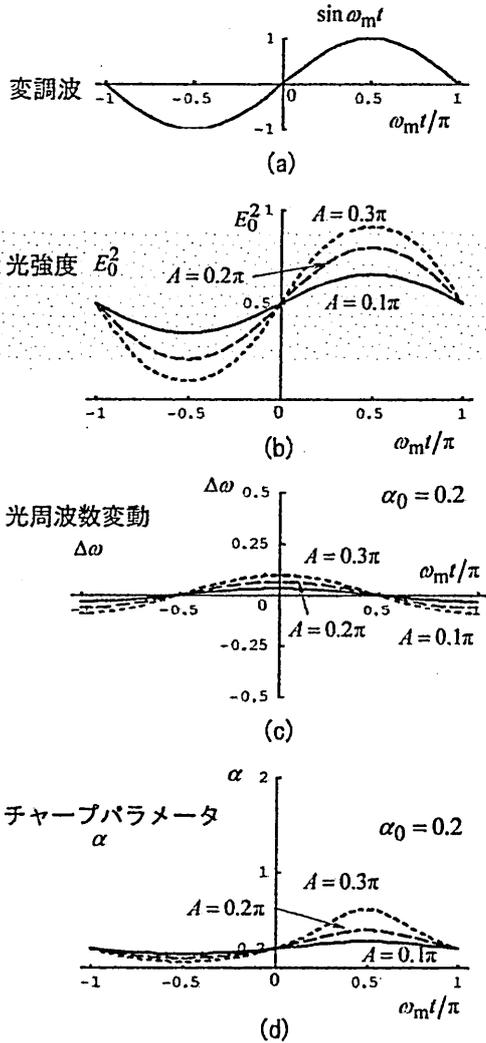


図3 振幅，光周波数，チャープパラメータの時間変化 ($\alpha_0=0.2$)

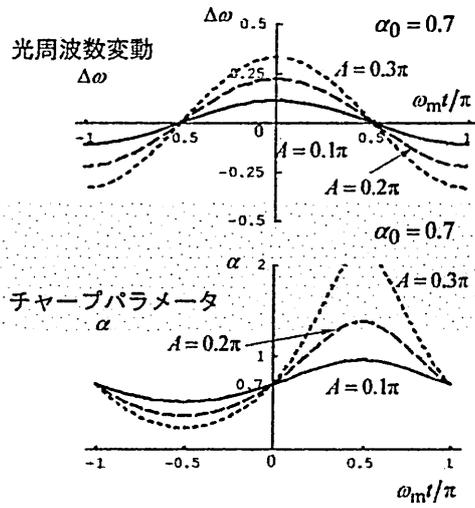


図4 光周波数，チャープパラメータの時間変化 ($\alpha_0=0.7$)

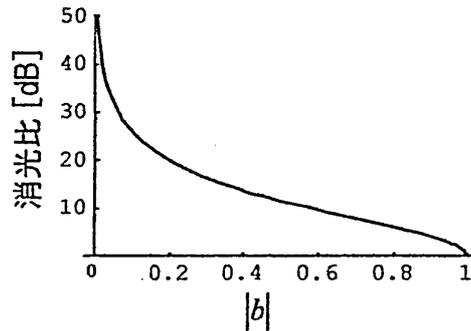


図5 消光比と $|b|$ の関係

理想的な光強度変調動作条件 ($\alpha_0=b=0, \varphi_B=\pi/2$) では、 θ は時間変化せず、 α は常に 0 である。そこで、まず $b=0$ とし、一般的な電気光学変調器の α_0 の保証値を参考にし、 $\alpha_0=0.2$ および 0.7 の時のチャープ特性の時間変化を求めた。

図3では、横軸は規格化した時間を表し、1周期分の変化をプロットしている。図3(a)は変調波で、単一正弦波による変調を仮定している。図3(b)は変調波に対する変調光の光強度 E_0^2 の時間変化を示している。ここで、変調指数 $A[\text{rad}]$ は、 $0.1\pi, 0.2\pi, 0.3\pi$ の3通りの場合について計算した。 A が大きくなると、EO変調の非線形性のため E_0^2 の波形が僅かに歪んでいることもわかる。図3(c)は $\alpha_0=0.2$ の時の光周波数の変動率 $\Delta\omega$ を、図3(d)は α の時間変化を示している。また、図4は $\alpha_0=0.7$ の条件で計算し

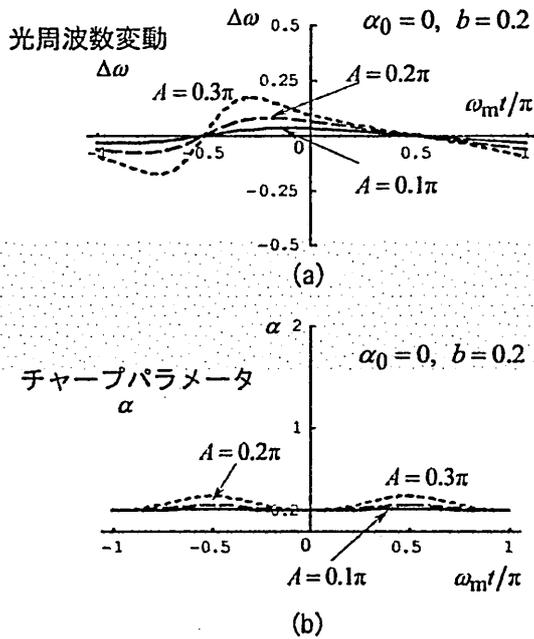


図6 光周波数, チャープパラメータの時間変化 ($\alpha_0=0, b=0.2$)

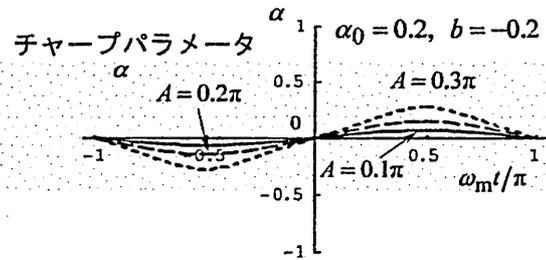


図7 光周波数, チャープパラメータの時間変化 ($\alpha_0=0.2, b=-0.2$)

た $\Delta\omega$ と α を示す。

グラフから EO 変調器のチャープ特性についてわかることは, $\alpha_0 > 0$ の時は, 光振幅 E_0 が増加する時に光周波数も増加し, 光振幅が減少する時に光周波数も減少する. α は, MZ 干渉計が ON 状態 (干渉の際の位相差が 0 に最も近い状態, グラフにおける $\omega_m t / \pi = 0.5$ の位置) に近づく程大きくなり, OFF 状態 (干渉の際の位相差が π に最も近い状態, グラフにおける $\omega_m t / \pi = -0.5$ の位置) に近づく程, 逆に小さくなることわかる. これら変化は, 変調指数 A および α_0 が大きくなるほど, 激しくなる.

また, 干渉計の光分岐比率が完全に等分配されるという条件下 ($b=0$) で, $t=0$ の時の α の値に注目すると, 変調指数などに関係なく, 変調器の位相変調指数のアンバランスを表す α_0 の値に等しいことがわかる. また, 小信号動作時は, α の時間変動も小さくなり, 近似的に $\alpha = \alpha_0$ と考えることができる.

一方, 干渉計の光分岐比率 b も, α_0 と同様に干渉のアンバランスを引き起こすので, チャープに影響を与える可能性が大きい. また, b は光変調の際の消光比として直接動作特性に影響を与えるもので, 図 5 に消光比と $|b|$ の関係を示す. 一般的な EO 変調器の消光比は 20dB 以上と言われているので, $|b|$ は最大で 0.2 程度と考えられる. そこで, $\alpha_0 = 0$ の場合において, $b = 0.2$ の時の α の時間変化を計算したものを図 6 に示す. b も同様に α に影響を与え, 小信号動作時は近似的に $\alpha = b$ となることもわかる. したが

って、チャープパラメータが 0.2 以下と言われているゼロチャープ仕様の光変調器においては、分岐比 b の影響を考慮する必要がある。そして、逆に、この原理を使って波長チャープを低減できる可能性もある。そこで、 $\alpha_0=0.2$ とし、 $b=-\alpha_0=-0.2$ とした場合の α の変化を図 7 に示す。 α_0 および b のそれぞれに起因するチャープが相殺され、0 を中心に α が変化することがわかる。

3. ゼロチャープ変調と微小チャープの評価

ここで、チャープパラメータ α は時間変動し、変調指数 A にも依存するので、光変調器の波長チャープ発生量の指標としては使いにくい。そこで、 α の代わりに、小信号動作時の α の近似値を α_s と置いて、これを光変調器の用いることとする。EO 変調器の動作特性は非線形であるので、一般的には EO 変調器は小信号動作をさせる。したがって、 α_s は EO 変調器の波長チャープ発生量を表す指標として有効である。図より、 $t=0$ での α が α_s に対応するので、それを求めると、

$$\alpha_s = \frac{\alpha_0 + b}{\sqrt{1 - b^2}} \quad (5)$$

となる。上の式から、EO 変調器の波長チャープには α_0 と同程度に分岐導波路部での電力分配比 b が寄与することがわかる。また、 b が小さいときは、 $\alpha_s = \alpha_0 + b$ と近似できる。図 8 は、3 通りの α_0 の場合について、 α_s と b との関係を表したものである。図より、 $\alpha_0 \neq 0$ であっても、 $b = -\alpha_0$ に設定することができれば、小信号動作時の α である α_s を 0 にすることが可能であることがわかる。

EO 変調器においては、動作パラメータと波長スペクトルの関係が理論的に計算できるので、単一周波数で駆動し、その際の変調光スペクトルから間接的に波長チャー

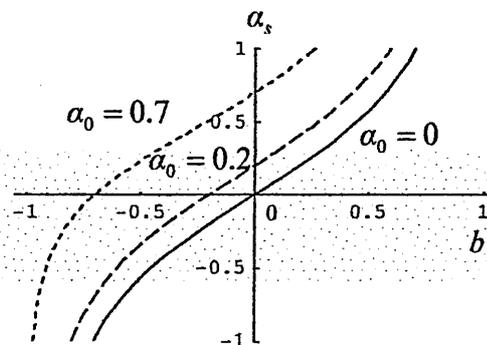


図 8 分配比 b と α_s との関係

ブを評価する手法が利用できる[2-4]. ここでは b の値を考慮し, 変調光スペクトルから α_s を求める方法について検討する.

式(3)をベッセル関数で展開し, n 次側波帯成分の強度 I_n を求めると,

$$I_n = \frac{|E_{in}|^2}{4} \left| \sqrt{1+bJ_n} \left\{ (\alpha+1)A/2 \right\} + \sqrt{1-bJ_n} \left\{ (\alpha-1)A/2 \right\} e^{j\varphi_B} \right|^2 \quad (6)$$

ここで, J_n は n 次の第 1 種ベッセル関数で, $\varphi_m=0$ とし, $n=0$ は搬送波を表す. この式より, 位相差バイアス φ_B を変化させた時の搬送波成分の最大値, 最小値を I_{0max} , I_{0min} , 1次側波帯成分の最大値, 最小値を I_{1max} , I_{1min} について求めたものを以下に示す.

$$\begin{cases} I_{0max} = \frac{|E_{in}|^2}{4} \left| \sqrt{1+bJ_0} \left(\frac{\alpha_0+1}{2} A \right) + \sqrt{1-bJ_0} \left(\frac{\alpha_0-1}{2} A \right) \right|^2 \\ I_{0min} = \frac{|E_{in}|^2}{4} \left| \sqrt{1+bJ_0} \left(\frac{\alpha_0+1}{2} A \right) - \sqrt{1-bJ_0} \left(\frac{\alpha_0-1}{2} A \right) \right|^2 \\ I_{1max} = \frac{|E_{in}|^2}{4} \left| \sqrt{1+bJ_1} \left(\frac{\alpha_0+1}{2} A \right) - \sqrt{1-bJ_1} \left(\frac{\alpha_0-1}{2} A \right) \right|^2 \\ I_{1min} = \frac{|E_{in}|^2}{4} \left| \sqrt{1+bJ_1} \left(\frac{\alpha_0+1}{2} A \right) + \sqrt{1-bJ_1} \left(\frac{\alpha_0-1}{2} A \right) \right|^2 \end{cases} \quad (7)$$

と表すことができる. これらの式から α_0 と b を求めることができ, さらに, (5)より, 小信号動作時のチャープパラメータ α_s を求めることができる.

4. ラットレース回路を一体化したゼロチャープ変調器

すでに述べたように, EO 変調器では光分岐比 b を調節できれば, $\alpha_0 \neq 0$ であっても, 原理的にはゼロチャープ ($\alpha_s=0$) を実現できる. しかし, LN 導波路において光分岐比を大きく変化させることは困難であるため, α_0 を極力小さく設計された変調器に対して, わずかに残るチャープを光分岐比 b の微調整によって補償し, 最終的に波長チャ

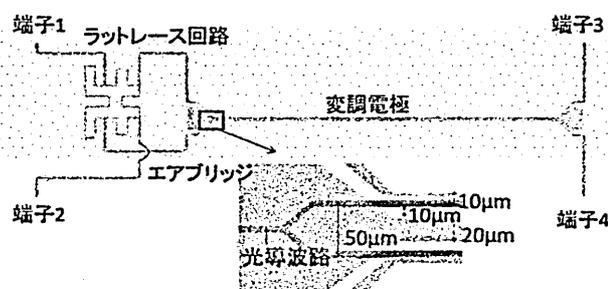


図9 変調電極パターン

ープをゼロにすることを試みた。図9にそのためのEO変調器の変調電極部のパターンを示す。パターンはラットレース(RR)回路と呼ばれる180°ハイブリッドとしての動作をするマイクロ波回路と2電極構成の変調電極とからなる。

RR回路に関しては、図10にその基本構成(a)と今回作製した小型構造のRR回路(b)のパターンを示す。図10(a)に示すようにラットレース回路は1つの3/4波長線路と3つの1/4波長線路からなるリング線路で構成され、特性インピーダンスを50Ωを基準にすると、リング線路部のインピーダンスを70.7Ωと設定すれば、ポート1から入力された高周波信号をポート2とポート3から逆相で等分配出力される。しかし、RR回路はリング部分だけでも1.5波長の電気長があるため、マイクロ波帯においては変調電極部に比べて大きな面積を占める。そこで、図10(b)に示すように、リング部分をミアンダライン構造にし、占有面積を約40%低減させたパターンを設計した。図中には0.5mm厚のLiNbO₃(LN)基板上に中心周波数10GHzで設計したときの概形寸法を記入している。

このRR回路を図9にあるように、基板上で直接変調電極と接続している。その際に、接続線路は電気長を等しくなるように引き回している。これによって、端子1へ入力された変調信号は、位相差180°で等分配されて変調電極に入力されるため、 α_0 の小さな光変調が実現できるものと思われる。

図11は、電気長を一致させるための線路引き回し分を含めたRR回路部分の特性評価のためのパターンの写真である。各ポートにはプローブ測定用の端子部を設けている。線路の交差部分はワイヤーボンディングによるエアブリッジで接続している。基板には0.5mm厚のz-cutLN基板を、線路導体には1μm厚の金を用いており、中心周波数は10GHzで設計した。測定では、プローバを用いて、TRL校正により参照面を基板内に設定し、測定用端子部のインピーダンス不整合の影響を取り除いた。図12に3次元回路シミュレータHFSSを用いて解析した結果と実際の実測結果とを示す。図

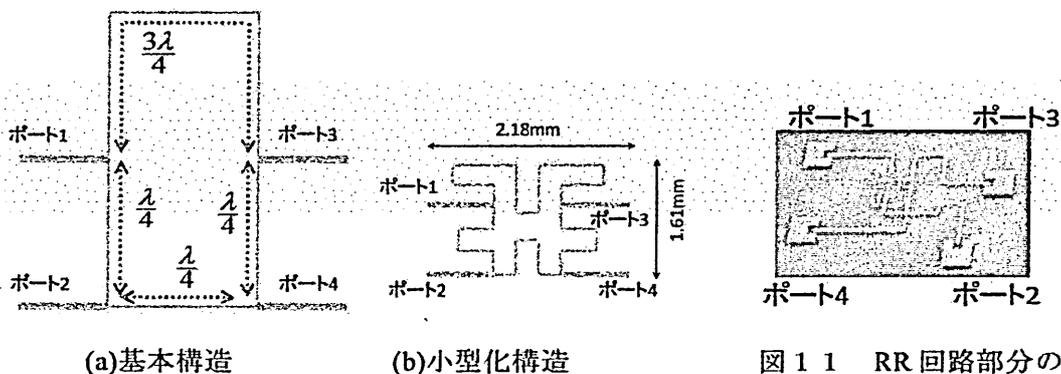


図10 LiNbO₃基板上のラットレース回路パターン

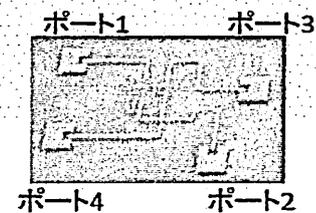


図11 RR回路部分の特性評価用パターン

からわかるとおり、10GHz付近では、ポート1からポート2、3への電力分配比のずれは約1dB以内で出力信号の位相差もほぼ180°を維持していることがわかる。

RR回路と変調電極との接続に関しては、図9にあるようにRR回路からの線路に接地電極を徐々に近づけて不連続の影響を抑えながら、非対称コプレナー線路に変換し、その後、線路幅を縮小して変調電極に接続する構成を用いた。変調電極部は中央に接地電極を持つ非対称コプレナー線路構造とし、電極長6.7mmで、20 μ m幅の接地電極の両側に10 μ mのギャップを介して10 μ m幅のストリップ電極を配置した。光導波路は、マッハツェンダー干渉計の上下のアームが2本のストリップ電極直下にくるように配置しており、その中心間隔は50 μ mである。

また、分岐比調整用電極は図13に示すように、マッハツェンダー干渉計の光導波路の分岐部分に設置し、電極間隔を導波路分岐に合わせてテーパ状に広がる構造とした。長さ6mmで、最小電極間隔は導波路幅と同じ7 μ mである。これにより、分岐部分の2本の光導波路の屈折率に差を設け、屈折率の高い方の導波路との結合度が大きくなるようにした。また、実際に作製する光変調器には、変調電極に隣接して位相差バイアス調整用電極も設けている。

5. 光変調器の試作・評価

作製した光変調器を評価用治具に装着したときの写真を図14に示す。実験では、波長1550nm付近の光を用い、光導波路は、通常のチタンの熱拡散により作製した。導波路幅は1550nm光での単一モード伝搬を想定し、7 μ mとした。光導波路が作製さ

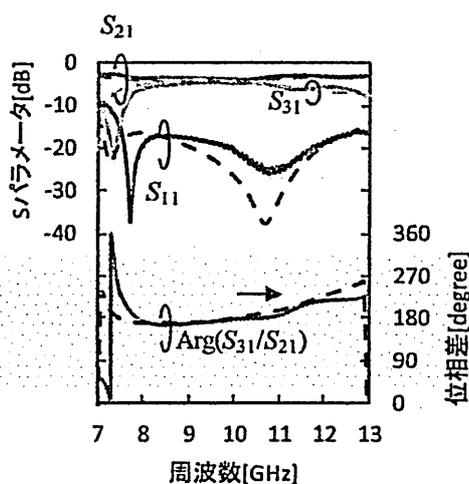


図12 RR回路部分の特性
実線：実測結果，破線：解析結果

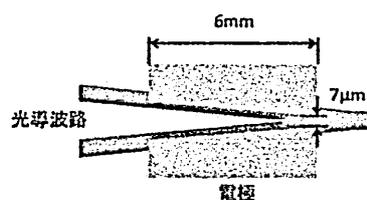


図13 光分岐比調整用電極パターン

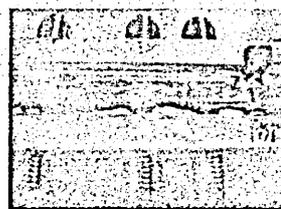


図14 試作した光変調器

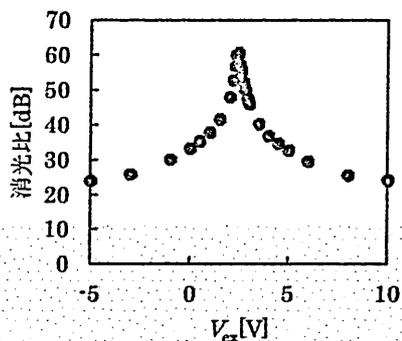


図 1 5 V_{ex} と消光比との関係

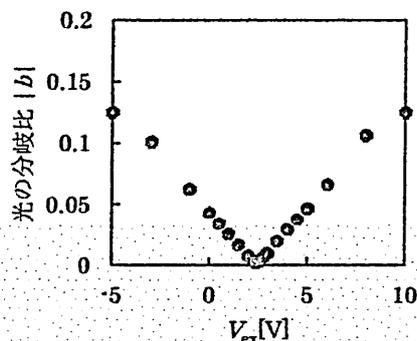


図 1 6 V_{ex} と $|b|$ との関係

れた LN 基板表面上に、 SiO_2 による緩衝層を設けた後、リフトオフ法により膜厚 $1\mu\text{m}$ の金により導体パターンを形成した。

作製した光変調器に、レーザー光を偏波コントローラによって偏波を合わせて入力し、位相差バイアス調整電極に電圧を印加した際の MZ 干渉計の消光比を視測した。図 1 5 は光分岐比調整用電極に印加した電圧 V_{ex} と消光比との関係を示す。分岐比調整用電極に電圧を印加しない状態 $V_{ex}=0$ での消光比は 33.4dB でこれは $b=0.042$ に対応する。そして、電圧を印加していくと消光比も変化し、 $V_{ex}=2.45\text{V}$ で 60dB 以上の最大の消光比が得られた。このとき、 $|b| < 0.002$ であった。また、図 1 6 は、 V_{ex} と $|b|$ の関係を示したものである。 b は V_{ex} に対して直線的に変化していくことがわかる。実際の b は負の値も取るが、この実験では b の正負の判別はできないので、 $|b|$ を縦軸とした。本実験では、電圧印加によって b は最大で ± 0.2 程度まで調整できることを確認している。

実際に、光スペクトラムアナライザを用いて変調光スペクトルを視測した。変調信号は 10GHz で、入力パワーは約 300mW である。視測した変調光のスペクトルの一例

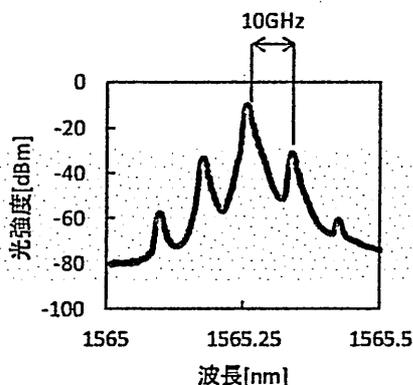


図 1 7 変調光スペクトルの一例

を図 1 7 に示す。光強度変調に相当する変調光スペクトルが得られている。

次に、観測した変調スペクトルから(6)を用いて小信号動作時のチャープパラメータ α_s の算出を行った。図 1 8 には、分岐比調整用電極に電圧を印加しないとき ($V_{ex}=0$, \circ でプロット) と、消光比が最大 ($|b|$ が最小) になるように V_{ex} を印加したとき (Δ でプロット) の、 α_0 , b , および、小信号動作時のチャープパラメータ α_s の周波数特性を示している。 $V_{ex}=0$ の時 (\circ 印) について見てみると、測定誤差を幾分含んではいるが、概ね以下のことが言える。 α_0 は周波数によって変動しているが、10GHz におい

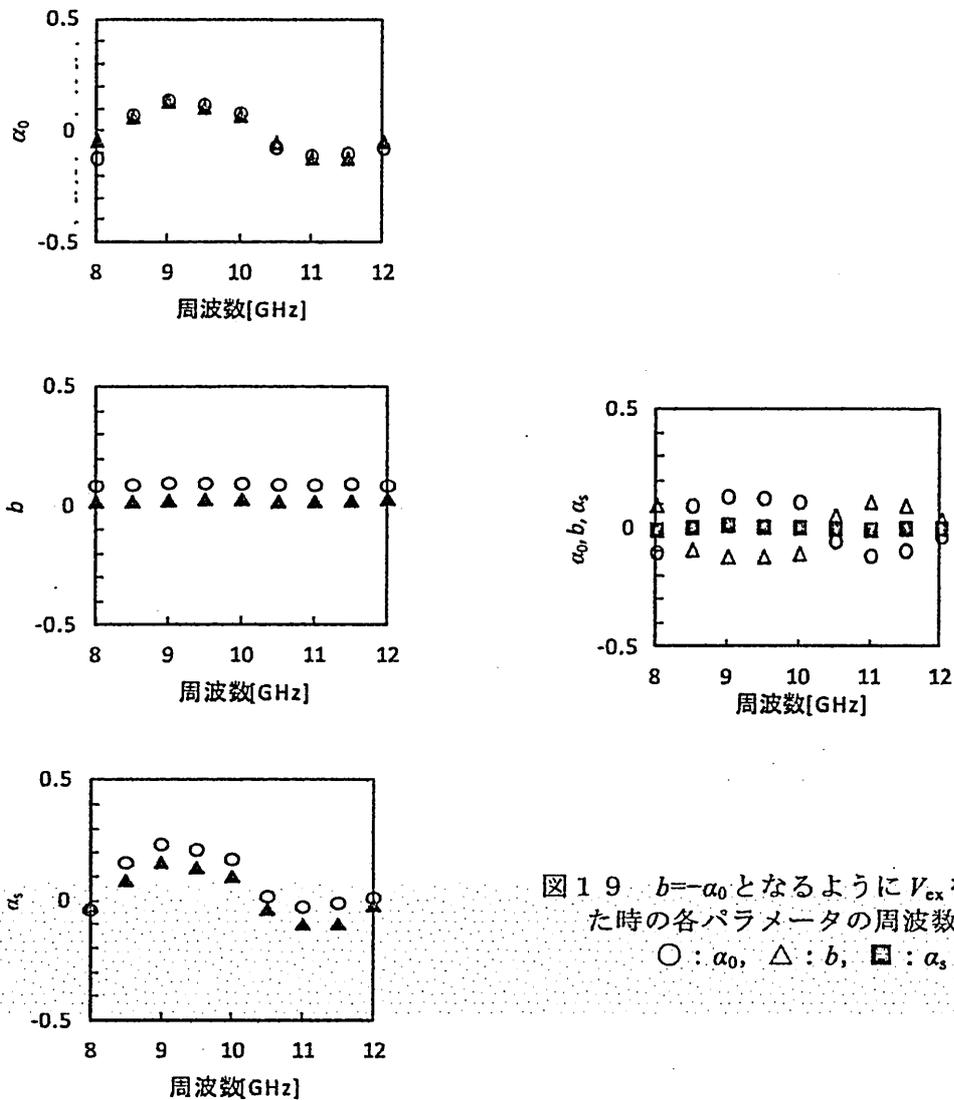


図 1 9 $b=-\alpha_0$ となるように V_{ex} を調整した時の各パラメータの周波数特性
 \circ : α_0 , Δ : b , \square : α_s

図 1 8 α_0 , b , α_s の周波数特性
 \circ : $V_{ex}=0$, Δ : 消光比が最大になるように V_{ex} を印加

て 0.08 程度の値を示しており，光分岐比のずれに起因する b の値 0.10 が加わり， a_s の値は約 0.18 程度となっている．そして， V_{ex} を印加し光分岐比をほぼ完全に対称にすると (Δ 印)， $b=0$ となり， a_0 の値がそのまま a_s になっている．

そこで，次に， $b=-a_0$ となるように V_{ex} をさらに調整し， a_0 の変動を b で補償することを試みた．その結果を図 19 に示す．図から分かるように，小信号動作時のチャープパラメータ a_s を ± 0.01 以下に抑えることができている．ほぼ 0 に近い波長チャープ特性が実現できることを示している．今回の構造では， b は ± 0.2 程度(消光比で約 20dB)まで調整可能であるので， a_0 を ± 0.2 程度以下に抑えることができれば，分岐比調整電極に電圧を印加することによって， a_s の補償が可能となることがわかる．

6. まとめ

電気光学変調器のチャープパラメータについて，変調器の各動作パラメータによる影響を検討し，変調光スペクトルから微小なチャープパラメータを正確に求める方法についても検討した．また，2電極構成のマッハツェンダー(MZ)型電気光学変調器に，等振幅で逆位相の2つの変調信号を印加するためのラットレース回路とMZ干渉計の光分岐比制御のための電極とを，同一LiNbO₃基板上に直接形成したマイクロ波回路一体型構成の小型光強度変調素子を提案し，実際に試作した．特性評価の結果，10GHzで0.18程度あった小信号動作時のチャープパラメータを，光分岐比を制御することでほぼゼロに補償できることを確認した．

参考文献

- [1] F. Koyama, and K. Iga, "Frequency chirping in external modulators," J. Lightwave Technol., Vol.6, no.1, pp.87-93, January 1988.
- [2] T. Kawanishi, T. Sakamoto, A. Chiba, M. Tsuchiya, and H. Toda, "Ultra high extinction-ratio and ultra low chirp optical intensity modulation for pure two-tone lightwave signal generation," Proceedings of CLEO2008, San Jose, USA, no.CFA1, May 2008.
- [3] T. Kawanishi, K. Kogo, S. Oikawa, and M. Izutsu, "Direct measurement of chirp parameters of high-speed Mach-Zehnder-type optical modulators," Optics Communications, Vol.195, no.5-6, 15, pp. 399-404, August 2001.
- [4] N. Courjal, J. M. Dudley, and H. Porte, "Extinction-ratio-independent method for chirp measurements of Mach-Zehnder modulators," OPTICS EXPRESS, vol.12, no.3, pp.442-448, February 2004.
- [5] 榎原，河合，川西，"電気光学変調器での波長チャープの時間変化の解析と微小チャープ量の評価方法の検討" 信学技報，vol.114, no.14, MWP2014-2, pp. 7-12, 2014年4月.

サブ波長金属粒子における
高強度テラヘルツ波誘起不可逆応答

Intense terahertz-wave induced irreversible response
in subwavelength metal particles

田所 譲, 高野 恵介, 萩行 正憲, 中嶋 誠

Y. Tadokoro, K. Takano, M. Hangyo, and M. Nakajima

大阪大学 レーザーエネルギー学研究センター

Institute of Laser Engineering, Osaka University

2015年8月17日

於 兵庫県立大学

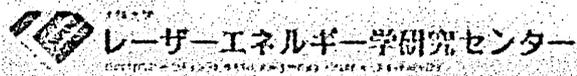


サブ波長金属粒子における
高強度テラヘルツ波誘起不可逆応答

Intense terahertz-wave induced irreversible response
in subwavelength metal particles

田所 譲 Yuzuru Tadokoro

大阪大学 工学研究科 精密科学・応用物理学専攻
大阪大学 レーザーエネルギー学研究センター



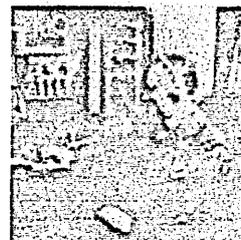
Ensemble of metal particles



- Ensemble of metal particles



<http://www.historywebsite.co.uk/Museum/Engineering/Electronics/history/earlytxrx.htm>



R. Bridgman, Phys. World 14 (2001).

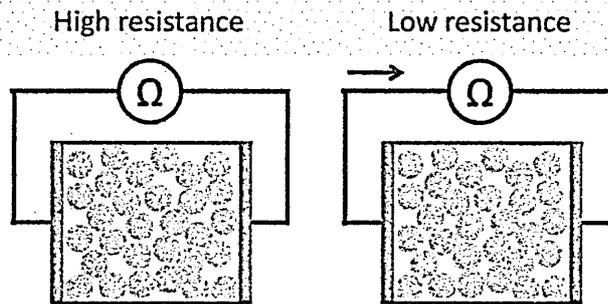
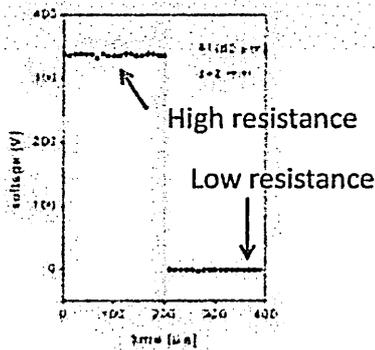
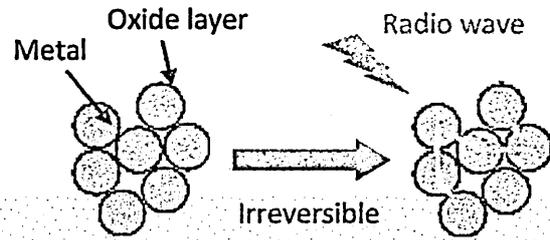
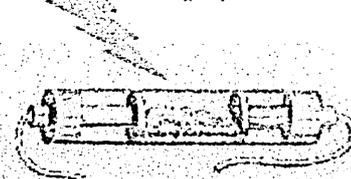


<http://otonanokagaku.net/products/others/car/detail.html>

Resistance change of metal particles

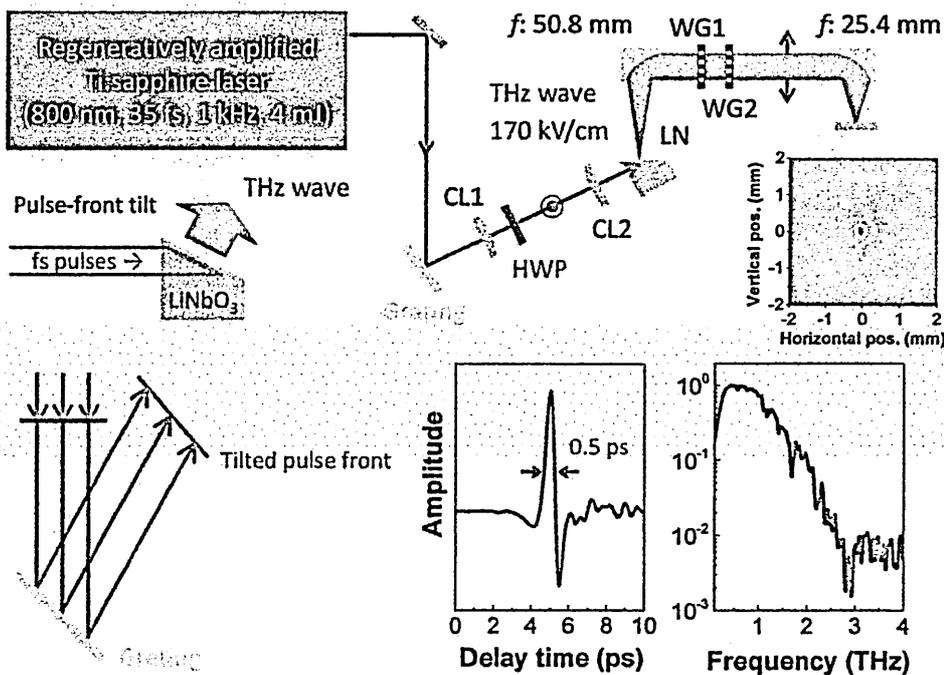


EM wave <http://www.historywebsite.co.uk/Museum/Engineering/Electronics/history/earlytxrx.htm>



P. M. Nikolić et al., *Sci. Sintering* 34, 101 (2002).

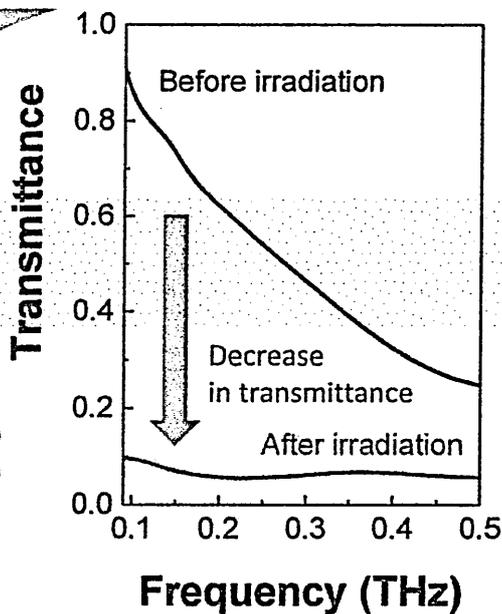
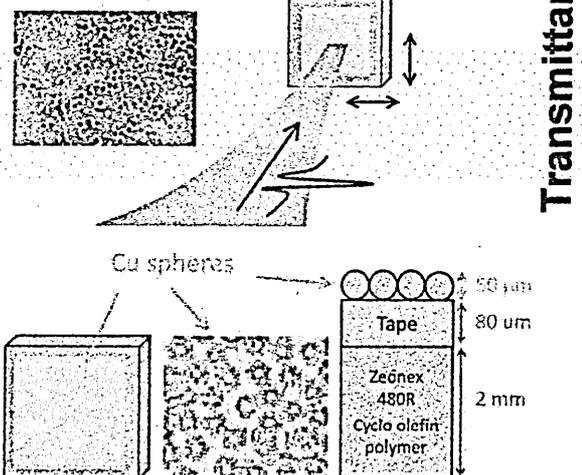
Experimental setup



Transmittance change



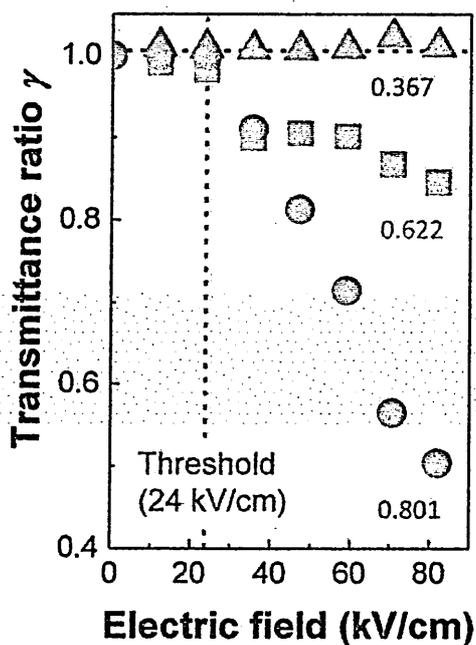
Irradiation time: 1 sec./pt
 Stage step: 500 μm
 Irradiation area:
 3 mm × 3 mm



Threshold characteristic

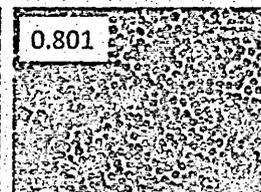
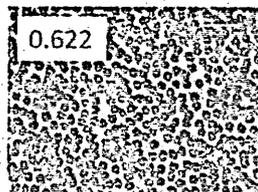
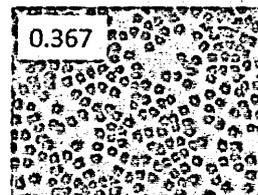


- Transmittance ratio @ 0.3 THz



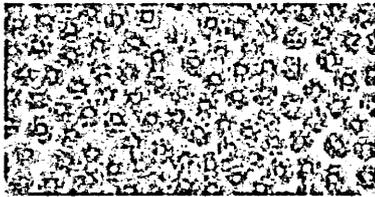
Transmittance ratio

$$\gamma(\omega) = \frac{T_{w/irra}(\omega)}{T_{w/o\ irra}(\omega)}$$



Incident electric field of THz waves is enhanced between the particles.

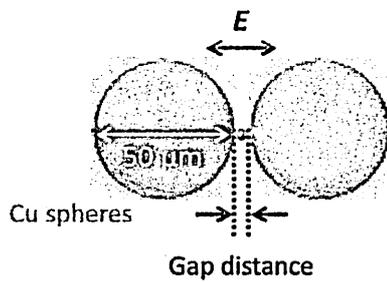
Estimation of field enhancement between the particles



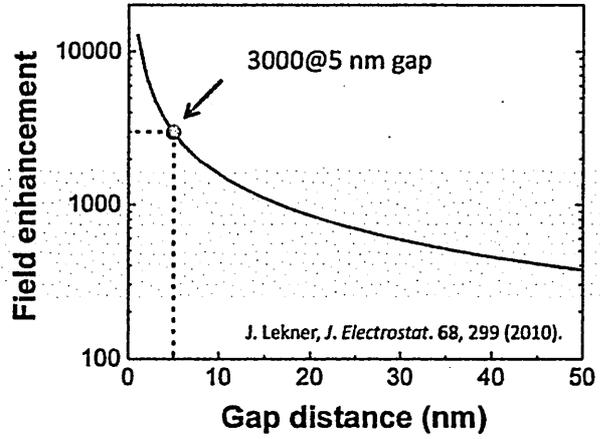
Too complex to analyze the result.

↓ Simplification

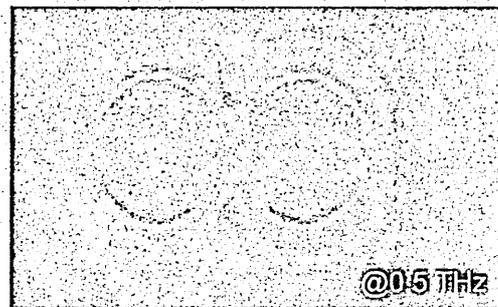
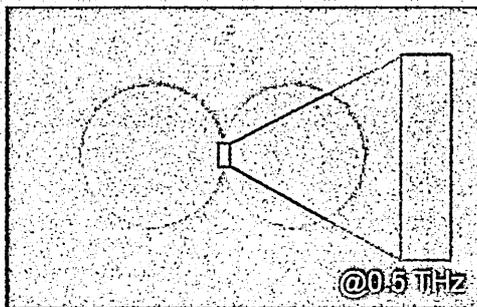
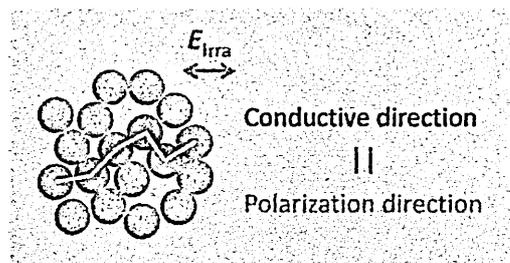
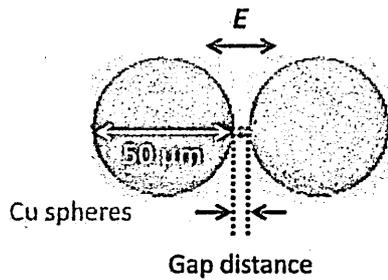
- Two-spheres model



- Electric field enhancement between the particles



Polarization dependence of field enhancement



Summary



- 金属粒子集団における不可逆応答の概要を紹介した.
- サブ波長の金属粒子集団, 高強度テラヘルツ波を用いてテラヘルツ誘起の不可逆応答を実証した.
- 金属粒子集団の透過率変化はテラヘルツ波の偏光方向に生じた.
→ 導通経路が偏光方向にできている
- 透過率減少には発生閾値(24 kV/cm)があり, 粒子間での電場増強によって入射電場は数十MV/cmまで増強されている

合成球面波を用いた
低漏洩ビーム型マイクロ波無線電力伝送システムの検討
*Study on Confined-beam Type Microwave Power Transmission System
by using Synthesized Spherical Wave*

松室 堯之
Takayuki Matsumuro

石川 容平
Yohei Ishikawa

石川 峻樹
Takaki Ishikawa

篠原 真毅
Naoki Shinohara

京都大学 生存圏研究所
Research Institute for Sustainable Humanosphere, Kyoto University

2015年8月17日(月)
於：兵庫県立大学

合成球面波を用いた 低漏洩ビーム型マイクロ波無線電力伝送システムの検討

松室堯之 石川容平 石川峻樹 篠原真実

京都大学 生存圏研究所
〒611-0011 京都府宇治市五ヶ庄

概要

マイクロ波を用いたビーム型の無線電力伝送システムにおいては、伝送効率向上の観点だけでなく、生態系に対する影響や他の無線機器との干渉を抑えるために、システム外に漏洩するエネルギーを極めて小さく抑えることが、広く社会に許容されるために重要である。このような問題に対し本研究では、球面波の合成電磁界を用いたマイクロ波無線電力伝送システムの設計手法を提案する。この手法においては、波源を構成するアンテナアレー素子の入力振幅に先立って、高いエネルギー閉じ込め性を持つ伝搬電磁界を設計する。これにより、良好な特性を持つマイクロ波ビームの理論限界を明確にした送電アンテナ設計が可能となる。さらに、本研究では半球誘電体共振器アレーアンテナの整合条件について検討し、受電アンテナの反射によるシステム外へのエネルギー放射の抑制についても、基礎的な解析を行った。

1 はじめに

マイクロ波を用いた無線電力伝送は、他の無線電力伝送方式と比較して、遠距離を無線で伝送可能であるという大きな特徴を持つ [1]。静止衛星軌道において太陽発電を行い、無線電力伝送を用いて地上でその電力を利用する宇宙太陽発電システムが注目を集めている [2, 3]。近年、マイクロ波電力伝送の特徴を活かしたシステムとして、電気自動車の無線給電 [4] や、離島間における無線電力伝送システム [5] が提案されている。このような大電力を扱うビーム型のマイクロ波電力伝送においては、生態系や既存の無線通信システムへの干渉を避けるため、外部へのエネルギー漏洩を抑えることが重要である。システム外へのエネルギー漏洩を引き起こす2つの主要因は、送電アンテナからの不要方向への放射と、受電アンテナの不整合による反射である。

無線電力伝送用の送電アンテナ技術として、様々な制約条件の下でフェーズドアレーアンテナの振幅と位相を最適化する研究が進められている [4, 6, 7]。しかし、長距離の無線電力伝送に用いられる大型のフェーズドアレーアンテナの場合、アンテナ素子数が膨大となるため、より見通しの良いビーム設計手法が求められる。このような問題に対し我々は、高いエネルギー閉じ込め性を持つマイクロ波ビームの見通しの良い設計手法として、球面波の合成電磁界 [8] を用いたビーム設計手法を提案する。

一方で、無線電力伝送に用いる受電アレーアンテナについては、これまで様々な実験および解析が進められてきた [9, 10, 11]。しかし、エネルギー漏洩を避けることを目的として、高い整合度を問題にした検討は行われていない。また、受電アンテナには試作の容易さからパッチアンテナしばしば用いられるが、表面波モードなどの影響によるアンテナ間相互結合の問題が指摘されている。そこで本研究では、マイクロ波電力伝送用受電アンテナとして半球誘電体共振器アレーアンテナ [12] を提案する。半球誘電体共振器アンテナは、最も遮断領域が小さな最低次の球面波（微小ダイポールモード）のみを励振するため、相互結合の少な

い良好なアンテナ特性が期待される。本稿では、TEMモード導波管モデルを用いた電磁界シミュレーションにより、平面波と無限アレーアンテナの整合条件について検討する。

2 平面波の展開係数を用いた球面波の合成

本研究ではこれまで、高い指向性利得を持った小型アンテナの開発を目的として、平面波の展開係数を用いて球面波を合成した電磁界について詳細な検討を行ってきた [13, 14]。その結果新たに、放射波と吸収波を合成することにより、ビーム伝搬電磁界が得られることが明らかとなった。

球面波とは、マクスウェル方程式の球座標系における直交基底関数であり、その電界および磁界は、球ベッセル関数、球面調和関数を用いて解析的に表される。電気多重極輻射に対応する TM モードと、磁気多重極輻射に対応する TE モードの 2 種類が存在し、次数 ℓ, m ($1 \leq \ell \leq \infty, -\ell \leq m \leq \ell$) で表される無数のモードを持つ。一方、平面波はマクスウェル方程式の直交座標系における基底関数であり、その電界および磁界は指数関数を用いて表される。このような球面波と平面波をつなぐ手法として、平面波の球面波展開がある。このことは、球面波を合成することにより、平面波が得られることを意味している。本研究ではまず、平面波を球面波によって展開することにより得られる係数を用いて、最大 $\ell = \ell_{\max}$ までの球面波を合成した電磁界（合成球面波）について解析を行った。

図 1 に示したのは、球面波および合成球面波の $t=0$ における瞬時電力密度分布の xz 断面である。瞬時電力密度分布は、瞬時ポインティングベクトルの絶対値で与えられる。図 1a は、外向きに進行する $\ell=10$ の TM モード球面放射波を表している。原点から外向きに全方向的に放射していることが分かる。このように、単一モードの球面波は特定の方向に対して指向性を持たない。さらに、原点近傍には、遮断導波管のような非伝搬の波が存在する。単一モードの球面波は、次数 1 の大きさに比例した遮断領域を持つ。図 1b は、 $\ell=1$ から $\ell=10$ までの外向き球面波を平面波の展開係数を用いて合成した電磁界である。各次数の球面波の合成により、一方向に強い指向性を示していることが分かる。さらに図 1c に示したのは、 $\ell=1$ から $\ell=10$ までの外向き球面波および内向き球面波を合成した電磁界である。放射波と吸収波の合成によって、原点の多重極及び遮断領域の強い共振電磁界は完全に消滅し、エネルギービームが現れる。ビームウェストの大きさは、合成する球面波の最大次数に比例し、極限において平面波となる。

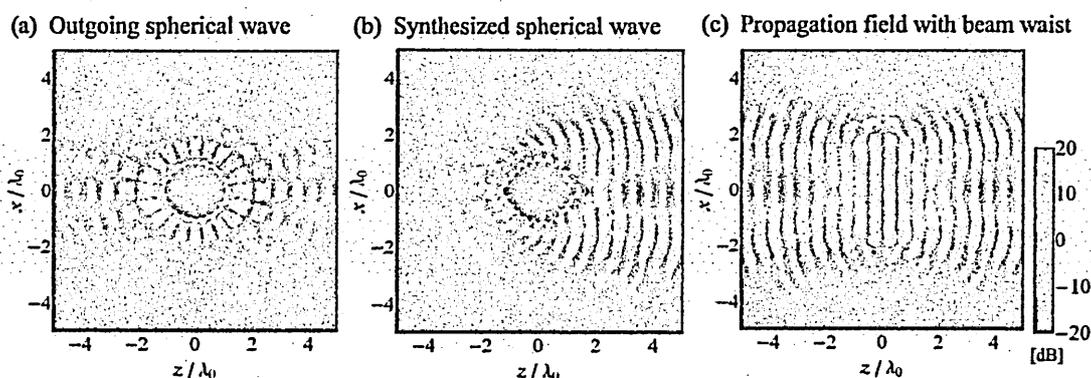


図 1: 球面波および合成球面波の $t=0$ における瞬時電力密度分布

3 球面波の合成電磁界を用いたビーム設計手法

前章では、平面波の球面波展開により得られた係数を用いて、球面放射波および球面吸収波を有限個合成することにより、ビーム電磁界が合成されることを示した。そこで本研究は、このような球面波の合成電磁界を用いたビーム設計手法を提案する。

図2にビーム電磁界を用いたマイクロ波電力伝送路設計の概要図を示す。球面波の合成により得られるビーム電磁界のビームウエストの直径 D_w は球面波の最大次数 l_{\max} に比例する。

$$D_w = \frac{\lambda}{\pi} l_{\max} \quad (1)$$

また、ビームの開き角 θ は球面波の最大次数 l_{\max} に反比例して鋭くなる。

$$\theta_0 = \frac{\pi}{l_{\max}} \quad (2)$$

このようにして合成されたビーム電磁界を用いてマイクロ波電力伝送路を設計するために、ビーム断面の振幅・位相を抽出し、フェーズドアレーアンテナの入力として用いる。今回は、対称性の良い伝送系として、送受電アンテナの大きさが同じであり、ビームウエストが送受電アンテナの中心にあることを仮定して設計を行なう。このとき、送受電アンテナの直径を D_a として、送電距離を L_T とすると、ビームの開き角 ($\theta = \eta \theta_0$ 、ただし η は定数) と伝送システムのパラメータは以下の式で表される。

$$\frac{D_a}{L_T} = \tan \theta \quad (3)$$

式(1)、式(2)、式(3)を用いることにより、送受電アンテナ間のビーム全体を見通し良く設計することが出来る。

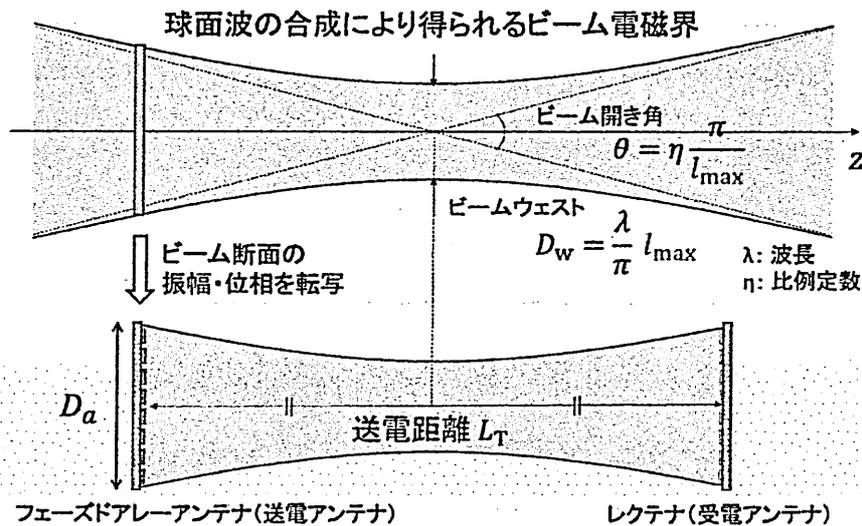


図 2: ビーム電磁界を用いたマイクロ波電力伝送路の設計概要

4 合成係数の調整によるエネルギーの閉じ込め

前章において、球面波の合成電磁界を用いたマイクロ波ビーム設計の概要について述べた。しかしながら、各次数の球面波を平面波の重み付け係数により合成するだけでは、エネルギー閉じ込め性の高いビームとはならない。そこで本節では、球面波の合成係数を調整することによって、高いエネルギー閉じ込め性を持つビームを設計する手法について述べる。

球面波による平面波の展開(合成)係数 $a_\ell^{(\text{TE})}$ および $a_\ell^{(\text{TM})}$ は、以下の式で与えられる [15]。

$$a_\ell^{(\text{TE})} = a_\ell^{(\text{TM})} = i^\ell \frac{\ell(\ell+1)}{2\ell+1} \quad (4)$$

この展開係数を用いた場合、ある最大次数 ℓ_{\max} で打ち切ったとき、球面波合成ビームには比較的大きなサイドローブが存在する。これは、 $\ell_{\max} + 1$ 以上のモードのサイドローブを打ち消す役割を持つ。しかし、有限次数のみを合成してビームを形成する場合、エネルギー漏洩の原因となる。そこで、高いエネルギー閉じ込め性を持つビームを形成する球面波の合成係数として、以下の式を用いることを提案する。

$$a_\ell^{(\text{TE})} = a_\ell^{(\text{TM})} = i^\ell \frac{\ell(\ell+1)}{2\ell+1} \exp\left(-\frac{\sigma \ell^2}{\ell_{\max}^2}\right) \quad (5)$$

ここで、 σ は調整係数(実数)である。最大次数 ℓ_{\max} に近い次数の球面波の振幅を滑らかに小さくすることにより、サイドローブを減少させることが出来る。

図3に調整係数 σ を0から5まで変化させた場合の、 $\ell_{\max} = 100$ のビームパターンを示す。ただし、ビームの進行方向は0度方向であり、各ビームのピーク電力を基準とした相対電力密度を示している。調整係数が大きいほど、サイドローブが低下してメインローブ内にエネルギーが集中していることが分かる。一方で、調整係数が増加するとメインローブのヌル点までの角度が大きくなり、指向性は低下する。これは、調整係数の増加により実効的なビームウェストが小さくなるためである。

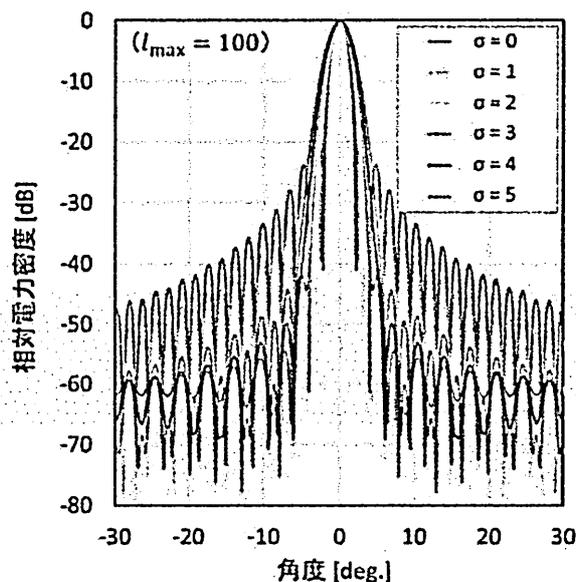


図3: 合成係数の調整によるサイドローブ抑制 ($\ell_{\max} = 100$)

一般に、エネルギー閉じ込め性の高いビームとして、ガウスビームが知られている [16]。ガウスビームの設計パラメータはビーム幅のみで、断面の電磁界分布はガウス分布に固定されている。一方で、本研究が提案するビームは、合成する球面波の数 (l_{\max} 個) のパラメータを持つ。このため、球面波の合成係数の組み合わせにより、ガウスビームと比較して柔軟性の高いビーム設計が可能であると考えられる。今回の場合、ビームの指向性は l_{\max} で決まり、サイドローレベルは σ で設計可能である。

5 フェーズドアレーアンテナによる低エネルギー漏洩ビーム形成

現在、ビーム型マイクロ波電力伝送の応用例として、図 4 に示す島嶼間無線電力伝送システムが提案されている [5]。そこで、本研究の提案手法を用いて、直径 50m のアンテナを用いた伝送距離 10km の無線電力伝送システムの設計を行った。

まず、送受電アンテナの直径は $D_a = 50$ m であり、伝送距離は $L_T = 10$ km であるから、式 (3) より送受電アンテナの見込み角 θ は 0.57° と求まる。図 5 に設計したビームの放射パターンを示す。ここで、第一サイドローレベルを -40 dB まで抑圧するため調整係数 $\sigma = 3$ とした。さらに、メインローブのヌル点までをアンテナ見込み角として $\eta = 4.8$ とした。このとき、式 (2) より合成する球面波の最大次数は $l_{\max} = 1508$ となり、周波数は 5.8 GHz であるから、式 (1) よりビームウェスト直径は $D_w = 24.81$ m と求まる。

図 6a に、球面波の合成により設計したビーム電磁界の断面を示す。また、フェーズドアレーアンテナの入力に、設計電磁界 (図 6a) の $z = -5000$ m におけるビーム断面の振幅・位相分布を転写したビームフォーミングの計算結果を図 6b に示す。フェーズドアレーアンテナの計算には、各アンテナ素子の放射パターンの電界を線形に重ね合わせる手法 (電界合成法) を用いた。アンテナの放射パターンには電磁界シミュレーターを用いて計算した円形パッチアンテナの電界の値を使用し、アンテナピッチは半端長 (2.59 cm) で四角配置とした。さらに、フェーズドアレーアンテナの総入力電力は 1000 kW とした。 $z = 10$ km の受電面に到達した電力を計算すると 998 kW (ビーム収集効率 99.8%) となり、離散波源を用いた場合でも、高いエネルギー閉じ込め性を持つビームが形成可能であることが示された。

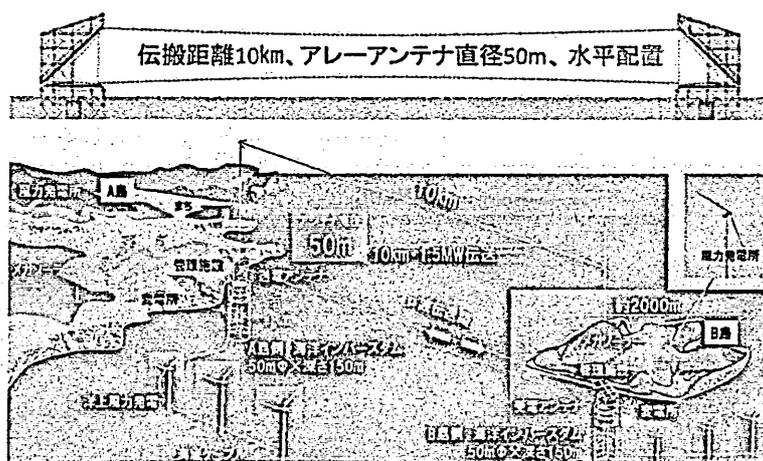


図 4: 島嶼間無線電力伝送システム (伝送距離 10 km) [5]

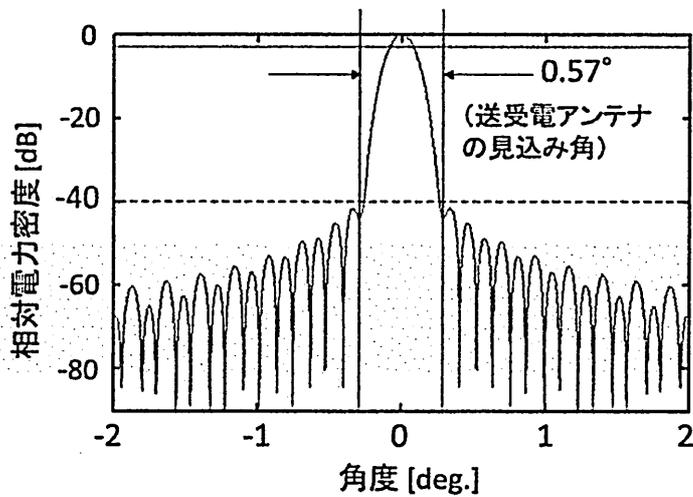
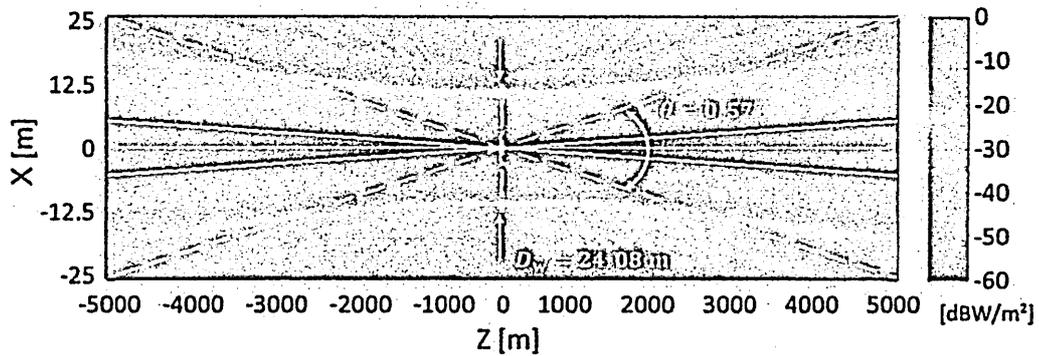


図 5: 設計したビーム電磁界の放射パターン

(a) 球面波の合成により設計したビーム電磁界 ($l_{\max} = 1508$)



(b) フェーズドアレーアンテナによるビームフォーミングの計算結果

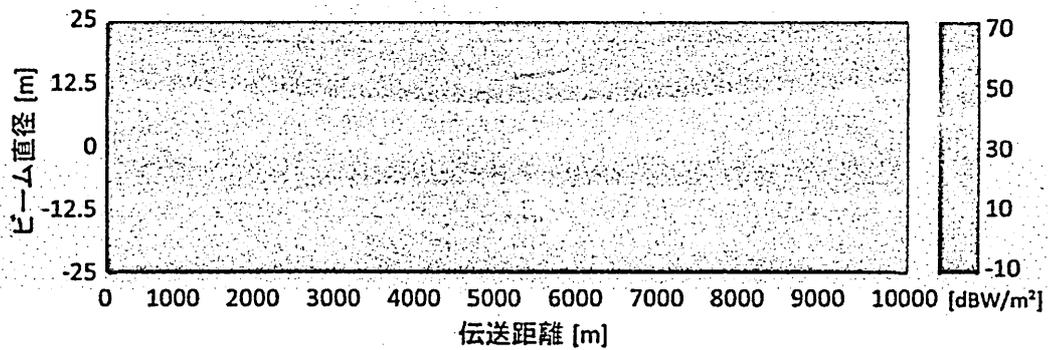


図 6: 10 km を伝搬するマイクロ波ビームの設計電磁界およびシミュレーション結果

6 半球誘電体共振器を用いたアレーアンテナの整合受電条件

前章までにおいて、球面波の合成電磁界を用いた高いエネルギー閉じ込め性を持つマイクロ波ビームの見通しの良い設計手法について述べた。これにより、送電アンテナからの不要方向への放射を抑制することが出来る。しかし、システム外へのエネルギー漏洩を抑えるためには、不要放射の抑制に加えて、受電アンテナの不整合による反射を低減させることが重要である。また、受電アンテナには試作の容易さからパッチアンテナしばしば用いられるが、表面波モードなどの影響によるアンテナ間相互結合の問題が指摘されている。そこで本研究では、半球誘電体共振器を用いたアレーアンテナの完全受電整合条件について検討を行った。半球誘電体共振器アンテナは、最も遮断領域が小さな最低次の球面波（微小ダイポールモード）のみを励振するため、相互結合の少ない良好なアンテナ特性が期待される。

6.1 TEM モード導波管モデル

これまで、受電アレーアンテナの整合条件の理論的検討には、起電力法がよく用いられてきた。これは、アンテナ導体に流れる電流分布を近似することにより、放射インピーダンスを計算する手法である。しかし、誘電体共振器アンテナの場合、起電力法を用いることが難しい。そこで、本研究ではTEMモードが伝搬する導波管を用いた電磁界シミュレーションにより整合条件を求める。図7に、半球誘電体共振器アレーアンテナの概略図を示す。反射板上に、半球誘電体共振器アンテナをアンテナピッチ D で配置する（四角配置）。この無限アレーアンテナに平面波が垂直に入射することを仮定する。入射平面波は、電界を x 方向、磁界を y 方向に持つ直線偏波とする。このとき、同相で受電動作している各アンテナ素子の間には、電気壁及び磁気壁が形成される。すなわち、無限アレーアンテナにおける完全整合状態の解析は、この電気壁と磁気壁で囲まれたTEMモード導波管に置き換えることが可能である。

本解析で用いるシミュレーションモデルを図8aに示す。このモデルにおいては、入力ポートからTEMモードを伝搬させることが出来る。導波管の寸法はアンテナピッチ D と、伝搬距離 H によって決まる。今回の解析では、伝搬距離 H は50 mmで固定して解析を行った。導波管の端面には、誘電率 ϵ 、直径 d の半球誘電体共振器が設置されている。本解析では、同寸法の球形誘電体共振器のTE₁₁モードの共振周波数が5.8 GHzとなるように、誘電率および直径を決定する [14]。

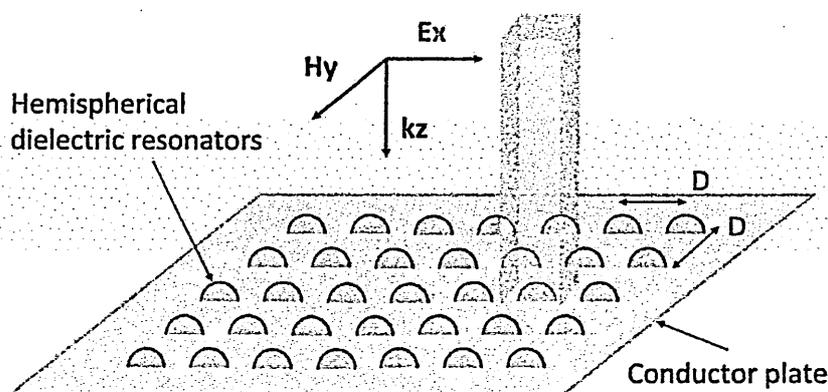


図7: 半球誘電体共振器アレーアンテナの概略図

また、シミュレーションモデルの等価回路を図 8b に示す。アンテナピッチ D が平面波の波長 λ より小さい場合、導波管内部では TEM 基本モードのみが伝搬し、高次モードは遮断状態となる。等価回路の伝送線路部は、TEM モードの伝搬電磁界を表す。導波管断面が正方形の場合、特性インピーダンス Z_0 はアンテナピッチ D に依らず 377Ω となる。終端の LC 共振回路は、半球誘電体共振器の TE₁₁ モードに蓄えられる共振電磁界を表す。抵抗 r はアンテナ入出力回路に流れるエネルギー（ただし、今回の解析では後述の通り誘電損失で置き換える）を表す。さらに、終端のインダクタンス L' は、遮断状態の高次モードに蓄えられる磁気エネルギーを表す。アンテナピッチ D によって、終端のインダクタンス L' およびアンテナの放射 Q 値が変化する。

6.2 誘電損失によるアンテナ入出力回路の置換

本解析では、アンテナ入出力構造が存在しない半球誘電体共振器の理想的な状態の整合条件を明らかにするため、出力負荷として誘電体共振器の誘電損失を用いる。すなわち、アンテナ無負荷 Q 値 (Q_0) によりアンテナ入出力線路の外部 Q 値 (Q_{ex}) を表現する ($Q_0 = Q_{ex}$)。このとき、整合受電条件は、以下の式で表される。

$$\frac{1}{Q_{rad}} - \frac{1}{Q_0} = 0 \quad (6)$$

実際の誘電体共振器アンテナを設計する際は、入出力回路の外部 Q 値 (Q_{ex}) と放射 Q 値 (Q_{rad}) が等しくなるように設計するが、電磁界シミュレーション上では、誘電損失の値を設定することにより、整合条件を満たすことが出来る。

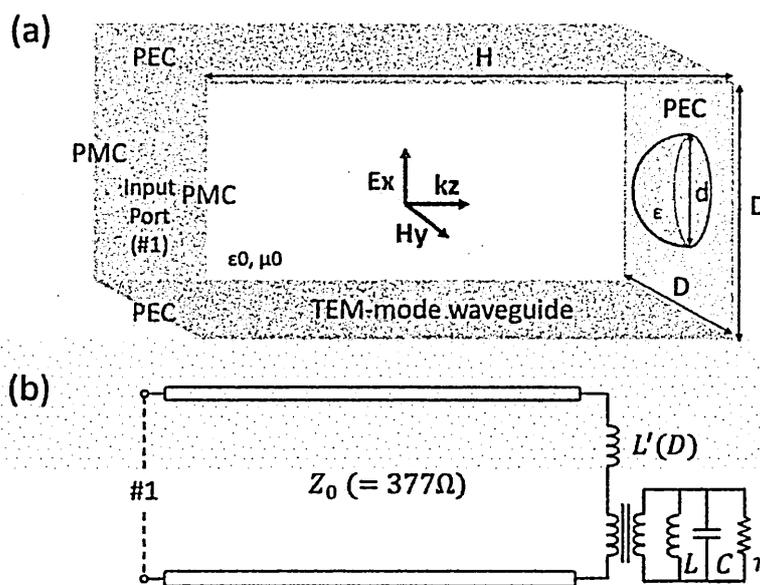


図 8: (a) 半球誘電体共振器アレーアンテナのシミュレーションモデル (b) シミュレーションモデルの等価回路 ($D < \lambda$)

6.3 放射 Q 値のアンテナピッチ依存性

まず、図 8a に示したシミュレーションモデルにおけるアンテナ整合条件を調べるために、電磁界シミュレーターの固有値解析を用いて、アンテナピッチを変化させた際の放射 Q 値の変化を調べた。誘電体共振器および反射板は無損失を仮定し、入力ポート面を放射境界として、複素共振周波数からアンテナの放射 Q 値を求めた。

図 9 にアンテナピッチ D を 15 mm から 50 mm まで変化させたときの放射 Q 値の値を示す。ただし、誘電体共振器の比誘電率が 10, 20, 40 の場合をそれぞれ求めた。このとき、誘電体共振器の直径は、TE₁₁ モードの共振周波数が 5.8 GHz となるように、それぞれ 15.54 mm, 11.17 mm, 8.01 mm とした。どの比誘電率の誘電体共振器においても、アンテナピッチが増加するにつれて、放射 Q 値が増加することがわかる。これは、図 8b に示した等価回路において L' で表したように、高次モードに蓄えられる磁気エネルギーが増加することによるものである。本解析により、放射 Q 値を下げて整合帯域を広くするためには、アンテナを密に配置すればよいことが明らかとなった。

6.4 誘電損失を用いた整合状態の解析

次に、式 (6) に示した整合条件を満たす誘電損失を求めた。ここで、誘電体共振器の誘電率は 20、誘電体共振器の直径 d は 11.17 mm とし、アンテナピッチ D は 30 mm とした。このとき、前節の解析における放射 Q 値の値は、31.3 である。

誘電体共振器の誘電損失を変化させた場合の反射係数の周波数特性を図 10 に示す。誘電損失は、 $\tan \delta^{-1} = 25.0, 27.0, 31.0$ と設定した。スミスチャートの基準インピーダンスは 377Ω とした。スミスチャートより、誘電損失の大きさによって結合度が変化し、臨界結合となる値が存在していることが分かる。今回の解析では、 $\tan \delta^{-1}$ が 27.0 のとき、共振点 (5.925 GHz) における反射が -51.35 dB まで抑えられた。放射 Q 値と誘電損失の値の差は、誘電体共振器の外部に存在する共振エネルギーの差によるものである。図 11 に整合時における xz 断面の電界ベクトル分布を示す。反射板上の誘電体共振器が TE₁₁ モードで共振していることが分かる。

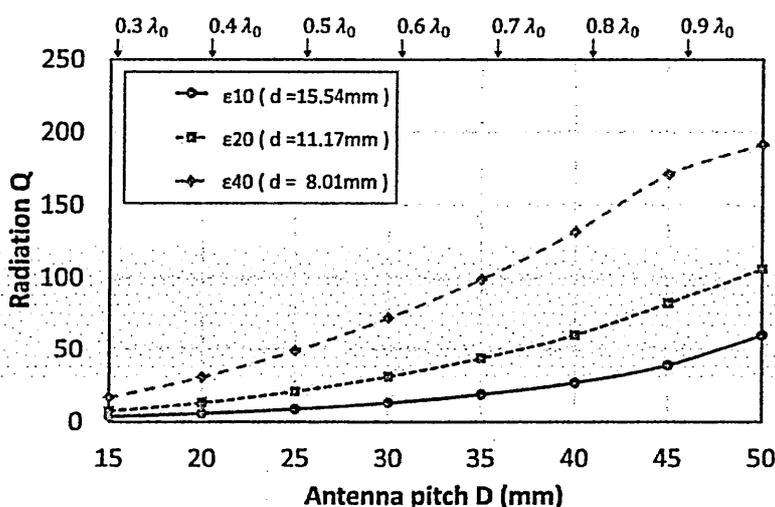


図 9: アンテナピッチ D による放射 Q 値の変化

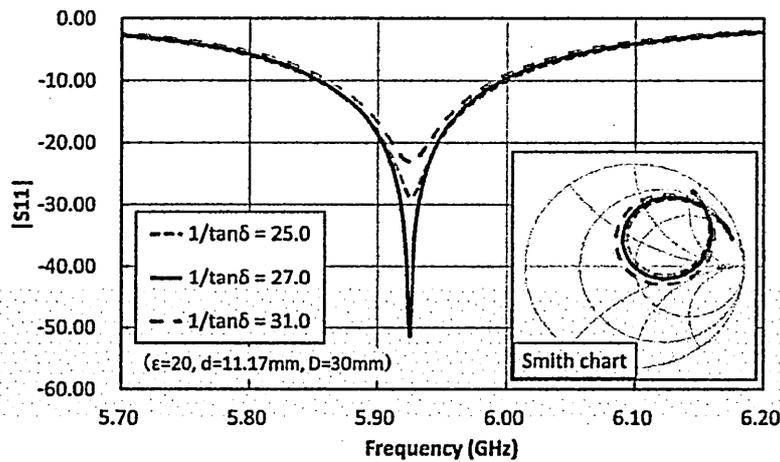


図 10: 反射係数 $|S_{11}|$ の周波数特性とスミスチャート

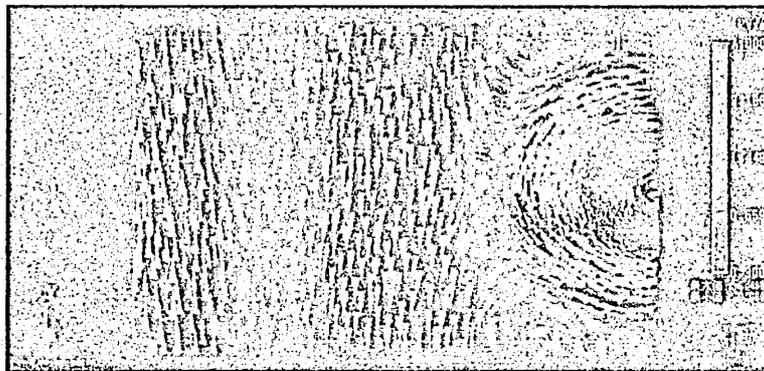


図 11: 整合時における xz 平面の電界ベクトル分布 (5.925 GHz)

7 まとめ

マイクロ波を用いたビーム型の無線電力伝送システムが広く社会に受け入れられるためには、システム外に漏洩するエネルギーを極めて小さく抑えることが重要である。本稿では、マクスウェルの方程式の一般解である球面波を最適合成することにより、高いエネルギー閉じ込め性を持つマイクロ波ビームが設計可能であることを明らかにした。設計したビーム断面の振幅・位相を抽出し、フェーズドアレーアンテナの入力として用いることにより、直径 50 m の送信アレーアンテナを用いて、10 km 先の受電アンテナ面内に 99.8 % のエネルギーを閉じ込めることが出来た。さらに、受電アンテナ面における反射問題について、半球誘電体共振器を用いた受電アレーアンテナの完全整合条件を示し、 -40 dB 以下まで反射エネルギーを低減可能であることを示した。今後は、実際に低漏洩ビーム型マイクロ波無線電力伝送システムを試作し、今回提案した設計理論を実験的に実証することを目指す。

謝辞

本研究は JSPS 科研費 14J05138 の助成を受けたものです。

参考文献

- [1] N. Shinohara, "Power without wires," IEEE Microwave Magazine, vol.12, no.7, pp.S64-S73, 2011.
- [2] H. Matsumoto, "Research on solar power satellites and microwave power transmission in japan," IEEE Microwave Magazine, vol.3, no.4, pp.36-45, 2002.
- [3] Y. Ishikawa, "The pacific rim nations family in asia and space solar power system," Keynote Speech of Thailand-Japan Microwave, 2012.
- [4] N. Shinohara, Y. Kubo, and H. Tonomura, "Wireless charging for electric vehicle with microwaves," Electric Drives Production Conference (EDPC), 2013 3rd International, 2013.
- [5] 石川容平, "マイクロ波ミラー衛星と海洋インバースダムを中核としたグローバルスマートグリッド構想," マイクロウェーブ展 2014 基調講演, 2014.
- [6] 吉野純樹, 篠原真樹, 三谷友彦, "宇宙太陽発電のための小型実験衛星のビーム形成に関する研究," 電子情報通信学会総合大会講演論文集, B-21-15, 2015.
- [7] 橋本弘藏, 新島壮平, 江口将史, 松本紘, "マイクロ波送電用均一励振フェーズドアレーのビーム最適化," 電子情報通信学会ソサイエティ大会講演論文集, B-1-28, 2005.
- [8] T. Matsumuro, Y. Ishikawa, and N. Shinohara, "Effective beam forming of phased array antenna for efficient microwave power transmission," 2014 Asia-Pacific Microwave Conference (APMC), 2014.
- [9] 安達三郎, 鈴木 修, 阿部 哲, "反射板上の無限フェイズドアレーアンテナの受信効率," 電子情報通信学会論文誌 B, vol.64, no.6, pp.566-567, 1981.
- [10] K. Itoh, T. Ohgane, and Y. Ogawa, "Rectenna composed of a circular microstrip antenna," Space Sol. Power, vol.6, no.3, pp.193-198, 1986.
- [11] 大塚昌孝, "有限レクテナアレーの素子間隔と受電効率," 電子情報通信学会論文誌 B, vol.73, no.3, pp.133-139, 1990.
- [12] 松室堯之, 石川容平, 篠原真毅, "半球誘電体共振器を用いた無限アレーアンテナの整合受電条件の検討," 無線電力伝送研究会, WPT2014-106, March 2015.
- [13] 松室堯之, 石川容平, 篠原真毅, "大きく広がった電磁波エネルギーを引き込む小型共振器系," 輻射科学研究会, RS13-08, 2013.
- [14] T. Matsumuro, Y. Ishikawa, and N. Shinohara, "Spherical dielectric resonator as an accurate source of spherical wave," Thailand-Japan Microwave, Dec. 2013.
- [15] 本郷廣平, "電磁界の基礎と計算法," 第 10 章, pp.276-278, 信山社サイテック, 1993.
- [16] J. Alda, "Laser and gaussian beam propagation and transformation," chapter 98, pp.999-1013, Encyclopedia of Optical Engineering, 2003.

RS15-09 “SPring-8 及び SACLA の施設概要及び主な研究テーマについて”

理化学研究所放射光科学総合研究センター（センター長 石川哲也）

放射光科学総合研究センターは、世界で唯一シンクロトロン放射光と X 線自由電子レーザーを併せ持つ施設であり、X 線科学の可能性を追求する光科学研究開発を行う拠点として 2005 年に設置された。SPring-8 (Super Photon ring 8 GeV) は蓄積リング方式シンクロトロン放射光源で第三世代 X 線放射光施設としては世界最大の 8GeV を誇り、赤外線から X 線の波長範囲をカバーする。リング周辺の 60 本以上のビームラインに各種実験設備が設けられ、物性物理、化学、生物学等の多くの研究プロジェクトに用いられている。SACLA (SPring-8 Angstrom Compact free electron Laser) は従来数キロメートルの規模で作られていた XFEL (X-ray Free Electron Laser) を 700 m の規模に小型化した世界初のコンパクト XFEL である。2011 年にレーザー光の波長としては世界最小の 0.06 nm を達成し、以後も記録を更新し続けている。このような世界に冠たる両施設を併設することにより、例えば、SPring-8 の低解像度の時間領域データに SACLA の高解像度の瞬間データを組み合わせて自然現象の詳細な過程を知ることや、SPring-8 において結晶を用いて得られた高解像度データと SACLA の瞬間データから単分子のダイナミクスや分子間相互作用を高分解能で観測するといった、他施設では不可能な研究が可能となっている。

同研究所の概要に加えて両施設の歴史、理論や特徴に関する詳細な御講演を賜り、その後、SPring-8 と SACLA の各施設の見学会に際して、大変懇切丁寧な御説明をいただきました。

理化学研究所播磨放射光科学総合研究センター長の石川哲也先生を始め、研究所の皆様には厚く御礼申し上げます。

(以上、文責：浅居正充)

放射型結合共振メタマテリアルにおける
電磁波の低群速度伝搬と非線形現象

Low group velocity propagation of electromagnetic waves and
nonlinear phenomena in a metamaterial composed of
coupled resonators with radiative coupling

玉山 泰宏, 濱田 佳祐, 安井 寛治

Yasuhiro Tamayama, Keisuke Hamada, and Kanji Yasui

長岡技術科学大学大学院 工学研究科

Nagaoka University of Technology

2015年12月18日

於 滋賀県立大学

概要

本研究では、メタマテリアルの共振的応答と電磁波の低群速度伝搬を組み合わせることによる、非線形効果の大幅な増強手法を実証する。共振的応答と極低群速度伝搬を同時に実現するために、放射型結合共振器で構成されるメタマテリアルを考案する。まず、メタマテリアルの電気回路モデルを用いた解析により、群屈折率や局所電場増強率を最大化するための理論を構築する。そして、メタマテリアルの線形透過特性の測定および数値解析から、実験的に得られる群屈折率や局所電場増強率の最大値を評価する。最後に、大幅に増強された局所電場によりメタマテリアル中で局所的な空気の絶縁破壊を発生させられることを示し、それに伴うメタマテリアルの応答の変化を明らかにする。

1 はじめに

メタマテリアルを用いた電磁波制御について盛んに研究されている。メタマテリアルとは電磁波の波長に比べて十分小さい構造の集合体であり、電磁波に対して一様な連続体としてふるまう人工媒質である。メタマテリアルの電磁応答は単位構造の形状や材質、配置によって決まる。そのため、単位構造を工夫することにより、所望の特性をもった電磁媒質を得ることができる。

メタマテリアルの有用な応用例の1つとして非線形効果の増強が考えられている [1]。スプリットリング共振器のような共振的な応答を示す構造で構成されたメタマテリアルに電磁波を照射すると、メタマテリアル中のある狭い領域に電磁エネルギーが圧縮される [2]。その領域に非線形素子を配置すると、非線形現象を効率良く発生させることができる。これまでに、共振的応答を示すメタマテリアルにおいて、高調波発生 [3-6] や双安定性 [7,8]、応答の入射パワー依存性 [7,9,10]、変調不安定性 [11] などが実験的に調べられている。

ところで、非線形効果の増強については、電磁波のエネルギー速度（無損失媒質においては群速度と等しい）を低減させることによっても実現できる [12]。エネルギー速度を減少させると電磁エネルギー密度が増加するので [13]、電磁波と非線形物質の相互作用を強くすることができる。そのため、物質の非線形応答を増強することができる。

ここで、上記2つの方法を融合させれば、非線形効果をさらに増強させられると予測できる。本研究では、この考えの実証実験として、メタマテリアル中において大幅に増強された局所電場を発生させ、それにより引き起こされるメタマテリアルの応答の変化を観測する。共振現象と低群速度伝搬を同時に実現するために、電磁誘起透明化現象 (Electromagnetically induced transparency, EIT) [14] を模擬するメタマテリアル [15-21] に注目する。ここでは、極低群速度伝搬が実現可能である、放射型結合共振構造をもつ EIT メタマテリアルを考案し、利用する [22,23]。まず、放射型結合共振構造をもつ EIT メタマテリアルの電気回路モデルに基づいて、群速度が最も遅くなる条件、すなわち、局所電場増強率が最も大きくなる条件について考察する。続いて、メタマテリアルの線形応答の測定や数値解析を行うことにより、群屈折率や局所電場増強率の最大値を評価する。そして、大幅に増強された局所電場によりメタマテリアル中で空気の絶縁破壊を発生させ、それに伴うメタマテリアルの応答の変化を明らかにする。

2 メタマテリアルの電気回路モデル

共振現象における電磁場の圧縮と低群速度伝搬に伴う電磁エネルギー密度の増大を同時に実現するために、図1のような電気回路モデルで表されるメタマテリアルの応答について考える。この電気回路は2つのLC共振回路が相互インピーダンス $Z_M = R_M - iX_M$ で結合した構成になっている。キルヒホッフの電圧則より、

$$\left(-\omega^2 + \frac{1}{L_1 C_1} - i\frac{R_1}{L_1}\omega\right) q_1 - \frac{i\omega}{L_1} (R_M - iX_M) q_2 = \frac{V_1}{L_1}, \quad (1)$$

$$\left(-\omega^2 + \frac{1}{L_2 C_2} - i\frac{R_2}{L_2}\omega\right) q_2 - \frac{i\omega}{L_2} (R_M - iX_M) q_1 = \frac{V_2}{L_2}, \quad (2)$$

が得られる。まず、この電気回路でモデル化されるメタマテリアルにおいて、EITと同様の特性が実現できることを示す。ここで、計算を簡単にするために、以下の3つの仮定を行う。(1) $L_1 = L_2 = L_0$, $C_1 \simeq C_2$, $R_1 = R_2 = R_0$, $V_1 = V_2$ が満たされているとする。これらは2つのLC共振器の共振周波数以外の特性は同じで、かつ、共振周波数は近い値であることを意味している。(2) $\text{Im}(Z_M) = 0$, すなわち、相互インピーダンスは実数であるとする。これは、単位構造中の2種のメタ原子が放射モードを介して結合されており、近接場的な結合は存在しないことを意味する。(3) メタマテリアルの単位セルに誘起される電気双極子モーメントは、2つのキャパシタに蓄積される電荷の和に比例する。これらの仮定に基づくと、 $\omega = \omega_0$ 付近でのメタマテリアルの電気感受率 χ_e は次式のように表される:

$$\chi_e \approx \frac{-\alpha(\omega^2 - \omega_0^2 + i\gamma_L\omega)}{(\omega^2 - \omega_0^2 + i\gamma_0\omega)^2 - [(\omega_2^2 - \omega_1^2)/2]^2 + (\omega R_M/L_0)^2}. \quad (3)$$

ここで、 $\omega_{1,2} = 1/\sqrt{L_0 C_{1,2}}$, $\omega_0^2 = (\omega_1^2 + \omega_2^2)/2$, $\gamma_0 = R_0/L_0$, $\gamma_L = \gamma_0 - (R_M/L_0)$ である。また、 α は比例定数である。式(3)の右辺はEITにおける電気感受率と同様の形をしている[22]。実際、回路定数として適当な値を設定(ただし、 $\gamma_L \ll \gamma_0$ が満たされるように設定)して式(3)の周波数依存性を計算すると、図2のようになる。 $\text{Im}(\chi_e)$ を見ると、EITのように、 $\omega = \omega_0 \approx (\omega_1 + \omega_2)/2$ を中心とした広い吸収線の中に狭い透過帯が存在することがわかる。この透過帯において、 $\text{Re}(\chi_e)$ の周波数変化が急峻になっている。すなわち、群速度は遅くなるということがわかる。

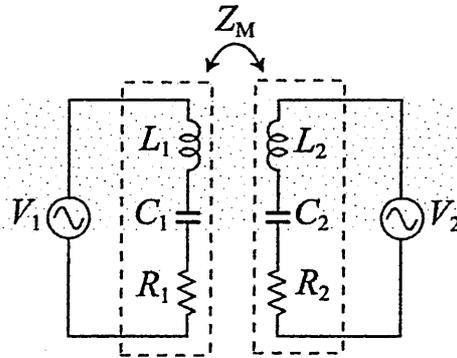


図1: 結合共振メタマテリアルの電気回路モデル。

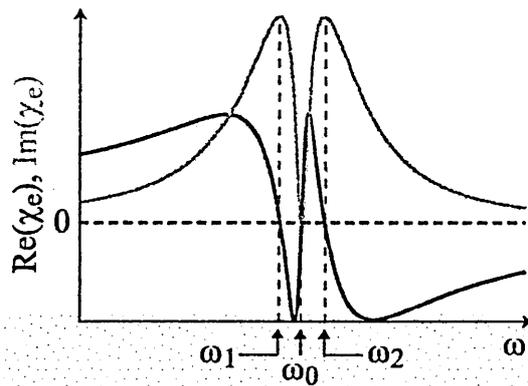


図 2: 電気回路モデルから計算したメタ材料の複素電気感受率の周波数依存性.

次に, $\omega = \omega_0$ における群速度について調べる. 分散性が強いので, $\omega = \omega_0$ における群屈折率 n_g が屈折率 n に比べて十分大きいと仮定すると,

$$n_g = n + \omega \frac{dn}{d\omega} \approx \frac{\alpha(\Delta^2 - \gamma_L^2)}{(\Delta^2 + 2\gamma_0\gamma_L - \gamma_L^2)^2}, \quad (4)$$

が得られる. ここで, $\Delta = |\omega_1 - \omega_2|$ である. $\gamma_L \ll \gamma_0$ であるとする, 式 (4) の右辺は $\Delta = \sqrt{2\gamma_0\gamma_L} = \Delta_{\max}$ のときに最大値 $\alpha/8\gamma_0\gamma_L$ となることがわかる. このことから, $\gamma_L \ll \gamma_0$ とすることができれば, Δ を 2つの共振器の共振周波数線幅 γ_0 より小さくしても, 透過帯が現れることがわかる. また, γ_L を小さくすることにより, 得られる群屈折率の最大値が増加することもわかる.

一方, $\omega = \omega_0$ における q_1 や q_2 が最大になる条件も $\Delta = \Delta_{\max}$ であること, および, その最大値が γ_L の減少に伴って増加することが簡単な計算からわかる. すなわち, 群屈折率を最大化させることによりメタ材料中における局所電場の大きさも最大化されることを意味している.

以上の解析から, 群屈折率や局所電場を大きくさせるためには γ_L を低減させることが重要であることがわかる. 上述のように, $\gamma_L = \gamma_0 - (R_M/L_0)$ であるので, 2つの共振器間の放射結合 R_M を強くすることにより, γ_L を減少させることができる. R_M を大きくするためには, 2つの共振器の放射モードの違いを小さくしたり, 誘電損失やオーミック損失のような非放射損失を抑制したりすればよい.

3 メタ材料の線形応答測定

前節の考察を基にして図 3 のようなメタ材料を設計, 作製した. この構造は厚さ 1.0mm のアルミニウム板からワイヤ放電加工を利用することにより作製した. 作製したメタ材料 (の単位構造) は 2 種のカットワイヤ共振器で構成されている. 右側 (左側) の共振器を共振器 L (共振器 H) と呼ぶことにする. (本実験では, 図 3 における w を 6.0mm 未満とするため, 共振器 L の共振周波数は共振器 H の共振周波数よりも低くなる.) 2つのカットワイヤ共振器は, 一方の共振器から放射された電磁波が他方を励振できるように, すなわち, 放射的な結合が生じるように配置した. これらの共振器の形状は似ているため,

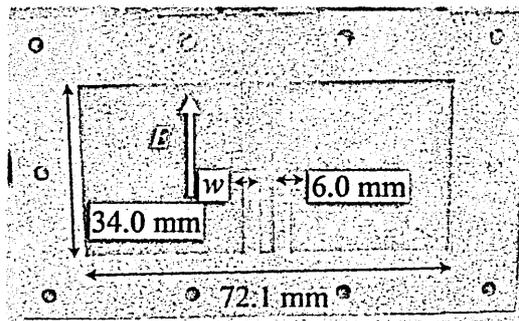


図 3: 作製したメタマテリアル [23].

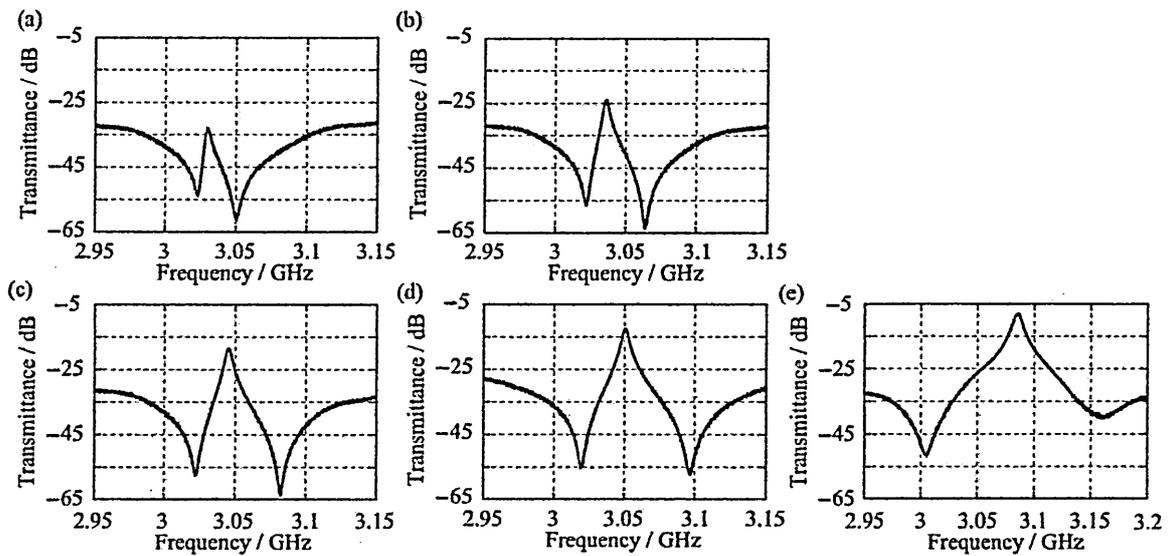


図 4: (a) $w = 5.8$ mm, (b) $w = 5.7$ mm [23], (c) $w = 5.6$ mm, (d) $w = 5.5$ mm, (e) $w = 5.0$ mm の場合のメタマテリアルの透過スペクトル. (e) のみ横軸の範囲が異なることに注意.

放射モードの違いは小さい。また、メタマテリアルはアルミニウムのみでできているため、誘電損失やオーミック損失は発生しない。したがって、小さな γ_L を実現することができる。

まず、前節の理論を実証し、群屈折率が最大になる条件、すなわち、局所電場の大きさが最大になる条件を見出すために、様々な w に対してメタマテリアルの透過特性を測定した。作製したメタマテリアルは導波管内に配置し、ネットワークアナライザを用いて透過率と群遅延の周波数依存性を測定した。ここで TRL (Thru-Reflection-Load) 校正を行うことにより、実験系における多重反射や伝搬損失の影響を除去した。

図 4 に $w = 5.8$ mm, 5.7 mm, 5.6 mm, 5.5 mm, 5.0 mm とした時のメタマテリアルの透過スペクトルの測定結果を示す。全ての場合について EIT のような周波数幅の狭い透過帯が観測されている。低周波数側の透過ディップ周波数は共振器 L の共振周波数に対応するため、全てのメタマテリアルにおいてほぼ同じ値となっている。一方、高周波数側の透過ディップ周波数は共振器 H の共振周波数に対応するため、 w を小さくするにつれて高周波シフト

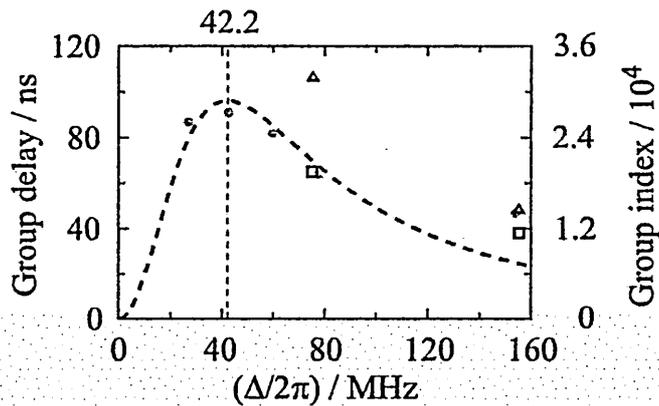


図 5: 透過ピーク周波数における群遅延の共振周波数差依存性. 丸印は測定値, 四角印と三角印はそれぞれシミュレーションにおいてアルミニウムの導電率を $\sigma = 5.0 \times 10^4 \text{ S/m}$, $1.0 \times 10^5 \text{ S/m}$ としたときに得られた値を示す. また, 破線は式 (4) によるフィッティング曲線である [23].

している.

図 5 に透過ピーク周波数における群遅延と 2 つの共振器の共振周波数差 Δ の関係の測定結果を示す. $\Delta/2\pi = 42.5 \text{ MHz}$ の時, すなわち, $w = 5.7 \text{ mm}$ の時に群遅延は最大値 91 ns となっている. メタ材料の媒質長がアルミニウム板の厚さに等しいと仮定して, この群遅延の最大値を群屈折率に換算すると, 2.7×10^4 となる. 測定値に対して式 (4) でフィッティングした結果を図 5 の破線として示す. ここで $\gamma_0/2\pi$ ($= 920 \text{ MHz}$) はカットワイヤ共振器に蓄えられたエネルギーの減衰時間を, FDTD 法を用いて計算することにより求めた (詳細は省略). そして, γ_L と α をフィッティングパラメータとしてフィッティングを行った. 測定値とフィッティング曲線はよく一致していることが確認できる. この時, $\gamma_L/2\pi = 0.97 \text{ MHz}$ であり, $\gamma_L \ll \gamma_0$ となっていることが確かめられる. また, フィッティング曲線において群遅延 (群屈折率) が最大となるのは $\Delta/2\pi = 42.2 \text{ MHz}$ の時である. この条件は $w = 5.7 \text{ mm}$ の条件とほぼ等しい. そのため, $w = 5.7 \text{ mm}$ で群屈折率や局所電場が最大化されていると考えることにする.

透明化現象の物理的意味や局所電場増強率を調べるために, 透過ピーク周波数における電磁場分布を, FDTD 法を用いて計算した. 電磁場分布の計算においては, 本実験におけるアルミニウムの実効導電率をあらかじめ求めておく必要がある. 図 5 に, 実効導電率 $\sigma = 5.0 \times 10^4 \text{ S/m}$, $1.0 \times 10^5 \text{ S/m}$ として計算した群遅延の値をそれぞれ四角印, 三角印として示している. (パソコンのメモリや計算時間の都合上, $w = 5.0 \text{ mm}$ と 5.5 mm のメタ材料に対してのみ計算を行った.) 群遅延の測定値は, おおよそ, $\sigma = 5.0 \times 10^4 \text{ S/m}$, $1.0 \times 10^5 \text{ S/m}$ として計算した値の範囲内に入っている. このことから本実験におけるアルミニウム板の実効導電率は $5 \times 10^4 \text{ S/m}$ から $1 \times 10^5 \text{ S/m}$ 程度であると考えられることができる.

ここで, 上記数値計算における実効導電率の意味について述べておく. 実効導電率はオーミック損失だけでなく, 構造の表面粗さに起因する放射結合の漏れ成分も表したものであるとしている. メタ材料を加工した際の切り口の表面粗さが電磁波の表皮深さに比べて十分小さくなければ, 電流の流れが表面粗さの影響を受ける. その結果, 2 つの共振器

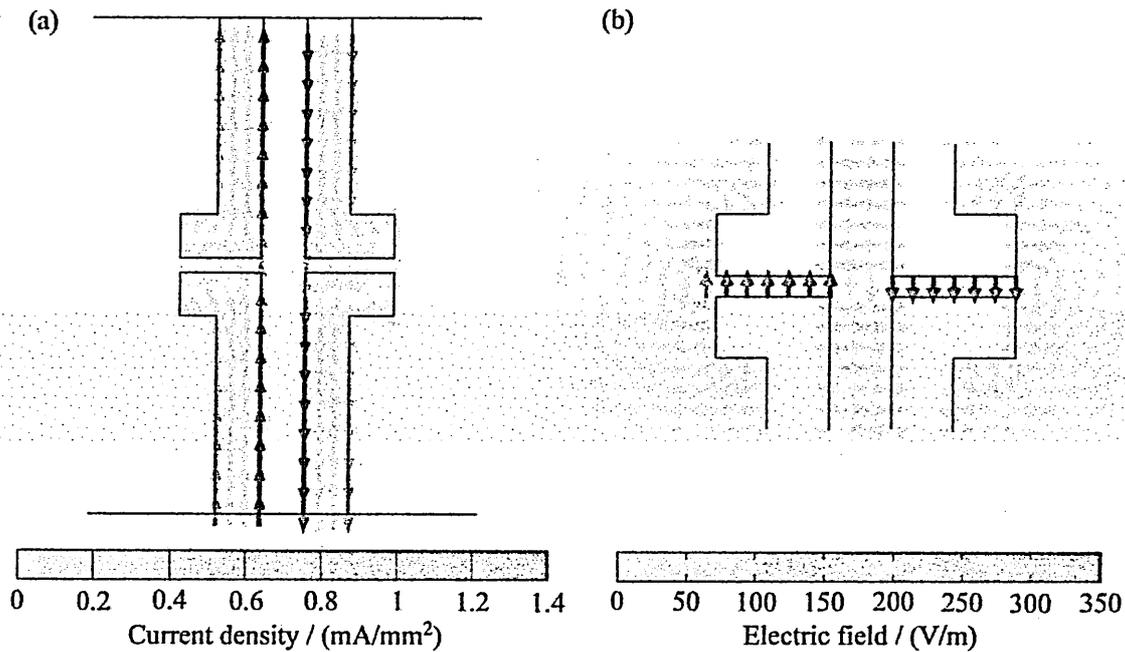


図 6: $w = 5.5 \text{ mm}$, $\sigma = 5.0 \times 10^4 \text{ S/m}$ の時の, 透過ピーク周波数における (a) 電流分布および (b) 電場分布. 入射波の電場は 1.0 V/m としている.

の放射モードの違いが大きくなる. つまり, 放射結合の漏れが増加し, 式 (3) や式 (4) における γ_L が増加する. 数値計算において表面粗さを直接的に扱うのは困難であるが, 放射結合の漏れもオーミック損失も γ_L を増加させる要因であることには変わりはない. そのため, 数値計算においては, 表面粗さに起因する放射結合の漏れの増加を導電率の低下として組み込んだのである. 実際, レーザー加工とワイヤー放電加工により作製したメタマテリアルの特性を比較すると γ_L が異なることを確認している. 本実験における実効導電率はバルクのアルミニウムの導電率 $3.8 \times 10^7 \text{ S/m}$ よりもはるかに小さいので, γ_L はオーミック損失ではなく表面粗さによって決まっていることがわかる.

図 6(a), (b) に $w = 5.5 \text{ mm}$, $\sigma = 5.0 \times 10^4 \text{ S/m}$ の時の, 透過ピーク周波数における電流分布と電場分布をそれぞれ示す. 電流分布を見ると, 2つのカットワイヤー共振器に反平行な電流が流れていることがわかる. すなわち, 2つの共振器に誘起される電気双極子モーメントが打ち消し合っている. そのため, メタマテリアルの透明化現象が生じるのである. この結果は, 理論と一致するものである. 電場分布を見ると, 2つの共振器のギャップ部分に反平行な局所電場が発生していることがわかる. これは上述の反平行電流の発生と直接的に対応するものである. また, 入射電場の約 300 倍の振幅をもつ局所電場が生じていることもわかる. $w = 5.7 \text{ mm}$ のメタマテリアルにおける群屈折率は $w = 5.5 \text{ mm}$ の場合よりも大きい. $w = 5.7 \text{ mm}$ に対してはさらに大きな振幅の局所電場が発生すると推測できる.

4 メタマテリアルの非線形応答測定

大幅に増強された局所電場によって発生させられるメタマテリアルの非線形応答について述べる。ここからは、群屈折率や局所電場増強率が最も大きい $w = 5.7 \text{ mm}$ のメタマテリアルに対して実験を行った結果について述べる。非線形応答測定のための実験系を図7(a)に示す。信号発生器より発生させられた連続波を増幅した後、方形導波管内に導入した。そして、その連続波をメタマテリアルに入射させた。透過波は適度に減衰させた後、スペクトラムアナライザに入力した。ここで、方形導波管はアクリル製の真空容器内(空気の圧力を 1.0 kPa まで減圧)に配置した。

図8(a)に入射パワーが 7.9 W のときの透過スペクトルを表す。ここで、透過率は信号発生器の出力ポートからスペクトラムアナライザの入力ポートまでのトータルの透過率を表す。丸印(四角印)は入射周波数を低周波数側から高周波数側(高周波数側から低周波数側)へ掃引したときの測定結果を表す。また、破線は線形透過スペクトル[入射パワーが 2.8 W (電場振幅換算で 15 V/cm) 未満のときの透過スペクトル]を表す。 3.03 GHz 付近に線形透過率とは異なる透過率が観測されている周波数領域が存在することがわかる。このことは、この周波数領域においてメタマテリアル中で空気の放電が発生していることを意味している。放電の発生により、一方のカットワイヤー共振器のギャップ部分が空気プラズマで満たされる。空気プラズマは導電体としてふるまうため、実効的にはメタマテリアルの形状が変化することになる。それゆえ透明化条件が満たされなくなり、透過率が減少するのである。実線と一点鎖線で囲まれた領域では、それぞれ、共振器Hおよび共振器Lで放電が発生している。この理由は、入射周波数が透明化周波数よりも大きい(小さい)ときは、共振器Hにおける局所電場の方が共振器Lよりも大きく(小さく)なるからである。図8(b), 8(c)は共振

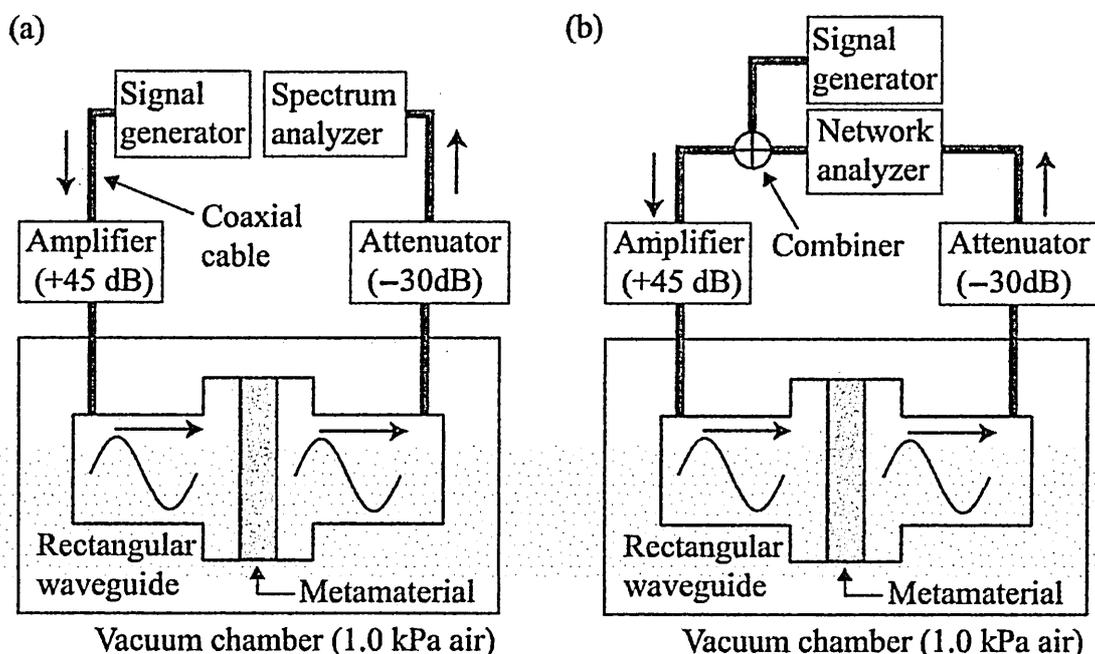


図7: メタマテリアルの非線形応答評価の実験系。(a) 連続波入射に対する応答測定時、(b) ポンプ・プローブ測定時の実験系。

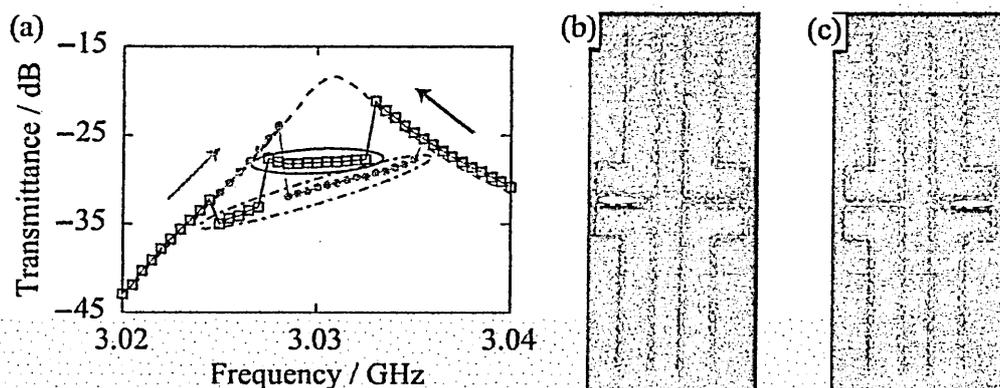


図 8: (a) 入射パワーが 7.9 W の時の、 $w = 5.7$ mm のメタマテリアルの透過スペクトル. 丸印 (四角印) は入射周波数を低周波数側から高周波数側 (高周波数側から低周波数側) へ掃引したときの測定値を表す. 実線 (一点鎖線) の丸で囲まれた領域では共振器 H (共振器 L) において放電が発生する. また, 破線は線形透過スペクトルを表す. (b), (c) 共振器 H, 共振器 L で放電が発生している時の写真 [23].

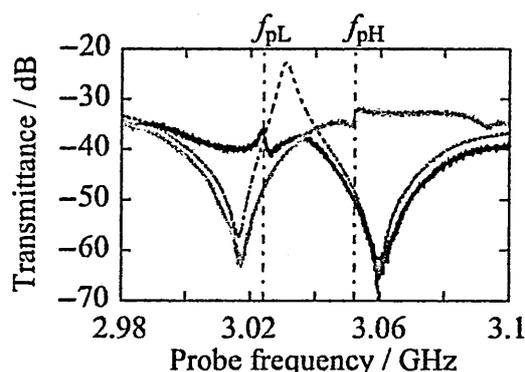


図 9: ポンプ波のパワーを 15.8 W, 周波数を $f_{pL} = 3.024$ GHz ($f_{pH} = 3.052$ GHz) として共振器 L (共振器 H) 中で放電を発生させた時の, プローブ波に対するメタマテリアルの透過スペクトル [灰色実線 (黒色実線)]. 破線はポンプ波を入射しないときの透過スペクトルである [23].

器 H および共振器 L で放電が発生している時の写真である. 空気の放電に伴う紫色の発光が観測されている. これらの結果から, 大幅な局所電場の増強効果により, 入射波の周波数やパワーを制御することで, 一方のカットワイヤ共振器のギャップ部分に放電を発生させることができることがわかる.

最後に, 放電制御用の電磁波 (ポンプ波) を入射した状態で, メタマテリアルの特性測定用の電磁波 (プローブ波) に対する透過スペクトルの測定を行った. ここでの実験系を図 7(b) に示す. 図 7(a) の実験系との違いは, 電磁波の発生および検出部分である. 信号発生器をポンプ波の発生に用い, ネットワークアナライザをプローブ波の発生と検出に用いた. また, プローブ波のパワーは十分弱くし, 放電状態に影響を与えないようにした.

図 9 にポンプ波のパワーが 15.8 W である時のプローブ波に対する透過スペクトルの例を

示す。灰色(黒色)の実線はポンプ波の周波数を 3.024 GHz (3.052 GHz) として共振器 L (共振器 H) において放電が発生させた時の測定値を表す。破線はポンプ波を入射しないときの透過スペクトルである。ここで、透過率はネットワークアナライザの出力ポートから入力ポートまでの透過率を表す。メタマテリアル中で放電が発生している時は、一方の透過ディップが消失し、それに伴って、透過ピークも消失している。放電により発生した空気プラズマの影響で、一方のカットワイヤー共振器のギャップ部分が短絡されるために、放電が発生していないカットワイヤー共振器の共振線のみが観測されるのである。すなわち、ポンプ波のパワーや周波数を制御することにより、EIT を模擬する応答と 2 種のローレンツ型の応答との間で動的に変化させられることを意味している。ここでの実験において、ポンプ波のパワーが 15.8 W (放電発生しきい値パワーの 5.6 倍、使用したアンプの最大出力) という条件では、ポンプ波の周波数を変化させても、2 つの透過ディップが同時に消失するという現象は観測されていない。つまり、ポンプ波のパワーが 15.8 W 以下では両方のカットワイヤー共振器のギャップ部分で同時に放電が発生することはない。この結果から、このメタマテリアルにおける局所電場増強効果は、構成要素であるカットワイヤー共振器単体での局所電場増強効果に比べて大きいことが確認できる。すなわち、共振現象と低群速度伝搬の組み合わせによる大幅な局所電場増強効果が実験的に実証できたことになる。

5 まとめ

メタマテリアルの共振的応答と電磁波の低群速度伝搬を組み合わせることによる非線形効果の大幅な増強について研究を行った。共振現象と低群速度伝搬を同時に実現するために、放射的に結合した 2 つのカットワイヤー共振器で構成される EIT メタマテリアルを考案した。電気回路モデルを用いた解析に基づいて EIT メタマテリアルを設計、作製したところ、群屈折率は 2.7×10^4 、局所電場増強率は約 300 倍という大きな値を達成することができた。メタマテリアルに電磁波を入射させると、大幅な局所電場増強効果により、一方のカットワイヤー共振器のギャップ部分で局所的な空気の絶縁破壊が発生させられることがわかった。そして、ポンプ・プローブ測定を行うことにより、ポンプ波の周波数やパワーを制御することにより、メタマテリアルの応答を EIT を模擬する特性と 2 種のローレンツ型の特性との間で動的に制御できることが明らかになった。本研究で実現したメタマテリアルは電磁波に対するリミッタやスイッチのような素子に応用が可能だろう。さらには、様々な非線形現象の高効率な発生や、元々の EIT のような電磁波の捕捉にも利用できるかもしれない。

謝辞

本研究は文部科学省科研費 (No. 22109004) および日本学術振興会科研費 (No. 25889028) の助成を受けて実施された。

参考文献

- [1] M. Lapine, I. V. Shadrivov, and Y. S. Kivshar, "Colloquium: Nonlinear metamaterials," *Rev. Mod. Phys.* **86**, 1093–1123 (2014).

- [2] J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins, and W. J. Stewart, "Magnetism from Conductors and Enhanced Nonlinear Phenomena," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **47**, 2075–2084 (1999).
- [3] M. W. Klein, C. Enkrich, M. Wegener, and S. Linden, "Second-Harmonic Generation from Magnetic Metamaterials," *Science* **313**, 502–504 (2006).
- [4] E. Kim, F. Wang, W. Wu, Z. Yu, and Y. R. Shen, "Nonlinear optical spectroscopy of photonic metamaterials," *Phys. Rev. B* **78**, 113102 (2008).
- [5] A. Rose, D. Huang, and D. R. Smith, "Controlling the Second Harmonic in a Phase-Matched Negative-Index Metamaterial," *Phys. Rev. Lett.* **107**, 063902 (2011).
- [6] T. Nakanishi, Y. Tamayama, and M. Kitano, "Efficient second harmonic generation in a metamaterial with two resonant modes coupled through two varactor diodes," *Appl. Phys. Lett.* **100**, 044103 (2012).
- [7] B. Wang, J. Zhou, T. Koschny, and C. M. Soukoulis, "Nonlinear properties of split-ring resonators," *Opt. Express* **16**, 16058–16063 (2008).
- [8] M. Liu, Y. Sun, D. A. Powell, I. V. Shadrivov, M. Lapine, R. C. McPhedran, and Y. S. Kivshar, "Nonlinear response via intrinsic rotation in metamaterials," *Phys. Rev. B* **87**, 235126 (2013).
- [9] D. A. Powell, I. V. Shadrivov, and Y. S. Kivshar, "Nonlinear electric metamaterials," *Appl. Phys. Lett.* **95**, 084102 (2009).
- [10] E. Poutrina, D. Huang, and D. R. Smith, "Analysis of nonlinear electromagnetic metamaterials," *New. J. Phys.* **12**, 093010 (2010).
- [11] Y. Tamayama, T. Nakanishi, and M. Kitano, "Observation of modulation instability in a nonlinear magnetoinductive waveguide," *Phys. Rev. B* **87**, 195123 (2013).
- [12] T. F. Krauss, "Why do we need slow light?" *Nature Photon.* **2**, 448–450 (2008).
- [13] P. Y. Chen, R. C. McPhedran, C. M. de Sterke, C. G. Poulton, A. A. Asatryan, L. C. Botten, and M. J. Steel, "Group velocity in lossy periodic structured media," *Phys. Rev. A* **82**, 053825 (2010).
- [14] M. Fleischhauer, A. Imamoglu, and J. P. Marangos, "Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media," *Rev. Mod. Phys.* **77**, 633–673 (2005).
- [15] V. A. Fedotov, M. Rose, S. L. Prosvirnin, N. Papasimakis, and N. I. Zheludev, "Sharp Trapped-Mode Resonance in Planar Metamaterials with a Broken Structural Symmetry," *Phys. Rev. Lett.* **99**, 147401 (2007).
- [16] S. Zhang, D. A. Genov, Y. Wang, M. Liu, and X. Zhang, "Plasmon-Induced Transparency in Metamaterials," *Phys. Rev. Lett.* **101**, 047401 (2008).
- [17] P. Tassin, L. Zhang, T. Koschny, E. N. Economou, and C. M. Soukoulis, "Low-Loss Metamaterials Based on Classical Electromagnetically Induced Transparency," *Phys. Rev. Lett.* **102**, 053901 (2009).
- [18] N. Liu, L. Langguth, T. Weiss, J. Kästel, M. Fleischhauer, T. Pfau, and H. Giessen, "Plasmonic analogue of electromagnetically induced transparency at the Drude damping limit," *Nature Mater.* **8**, 758–762 (2009).
- [19] C. Kurter, P. Tassin, L. Zhang, T. Koschny, A. P. Zhuravel, A. V. Ustinov, S. M. Anlage, and C. M. Soukoulis, "Classical Analogue of Electromagnetically Induced Transparency with a Metal-Superconductor Hybrid Metamaterial," *Phys. Rev. Lett.* **107**, 043901 (2011).
- [20] Y. Tamayama, T. Nakanishi, and M. Kitano, "Variable group delay in a metamaterial with field-gradient-induced transparency," *Phys. Rev. B* **85**, 073102 (2012).

- [21] T. Nakanishi, T. Otani, Y. Tamayama, and M. Kitano, "Storage of electromagnetic waves in a metamaterial that mimics electromagnetically induced transparency," *Phys. Rev. B* **87**, 161110 (2013).
- [22] Y. Tamayama, K. Yasui, T. Nakanishi, and M. Kitano, "Electromagnetically induced transparency like transmission in a metamaterial composed of cut-wire pairs with indirect coupling," *Phys. Rev. B* **89**, 075120 (2014).
- [23] Y. Tamayama, K. Hamada, and K. Yasui, "Suppression of narrow-band transparency in a metasurface induced by a strongly enhanced electric field," *Phys. Rev. B* **92**, 125124 (2015).

微細周期構造の 3 次元解析を用いた構造的発色に関する検討

A Study of Structural Coloration on Three Dimensional Analysis
of Subwavelength Periodic Structures

○ 若林 秀昭^{†*} 浅居 正充^{††} 山北 次郎[†]

[†] 岡山県立大学 情報工学部 ^{††} 近畿大学

* E-mail : waka@c.oka-pu.ac.jp

2015 年 12 月 18 日 (金)

於 滋賀県立大学

(*) カラー原稿を必要とされる方は輻射科学研究会へご連絡下さい。

概要 構造的発色は、光波の波長あるいはそれ以下の微細構造による光の回折や干渉に起因する発色現象である。本論文では、構造的発色を有するモルフォチョウの翅の微細周期構造について、微細周期の多層誘電体格子、及び構造的複屈折により近似した異方性多層構造として解析モデル化し、3次元散乱問題を考える。解析手法として行列固有値法を用いて、可視波長領域の光学特性の数値計算を行う。次に、光学特性から、XYZ 表色系における 3 刺激値を求めて、sRGB (standard RGB) 表色系の 3 刺激値、Yxy 表色系の色度座標に変換することにより、定量的に色を表す。数値計算により、従来、知られていなかった方位角方向からの色を数値計算により明らかにし、構造的発色特有の玉虫色について検討する。

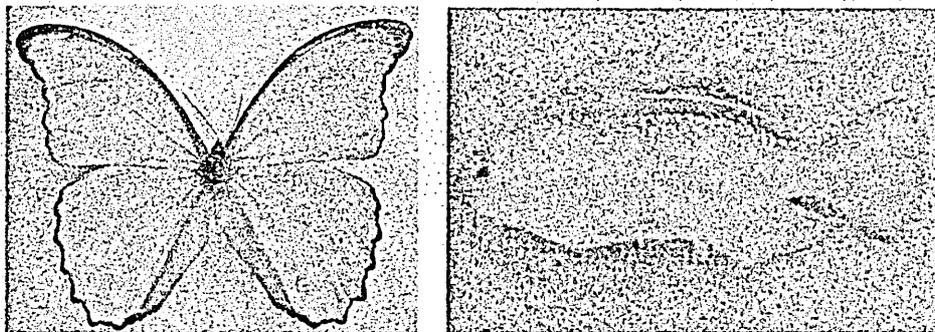
キーワード 構造的発色、3次元散乱問題、行列固有値法、構造的複屈折近似、sRGB 表色系、Yxy 表色系

1 まえがき

色素による発色は、色素が光のエネルギーの一部を吸収し、残りの光を散乱・反射しているのに対して、構造的発色は、物質としてのエネルギーのやりとりなしに、空間的な構造による光の干渉や回折など物理的な現象を通して発色する現象である。従って、構造的発色は色素や顔料による発色と異なり、紫外線などによる脱色等、色が劣化することがないため、繊維や、自動車の塗装などの工業的分野において、有用であると考えられる。構造的発色は、昆虫、鳥、魚など自然界に多く見られ、例えば、図 1 に示す中南米に棲息するモルフォチョウの翅、インド洋や西太平洋に生息する熱帯魚のルリスズメダイが知られている。モルフォチョウの翅は、金属光沢のある強い青色の輝きを有し、玉虫色と呼ばれる観察方向により色合いが変化する極めて興味深い光学特性を示す^[1]。また、ルリスズメダイは生理的条件により、グアニン結晶と呼ばれる結晶間の間隔が変化し、色が動的に変化する構造的発色を示すことが知られている。ほとんどの魚は構造的発色を持っているが、構造が動的に変化するものは、ルリスズメダイやネオンテトラなど少数の種類に限られている^[2]。

モルフォチョウの翅表面は、図 2 の走査顕微鏡写真から、微細周期的な木構造であることがわかる。この木構造の幹の部分は ridge と呼ばれ、幹から出ている枝の部分は lamella と呼ばれている。lamella の間隔は、光の波長程度であり、材質は、クチクラ (キューティクル) という等方性の媒質であることが知られている^[1,3,4]。モルフォチョウの翅表面をクチクラ層と空気層の多層の周期構造と見なすと、1 周期の光学距離は青色の光が干渉して強め合う条件を満たしていることが知られている。このため、構造的発色の仕組みを解明するために、光学特性を調べる研究が多数行われている^[1,3-5]。しかし、色を定量的に表示して扱った報告は筆者らの知る限り、無いようである。そこで筆者らは、可視波長における光学特性を sRGB (standard RGB) 表色系の 3 刺激値に変換して、色を定量的に表示する表色方法を示した^[6]。また、構造的発色に関する報告は、光の干渉に基づいた多層構造に関する検討^[1,2,6]が多い。微細周期の多層誘電体格子を検討した報告もあるものの、2次元散乱問題に限定されている^[3-5]。このため、方位角方向から見た色の変化特性については、数値的な検討がなされておらず、構造的発色をもつ玉虫色の現象が明らかにされていない。

そこで本論文では、モルフォチョウの翅の微細周期構造に無偏光の光波が入射したときの 3 次元散乱問題^[7,8]を考える。解析手法として、筆者らが従来から提案している行列固有値法に、解の収束改善に有効な Inverse Rule^[9,10]を適用し、光学特性を求める方法を用いる。可視波長領域における光学特性から XYZ 表色系の 3 刺激値を求経由して、sRGB (standard RGB) 表色系の 3 刺激値、及び Yxy 表色系の色度座標に変換し、3次元方向から観察した色を数値的に表す。sRGB 表色系による表色は、色の明るさを含めて表現でき、人の目には色の変化がわかりやすいが、表現できる色に制約があり、全ての色を表現できない。一方、Yxy 表色系による色度座標では、全ての色の座標を示すことができるが、色の明るさを考慮できない。従って、本論文では、これらの 2 つの表色系を用いることにより、色の変化を示す。モルフォチョウの翅について、微細周期の多層誘電体格子モデルと翅を構造的複屈折により近似した異方性多層構造モデルについて、数値計算により、色



(a) モルフォチョウ

(b) ルリスズメダイ

図 1 生物の構造的発色の例 (文献 [1], p. 7, p. 18 を引用)

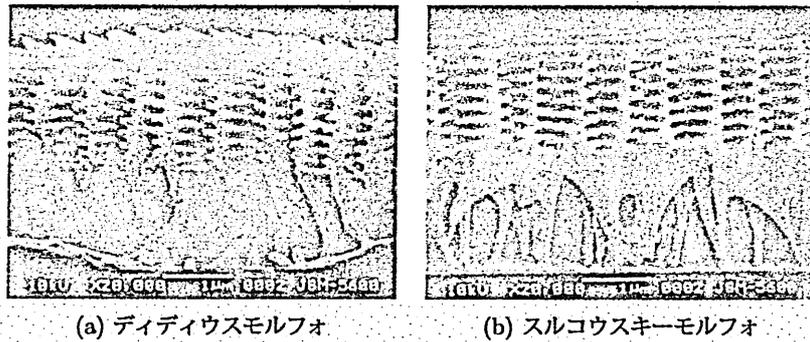


図2 モルフォチョウの翅表面(鱗粉)の走査型電子顕微鏡写真(文献[1], p.118を引用)

の変化を比較し, 従来, 知られていなかった方位角方向に対する色の変化を検討する. 自然界の構造性発色は微細周期構造に起因すること, 玉虫色は微細周期構造を方位角方向から観察した色であることを明らかにする.

本論文では, 時間因子 $e^{j\omega t}$, 空間デカルト座標 $r = (x, y, z)$ を真空中の波数 k_0 によって, $k_0 r \rightarrow r$ のように規格化する.

2 解析モデル

電子顕微鏡写真図2のようなモルフォチョウの翅には微細周期的な木構造が観察される. 解析のために, この構造から本質的な特徴を表した微細周期の多層誘電体格子を考え, 波長 λ の光が多層誘電体格子に入射する3次元散乱問題を図3に示す. 多層誘電体格子は, y 軸に一様であり, z 軸方向に周期 Λ を持つ. この構造に, x 軸負方向からの入射角 θ , y 軸正方向からの方位角 ϕ , 偏波角 γ , 波長 λ の平面波が入射する. 領域 $0, N-1$ の媒質定数(比誘電率, 比透磁率)はそれぞれ, $(\epsilon_a, \mu_a), (\epsilon_s, \mu_s)$ の定数とする. クチクラ, 周囲の比誘電率をそれぞれ, ϵ_r, ϵ_a とすると, 領域 $1 \sim N-2$ の各層の媒質定数は周期 Λ の z の関数で与えられる.

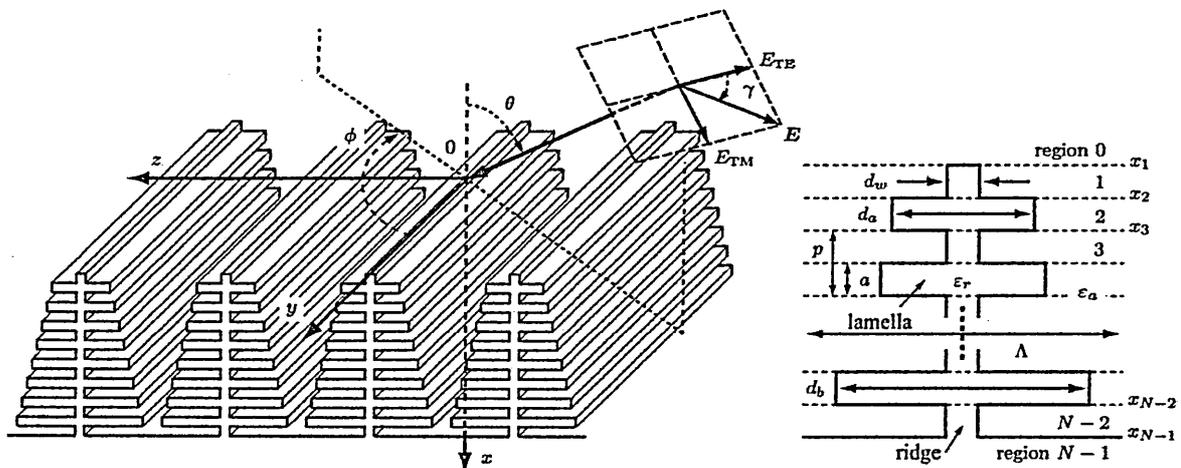


図3 微細周期の多層誘電体格子の3次元散乱問題

多くの報告において, 構造性発色は鱗粉の微細構造における lamella と空気との多層構造による光の干渉として説明されている. 格子モデルの2次元問題では, 単純な多層構造モデルに比べて, 反射率が小さくなり, 狭帯域化されることが報告されている^[4,5]. これは, 各層の lamella の幅が有限でテーパ状に変化していることが1つの要因であり, 各層の等価的な誘電率が異なっているため, 単純な多層構造で置き換えられないと考えられる. そこで本論文では, 微細周期の多層誘電体格子を解析するにあたり, 以下の2つの解析モデルを考える.

- ② 微細周期を考慮した多層誘電体格子モデル
- ① 各層を構造性複屈折により近似した異方性多層構造モデル

2.1 構造性複屈折近似に基づく異方性多層構造

格子周期 Λ が十分短い場合、誘電体格子は負の 1 軸結晶と同じ性質を持つ。偏光方向によって、各層の等価的な比誘電率は一般的に次式のように表され、文献 [10, 11] で筆者らが報告した。

$$\varepsilon_{\parallel} = \frac{1}{\Lambda} \int_{-\Lambda/2}^{\Lambda/2} \varepsilon(z) dz, \quad \frac{1}{\varepsilon_{\perp}} = \frac{1}{\Lambda} \int_{-\Lambda/2}^{\Lambda/2} \frac{1}{\varepsilon(z)} dz \quad (1)$$

この式は比誘電率のフーリエ級数展開の 0 次項に相当する。筆者らの解析手法では、Inverse Rule を適用することにより、周期的比誘電率分布のフーリエ級数展開、その逆数のフーリエ級数展開を用いているため、同じ数値計算プログラムを用いて、展開次数 0 と設定すれば、異方性多層構造、展開次数を増やせば誘電体格子を解析できる。

図 3 (b) の各層は方形誘電体格子であるから、一周期における格子の体積占有率 f を用いて、

$$\varepsilon(z) = \begin{cases} \varepsilon_r & (|z| \leq f\Lambda/2) \\ \varepsilon_a & (f\Lambda/2 < |z| \leq \Lambda/2) \end{cases}, \quad f = \frac{W}{\Lambda} \quad (2)$$

のように表され、式 (1) は構造性複屈折近似式として、よく知られた次式が与えられる。

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\parallel} &= \varepsilon_r f + \varepsilon_a (1 - f) \\ \frac{1}{\varepsilon_{\perp}} &= \frac{f}{\varepsilon_r} + \frac{1 - f}{\varepsilon_a} \end{aligned} \quad (3)$$

3 多層誘電体格子の解析手法と表色方法

本節では、微細周期の多層誘電体格子の解析手法として、筆者らが提案している行列固有値法 (行列固有値を用いた数値算法) [8, 10, 11] について述べる。数値計算によって得られた光学特性から、sRGB 表色系の 3 刺激値を用いて数値的に表色する方法、Yxy 表色系の色度座標を用いて色の変化を表す方法について述べる。

3.1 行列固有値法

計算機解析向けのディメンジョンレス化されたマクスウェルの方程式は次式のように表される。

$$\overline{\text{curl}} \sqrt{Y_0} E = -j \mu(z) \sqrt{Z_0} H, \quad \overline{\text{curl}} \sqrt{Z_0} H = j \varepsilon(z) \sqrt{Y_0} E, \quad \overline{\text{curl}} = \text{rot}/k_0 \quad (4)$$

但し、 $\overline{\text{curl}}$ は k_0 で空間変数が規格化された rot であり、真空中の波動インピーダンス $Z_0 = 1/Y_0$ である。構造の周期性から電磁界の x, y, z 成分 Ψ_{ℓ} ($\ell = x, y, z$) は、 $\psi_{\ell m}(x)$ を展開係数とする $(2M + 1)$ 個の空間高調波によって、

$$\sqrt{Y_0} E_{\ell}(x, y, z) = \sum_m e_{\ell m}(x) e^{-j(q_0 y + s_m z)}, \quad \sqrt{Z_0} H_{\ell}(x, y, z) = \sum_m h_{\ell m}(x) e^{-j(q_0 y + s_m z)} \quad (5)$$

$$s_m = s_0 + m s, \quad s = \lambda/\Lambda, \quad s_0 = \sqrt{\varepsilon_a \mu_a} \sin \theta \sin \phi, \quad q_0 = \sqrt{\varepsilon_a \mu_a} \sin \theta \cos \phi \quad (6)$$

のように展開する。媒質定数について、比誘電率 $\varepsilon(z)$ 、比透磁率 $\mu(z)$ 、及びその逆数は、周期性より打ち切り次数 $N_f (= 2M)$ によって、次式のようにフーリエ展開できる。

$$\zeta(z) = \sum_{m=-N_f}^{N_f} \tilde{\zeta}_m e^{jm \hat{\lambda} z}, \quad \tilde{\zeta}_m = \frac{1}{\Lambda} \int \zeta(z) e^{-jm \hat{\lambda} z} dz, \quad \zeta = \varepsilon, \mu, 1/\varepsilon, 1/\mu \quad (7)$$

式 (5) の展開係数 $\psi_{\ell m} (= e_{\ell m}, h_{\ell m})$ から作られる列ベクトル

$$e_{\ell}(x) = [e_{\ell-M}(x) \cdots e_{\ell 0}(x) \cdots e_{\ell M}(x)]^T, \quad h_{\ell}(x) = [h_{\ell-M}(x) \cdots h_{\ell 0}(x) \cdots h_{\ell M}(x)]^T \quad (8)$$

を導入し、構造性複屈折に基づく Inverse Rule^[9, 10] を適用し、マクスウェルの方程式を整理すると、連立 1 階微分方程式

$$\frac{d}{dx} f(x) = j [C] f(x), \quad f(x) = [e_y(x) \quad e_z(x) \quad h_y(x) \quad h_z(x)]^T \quad (9)$$

$$[C] = \begin{bmatrix} [0] & [0] & -[q][\varepsilon]^{-1}[s] & [q][\varepsilon]^{-1}[q] - [1/\mu]^{-1} \\ [0] & [0] & [\mu] - [s][\varepsilon]^{-1}[s] & [s][\varepsilon]^{-1}[q] \\ [q][\mu]^{-1}[s] & [1/\varepsilon]^{-1} - [q][\mu]^{-1}[q] & [0] & [0] \\ [s][\mu]^{-1}[s] - [\varepsilon] & -[s][\mu]^{-1}[q] & [0] & [0] \end{bmatrix} \quad (10)$$

$$[s] = [\delta_{mn} s_m], \quad [q] = q_0 [\delta_{mn}], \quad [\varepsilon] = [\tilde{\varepsilon}_{n-m}], \quad [1/\varepsilon] = [(1/\tilde{\varepsilon})_{n-m}], \quad [\mu] = [\tilde{\mu}_{n-m}], \quad [1/\mu] = [(1/\tilde{\mu})_{n-m}] \quad (11)$$

が得られる。連立1階微分方程式(9)の解は、係数行列[C]の行列固有値問題に帰着する。すなわち、 $(2M+1)$ 元のモード振幅ベクトル ${}^1g^\pm$, ${}^2g^\pm$, 及び $4(2M+1) \times 4(2M+1)$ 元の変換行列[T]を用いて、電磁界の展開係数ベクトルを次式のように変換する。

$$\begin{bmatrix} e_y(x) \\ e_z(x) \\ h_y(x) \\ h_z(x) \end{bmatrix} = [T] \begin{bmatrix} {}^1g^+(x) \\ {}^2g^+(x) \\ {}^1g^-(x) \\ {}^2g^-(x) \end{bmatrix} \quad (12)$$

但し、記号 \pm は x 軸方向の伝搬方向を示し、 1g , 2g に区別はない。従って、式(9)は

$$\frac{dg(x)}{dx} = j[Q]g(x) \quad (13)$$

となる。係数行列[C]が異なる固有値 ${}^{1(2)}\kappa_m^+$ と ${}^{1(2)}\kappa_m^-$ をもち、互いに独立な固有ベクトルをもつ場合、[C]の相似変換である行列[Q]は、

$$[Q] = [T]^{-1}[C][T] = \text{diag}[\kappa^+] \quad (14)$$

のように、 $4(2M+1)$ 個の固有値を要素とする対角行列となり、微分方程式を解くことができる。但し、 $m, n = -M, \dots, 0, \dots, M$ である。1階微分方程式(9)の解は

$$\begin{bmatrix} e_y(x) \\ e_z(x) \\ h_y(x) \\ h_z(x) \end{bmatrix} = [T][P(x)] \begin{bmatrix} {}^1g^+(\tilde{x}) \\ {}^2g^+(\tilde{x}) \\ {}^1g^-(\tilde{x}) \\ {}^2g^-(\tilde{x}) \end{bmatrix} \quad (15)$$

となる。 ${}^1g^\pm$, ${}^2g^\pm$ は $(2M+1)$ 次元のモード振幅ベクトル、行列[P(x)]は伝搬行列であり、

$$[P(x)] = \begin{bmatrix} [\delta_{mn} e^{j^1\kappa_m^+(x-\tilde{x})}] & [0] & [0] & [0] \\ [0] & [\delta_{mn} e^{j^2\kappa_m^+(x-\tilde{x})}] & [0] & [0] \\ [0] & [0] & [\delta_{mn} e^{j^1\kappa_m^-(x-\tilde{x})}] & [0] \\ [0] & [0] & [0] & [\delta_{mn} e^{j^2\kappa_m^-(x-\tilde{x})}] \end{bmatrix} \quad (16)$$

本手法では、一様領域では、電磁界をTE波、TM波の重ね合わせを用いて、表現しているので、固有値 ${}^1\kappa_m^\pm$ は $E\kappa_m^\pm$, ${}^2\kappa_m^\pm$ は $M\kappa_m^\pm$, モード振幅ベクトル ${}^1g^\pm$ は Eg^\pm , ${}^2g^\pm$ は Mg^\pm であり、上付文字E, MはTE波, TM波成分を示す。一方、周期構造領域では、固有値 ${}^1\kappa_m^\pm$ と ${}^2\kappa_m^\pm$, 及びモード振幅ベクトル ${}^1g^\pm$ と ${}^2g^\pm$ は数値計算の都合上、区別できていない。

3.2 境界条件

領域 $(n-1)$ と領域 n における変換行列[T_n], 伝搬行列[P'(x)]の積を

$$[A_n] = [T_{n-1}][P_{n-1}(x_n)], \quad [B_n] = [T_n][P_n(x_{n+1})] \quad (17)$$

のように表すと、 $x = x_1, x_2, \dots, x_N$ 上の境界条件は

$$\begin{aligned} [A_1] \begin{bmatrix} 0 \\ g_0^- \end{bmatrix} - [B_1] \begin{bmatrix} g_1^+ \\ g_1^- \end{bmatrix} &= -[A_1] \begin{bmatrix} g_0^+ \\ 0 \end{bmatrix} & (x = x_1) \\ \dots & \dots & \dots \\ [A_n] \begin{bmatrix} g_{n-1}^+ \\ g_{n-1}^- \end{bmatrix} - [B_n] \begin{bmatrix} g_n^+ \\ g_n^- \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix} & (x = x_n, \quad n = 2, \dots, N-2) \\ \dots & \dots & \dots \\ [A_{N-1}] \begin{bmatrix} g_{N-2}^+ \\ g_{N-2}^- \end{bmatrix} - [B_{N-2}] \begin{bmatrix} g_{N-1}^+ \\ 0 \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix} & (x = x_{N-1}) \end{aligned} \quad (18)$$

のようになる。未知数は領域 1 の $g_0^-(x_1)$ と領域 $(N-1)$ の $g_{N-1}^+(x_{N-1})$ である。

$$g_0^- = \begin{bmatrix} E g_{-M}^{a-} & \cdots & E g_0^{a-} & \cdots & E g_M^{a-} & M g_{-M}^{a-} & \cdots & M g_0^{a-} & \cdots & M g_M^{a-} \end{bmatrix}^T \quad (19)$$

$$g_{N-1}^+ = \begin{bmatrix} E g_{-M}^{s+} & \cdots & E g_0^{s+} & \cdots & E g_M^{s+} & M g_{-M}^{s+} & \cdots & M g_0^{s+} & \cdots & M g_M^{s+} \end{bmatrix}^T \quad (20)$$

励振源振幅は次式のように与えられる。

$$g_0^+ = \begin{bmatrix} E g_0^+ & M g_0^+ \end{bmatrix}^T = \left[\underbrace{0 \cdots 0 \quad E g_0^{a+} \quad 0 \cdots 0}_{2M+1} \quad \underbrace{0 \cdots 0 \quad M g_0^{s+} \quad 0 \cdots 0}_{2M+1} \right]^T \quad (21)$$

$$\begin{pmatrix} E g_0^{a+}, M g_0^{s+} \end{pmatrix} = (\cos \gamma, \sin \gamma), \quad \gamma = \begin{cases} 0^\circ & \text{(TE 波)} \\ 90^\circ & \text{(TM 波)} \end{cases} \quad (22)$$

一様領域の場合、TE 波、TM 波成分の m 次の反射回折効率、透過回折効率は

$$E^{(M)} \eta_m^r = \frac{\operatorname{Re}[\xi_m^a] |E^{(M)} g_m^{a-}|^2}{P_{\text{in}}}, \quad E^{(M)} \eta_m^t = \frac{\operatorname{Re}[\xi_m^s] |E^{(M)} g_m^{s+}|^2}{P_{\text{in}}}, \quad P_{\text{in}} = \operatorname{Re}[\xi_0^a] |E g_0^{a+}|^2 + \operatorname{Re}[\xi_0^s] |M g_0^{s+}|^2 \quad (23)$$

のように与えられる。無偏光の入射波に対する鏡面反射波である 0 次反射回折効率は

$$U \eta_0^r(\lambda) = \frac{\eta_0^r(0^\circ) + \eta_0^r(90^\circ)}{2}, \quad \eta_0^r(\gamma) = E \eta_0^r + M \eta_0^r \quad (24)$$

となり、0 次反射波に限れば鏡面反射方向から観察した場合に相当する。

3.3 表色方法

3 刺激値 X, Y, Z は、等色関数 $\bar{x}(\lambda), \bar{y}(\lambda), \bar{z}(\lambda)$ 、0 次反射回折効率 $U \eta_0^r(\lambda)$ を用いて次式により求められる。等色関数の値は実験結果をもとにした値であり、文献 [12] を参照する。

$$\begin{bmatrix} X \\ Y \\ Z \end{bmatrix} = K \sum_{i=1}^n U \eta_0^r(\lambda_i) P(\lambda_i) \begin{bmatrix} \bar{x}(\lambda_i) \\ \bar{y}(\lambda_i) \\ \bar{z}(\lambda_i) \end{bmatrix}, \quad K = \frac{1}{\sum_{i=1}^n P(\lambda_i) \bar{y}(\lambda_i)} \quad (25)$$

定数 K は全反射のとき、 Y 値が 1 となるように正規化している。 $P(\lambda)$ は本来、照明光の分光分布であるが、電磁波の散乱問題では、 $P(\lambda) = 1$ とし、照明に無関係の表面色として、次式のように定義することが可能である。

$$\begin{bmatrix} X \\ Y \\ Z \end{bmatrix} = K \sum_{i=1}^n U \eta_0^r(\lambda_i) \begin{bmatrix} \bar{x}(\lambda_i) \\ \bar{y}(\lambda_i) \\ \bar{z}(\lambda_i) \end{bmatrix}, \quad K = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \bar{y}(\lambda_i)} \quad (26)$$

λ_i ($i = 1, \dots, n, \lambda_1 = 360, \lambda_n = 830$ [nm]) は、波長間隔 $\Delta\lambda$ によって定まる離散的な波長点を表し、波長間隔 $\Delta\lambda$ は一般の実用目的に対して 5 [nm] で十分であると記述されている [12]。次に、XYZ 表色系の 3 刺激値から sRGB 表色系の 3 刺激値に次式のように、1 次変換する。

$$\begin{bmatrix} R \\ G \\ B \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 3.2410 & -1.5374 & -0.4986 \\ -0.9692 & 1.8760 & 0.0416 \\ 0.0556 & -0.2040 & 1.0570 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} X \\ Y \\ Z \end{bmatrix} \quad (27)$$

さらに、ガンマ補正を施し、0 ~ 255 に規格化することにより、sRGB 表色系を用いて構造性発色を表現する。sRGB 表色系を用いた色は人の目には識別しやすいが、自然界の色は、sRGB 表色系の色域では、表現できない色が存在するため、全て色を扱うことができる Yxy 表色系における色度座標 (x, y) を次式のように求める。

$$x = \frac{X}{X+Y+Z}, \quad y = \frac{Y}{X+Y+Z} \quad (28)$$

4 数値計算例と検討

本節では、誘電体格子と異方性多層構造の解析モデルについて、色の方位角に対する変化を含めた数値計算例を示す。数値計算パラメータとして、文献 [4] を参考に、 $\Lambda = 600$ [nm], $a = 80$ [nm], $p = 200$ [nm], $N = 19$, $\sqrt{\epsilon_a} = 1.0$, $\sqrt{\epsilon_r} = 1.5$ とする。他のパラメータは、 $d_a/\Lambda = 0.5$, $d_b/\Lambda = 0.8$, $d_w/\Lambda = 0.1$ とした。

まず、誘電体格子モデルにおいて、展開項数 ($2M + 1$) に対する解の収束性を図 4 に示す。図 (a), (b) にそれぞれ、入射角 $\theta = 20^\circ$, 45° の場合の sRGB 表色系による表色結果を示す。 θ を変えても、展開項数を増やすと、十分収束している様子がわかる。以降の数値計算では、誘電体格子の解析では、解の収束と計算時間の関係から、 $2M + 1 = 31$ とする。

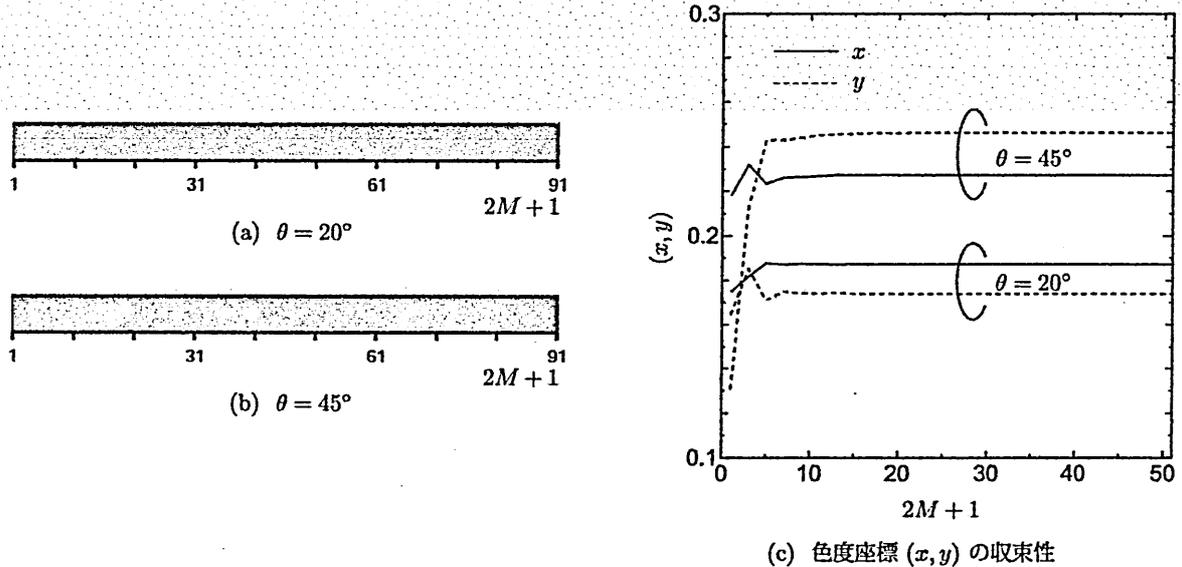


図 4 sRGB による表色と色度座標の展開項数 ($2M + 1$) に対する収束 ($\phi = 45^\circ$)

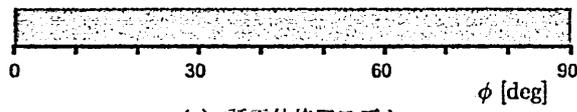
次に、図 5 は方位角 ϕ に対する sRGB 表色系を用いた色の变化を示す。誘電体格子モデル、多層構造モデルの場合をそれぞれ、図 (a), (b) に示す。誘電体格子モデルの場合、方位角に対して青から青緑に変化する、いわゆる玉虫色を示しているが、多層構造モデルの場合、方位角に対して色の变化が見られないが、誘電体格子モデルに比べて、明度が高いことがわかる。方位角 ϕ に対する色度座標 (x, y) の变化を図 6 に示す。点線で囲まれた三角形は sRGB の色域 (表現できる色の範囲) を表す。誘電体格子モデルの場合、sRGB 表色系の色域外を大きく変化しているため、図 (a) の sRGB 表色系による表色結果は、本来の構造的発色に近い色と言える。多層構造モデルの場合、色の变化が小さく、sRGB 表色系の色域内である。方位角 ϕ が小さいとき、両モデル共に、青色を示すが、誘電体格子モデルのほうが、自然界の構造的発色に近い。モルフオチョウに見られる構造的発色は、強い青色の輝きを示すことが知られており、sRGB 表色系で表現できない色と考えられる。従って、構造的発色では、周期構造が重要な役割を果たしていることがわかる。

入射角 θ に対する sRGB 表色系を用いた色の变化を図 7 に示す。図 (a), (b) はそれぞれ、誘電体格子モデル、多層構造モデルの場合の sRGB 表色系による表色結果である。これらの図から、誘電体格子モデルと多層構造モデルによる色の变化に、大きな違いが見られないが、入射角が大きくなり、反射率が小さくなり、色が暗くなっている様子がわかる。つまり、強い青い輝きではない。以上から、構造的発色に見られる玉虫色は入射角が小さく、方位角方向の観察により色合いが変化する現象と考えることができる。Yxy 表色系の色度座標 (x, y) の变化を図 8 に示す。誘電体格子モデルの場合は、 $0^\circ \leq \theta \leq 30^\circ$ 付近において、 (x, y) は sRGB 表色系の色域外を変化している。

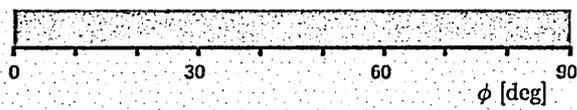
2 つの層の屈折率はそれぞれ、 $\sqrt{\epsilon_r}$, $\sqrt{\epsilon_a}$ であるから、垂直入射の場合、光学距離 ℓ は次式のように表される。

$$\ell = 2 \{ \sqrt{\epsilon_r} a + \sqrt{\epsilon_a} (p - a) \} \quad (29)$$

今、構造パラメータ $\sqrt{\epsilon_a} = 1.0$, $\sqrt{\epsilon_r} = 1.5$, $a = 80$, $p = 200$ であるから、 $\ell = 480$ [nm] となり、図 9 に示す光の波長と色の関係から、青色であることがわかる。 $a = 120$, $p = 300$ とすれば、式 (29) の光学距離 $\ell = 720$ [nm] である。干渉により強め合う波長は、赤色であると考えられる。そこで、この構造について、方位角 ϕ に対する sRGB 表色系による色の变化を図 10 に示す。赤色の構造的発色が得られることがわかる。誘電体格子モデルは、方位角に対して色合いが変化しているが、多層構造モデルは、色の变化が見られない。赤色の場合も、微細周期が玉虫色の現象に影響を及ぼしている。

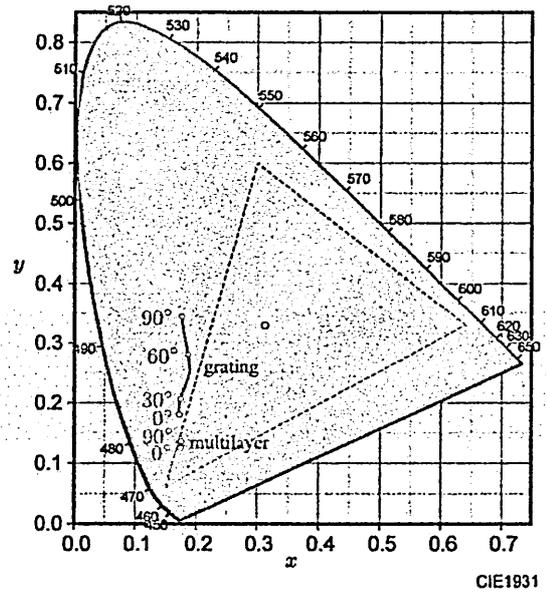


(a) 誘電体格子モデル



(b) 多層構造モデル

図5 方位角 ϕ に対する sRGB の色の変化 ($\theta = 20^\circ$)



CIE1931

図6 方位角 ϕ に対する色度座標 (x, y) の変化

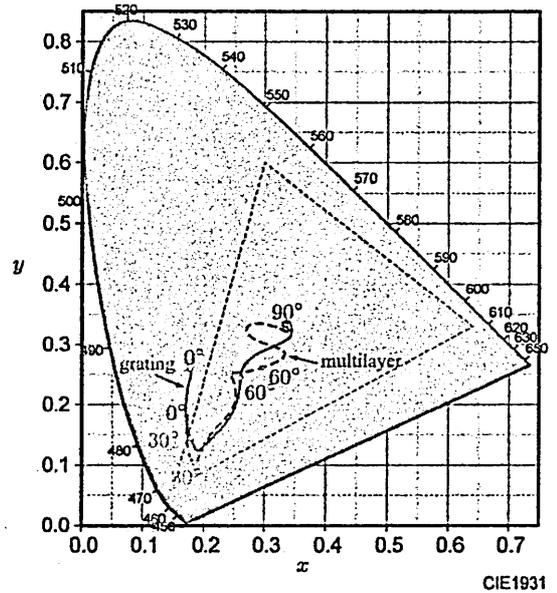


(a) 誘電体格子モデル



(b) 多層構造モデル

図7 入射角 θ に対する sRGB の色の変化 ($\phi = 20^\circ$)



CIE1931

図8 入射角 θ に対する色度座標 (x, y) の変化

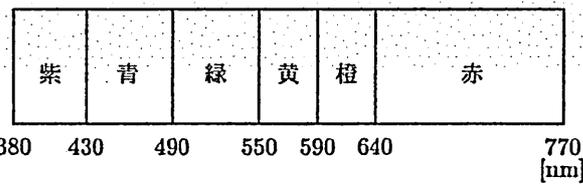
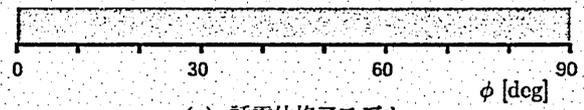
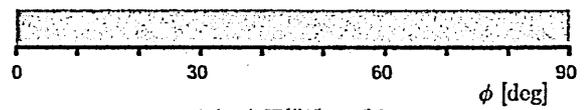


図9 光の波長と色との関係



(a) 誘電体格子モデル



(b) 多層構造モデル

図10 方位角 ϕ に対する sRGB の色の変化 ($\theta = 20^\circ$)

5 むすび

本論文では、モルフォチョウの翅をモデル化した構造に無偏光の光波が入射したときの 3 次元散乱問題を検討した。数値解析法として、行列固有値法と Inverse Rule^[9,10] を併用した。可視波長領域における光学特性を行列固有値法により数値計算し、sRGB (standard RGB) 表色系の 3 刺激値、Yxy 表色系の色度座標に変換し、3 次元方向から観察した色を数値的に示す方法を述べた。モルフォチョウの翅の解析モデルとして、微細周期の多層誘電体格子モデルと構造性複屈折により近似した異方性多層構造モデルを考えて、色の変化を比較し、従来、知られていなかった方位角方向に対する色の変化を検討した。数値計算により、構造性発色は微細周期構造に起因すること、玉虫色は微細周期構造を方位角方向から観察した色であることを示した。

今後は、クチクラの形状、クチクラの層数、周期間隔に対する 3 次元方向から観察した色の変化を調べたい。

参考文献

- [1] S. Kinoshita and S. Yoshioka, Structural colors in biological systems –Principles and applications–, Osaka University Press, 2005.
- [2] 木下修一, 近藤寿人, 生物ナノフォトニクス –構造色入門–, 朝倉書店, 2010 年.
- [3] 松田豊稔, “構造性発色の数値解析”, 電気学会研究会資料, 電磁界理論, EMT-97-7, pp. 37–42, 1997 年 1 月.
- [4] 松田豊稔, 伊藤日出男, “蝶翅鱗粉の微細周期構造とその光学特性”, 光アライアンス, pp. 35–41, 2002 年 9 月.
- [5] 若林秀昭, 山北次郎, “構造性発色の数値解析と表色”, 輻射科学研究会資料, RS 08-09, pp. 119–128, 2008 年 9 月.
- [6] H. Wakabayashi and J. Yamakita, “Color specification for structural colors by using reflection spectrum”, IEEJ Transactions on Electrical and Electronic Engineering, Vol. 4, No. 6, pp. 790–792, 2009.
- [7] H. Wakabayashi, M. Asai and J. Yamakita, “Three dimensional analysis of structural coloration in subwavelength gratings”, Proceedings of 2015 International Conference on Simulation Technology, pp. 206–209, October 2015.
- [8] H. Wakabayashi, M. Asai and J. Yamakita, “A scattering field expression by dielectric gratings using circularly polarized waves”, IEICE Transactions on Electronics, Vol. E98-C, No. 2, pp. 162–165, February 2015.
- [9] L. Li, “Use of Fourier series in the analysis of discontinuous periodic structures”, Journal of Optical Society of America A, Vol. 13, No. 9, pp. 1870–1876, September 1996.
- [10] 岡田俊也, 若林秀昭, 稲井 寛, “周期的誘電率分布を持つ回折格子の解析における収束改善”, 電子情報通信学会論文誌 (C), Vol. J97-C, No. 5, pp. 235–238, 2014 年 5 月.
- [11] 菅野翔太, 若林秀昭, 稲井 寛, “屈折率変調型格子の等価誘電率近似に関する検討”, 電気学会論文誌, 基礎・材料・共通 (A) 部門誌, Vol. 127, No. 8, pp. 445–451, 2007 年 8 月.
- [12] 日本色彩学会編, 新編 色彩科学ハンドブック 第 2 版, 東京大学出版会, 1998 年.

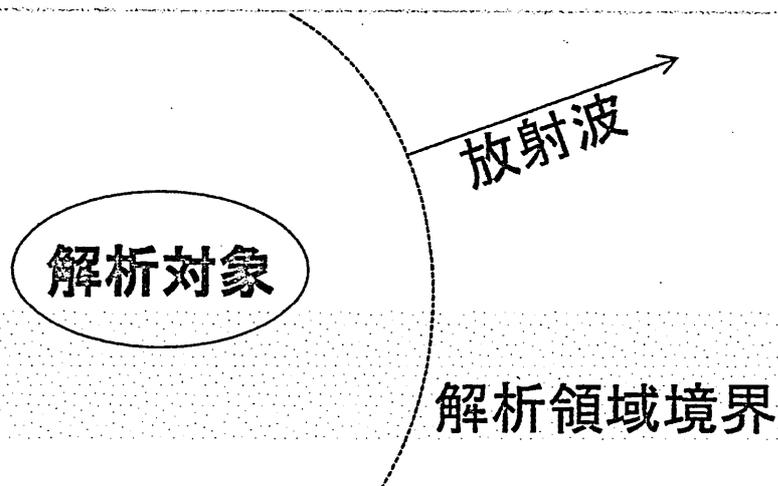
摂動近似を用いた開領域解放

2015/12/18

菅原 賢悟

- 背景 (FEMの開領域問題)
- 提案手法
- 解析解
- 数値算結果
- まとめ

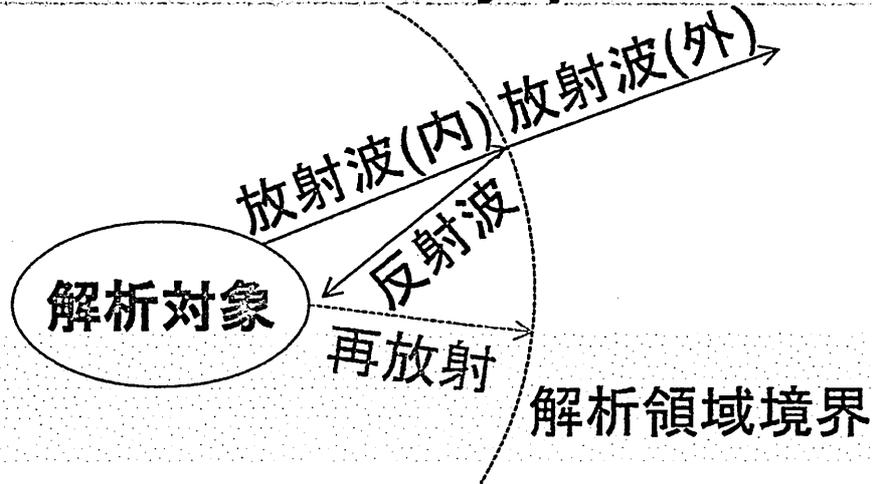
objective



従来存在するFEMのコードを改変することなく、
open boundary problemを解きたい。

- 背景技術
- 提案手法
- 解析解
- 数値算結果
- まとめ

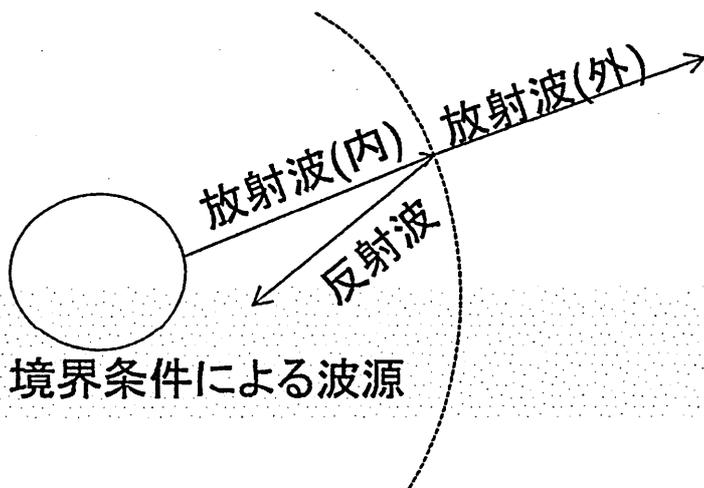
open boundary problem



再放射が十分小さいことを仮定

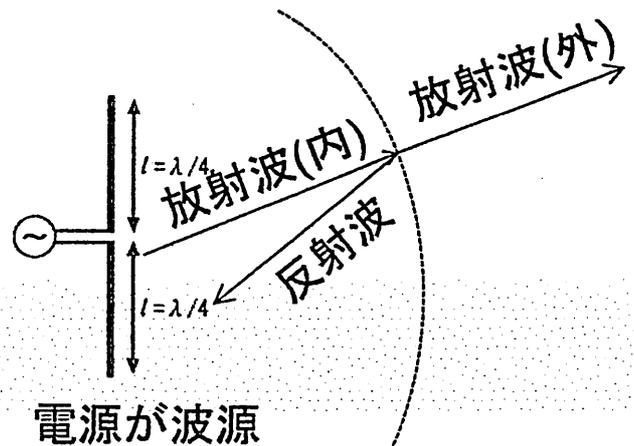
この仮定が成り立つ場合には、
解析領域の表面の電磁場分布より、
放射波と反射波が再構築可能

境界条件による波源
⇒ 適用範囲外

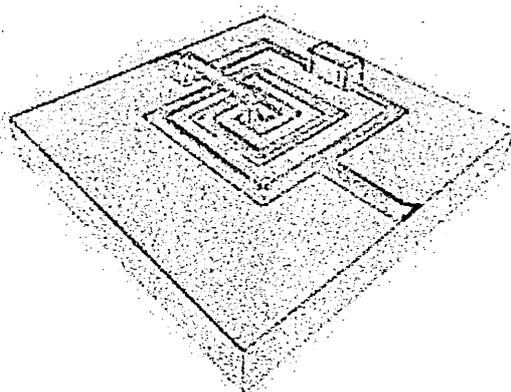


$$h_n^{(2)} + h_n^{(1)} = \text{const}$$

電源が波限
⇒ 適用範囲内



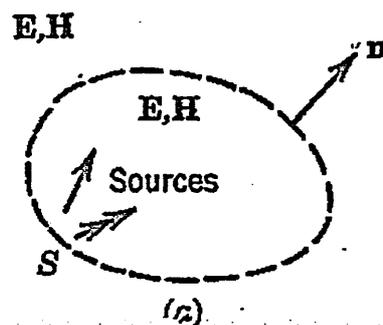
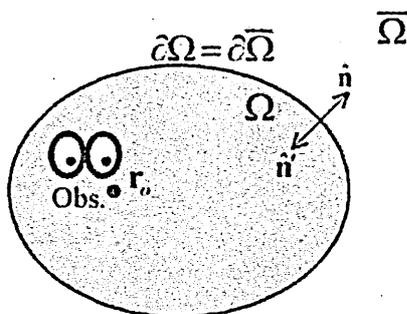
$$(1 + \varepsilon)h_n^{(2)} + h_n^{(1)}$$



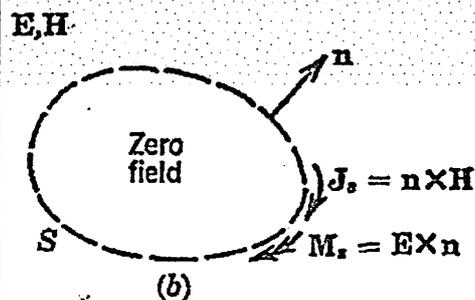
Sパラメータを計算するときには
境界条件には大きく依存しない。

⇒ 放射を計算するときには境界を大きく取る？
(本来その必要はない)

field reconstruction

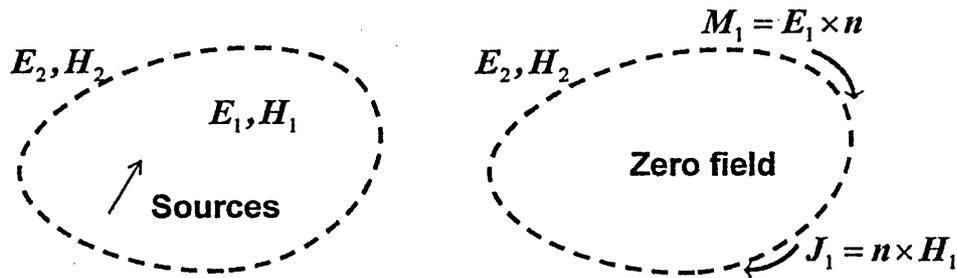


$$\begin{aligned}
 \mathbf{E}(\mathbf{r}_o) &= \iiint_{\Omega} \left\{ -j\omega\mu_0 \mathbf{J} \psi_o - \mathbf{J}_m \times \nabla \psi_o + \frac{\rho_e}{\epsilon_0} \nabla \psi_o \right\} dv \\
 &+ \iint_{S} \left[-j\omega\mu_0 (\hat{\mathbf{n}}' \times \mathbf{H}) \psi_o - (\mathbf{E} \times \hat{\mathbf{n}}') \times \nabla \psi_o + \frac{1}{j\omega\epsilon_0} [(\hat{\mathbf{n}}' \times \mathbf{H}) \cdot \nabla] \nabla \psi_o \right] dS \\
 \mathbf{H}(\mathbf{r}_o) &= \iiint_{\Omega} \left\{ -j\omega\epsilon_0 \mathbf{J}_m \psi_o + \mathbf{J}_e \times \nabla \psi_o + \frac{\rho_m}{\mu_0} \nabla \psi_o \right\} dv \\
 &+ \iint_{S} \left[-j\omega\epsilon_0 (\mathbf{E} \times \hat{\mathbf{n}}') \psi_o + (\hat{\mathbf{n}}' \times \mathbf{H}) \times \nabla \psi_o + \frac{1}{j\omega\mu_0} [(\mathbf{E} \times \hat{\mathbf{n}}') \cdot \nabla] \nabla \psi_o \right] dS
 \end{aligned}$$

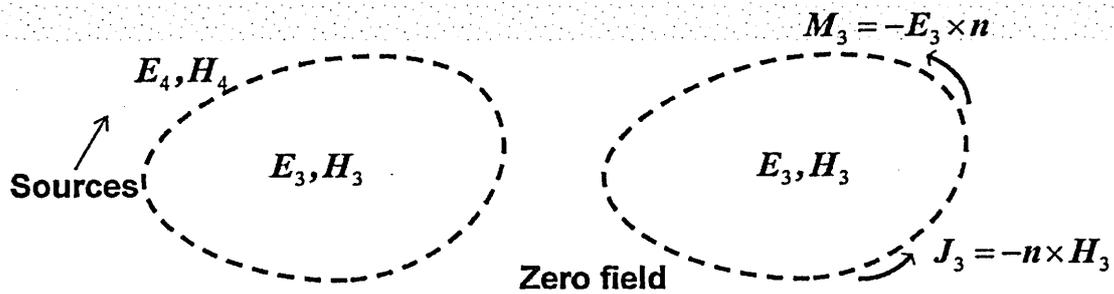


解析領域表面の $\mathbf{J} = \mathbf{n} \times \mathbf{H}$, $\mathbf{M} = \mathbf{E} \times \mathbf{n}$ を用いて,
解析領域の外側の電磁場が算出できる。

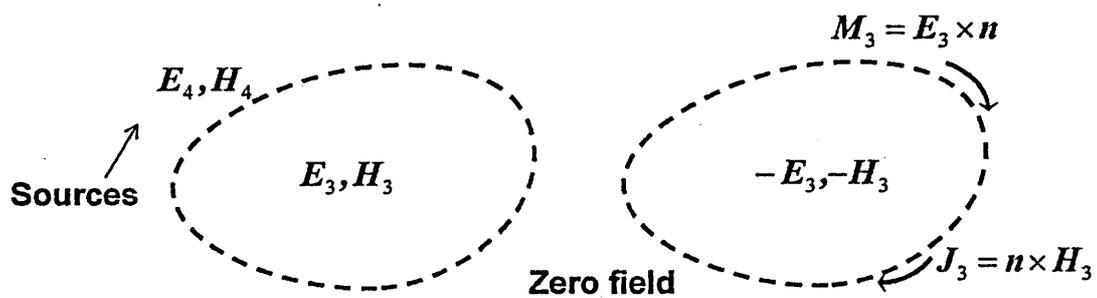
波源が内部にある場合



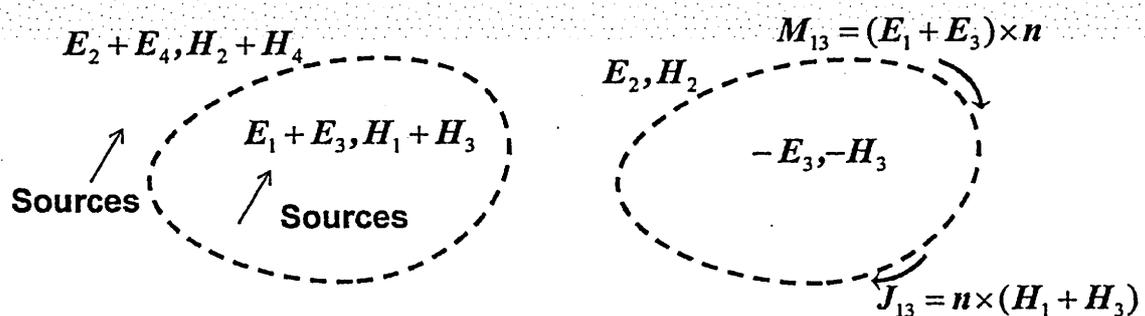
波源が外部にある場合



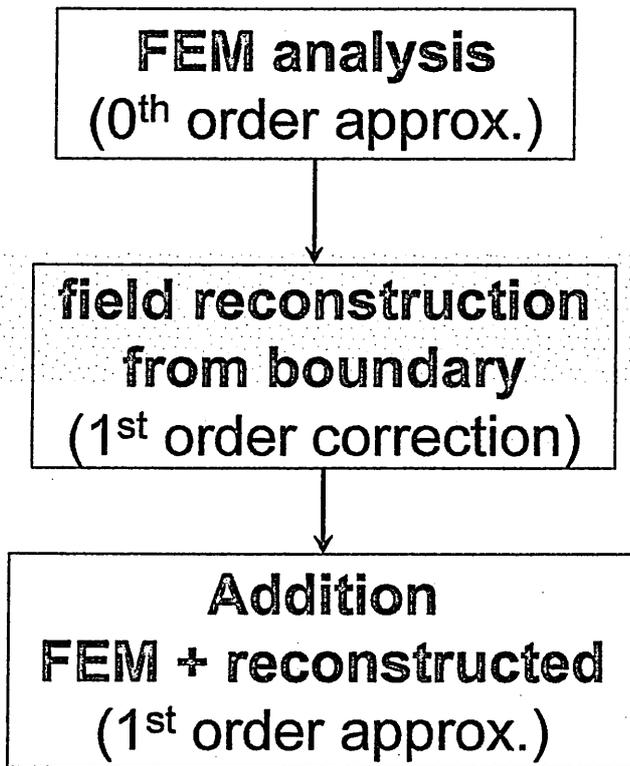
波源が外部にある場合



本稿で扱う等価定理



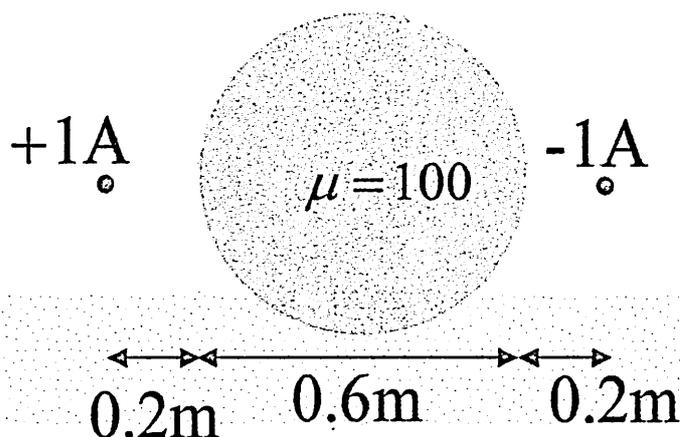
flow chart



no iteration required

- 背景技術
- 提案手法
- 解析解
- 数値算結果(静磁界2D)
- まとめ

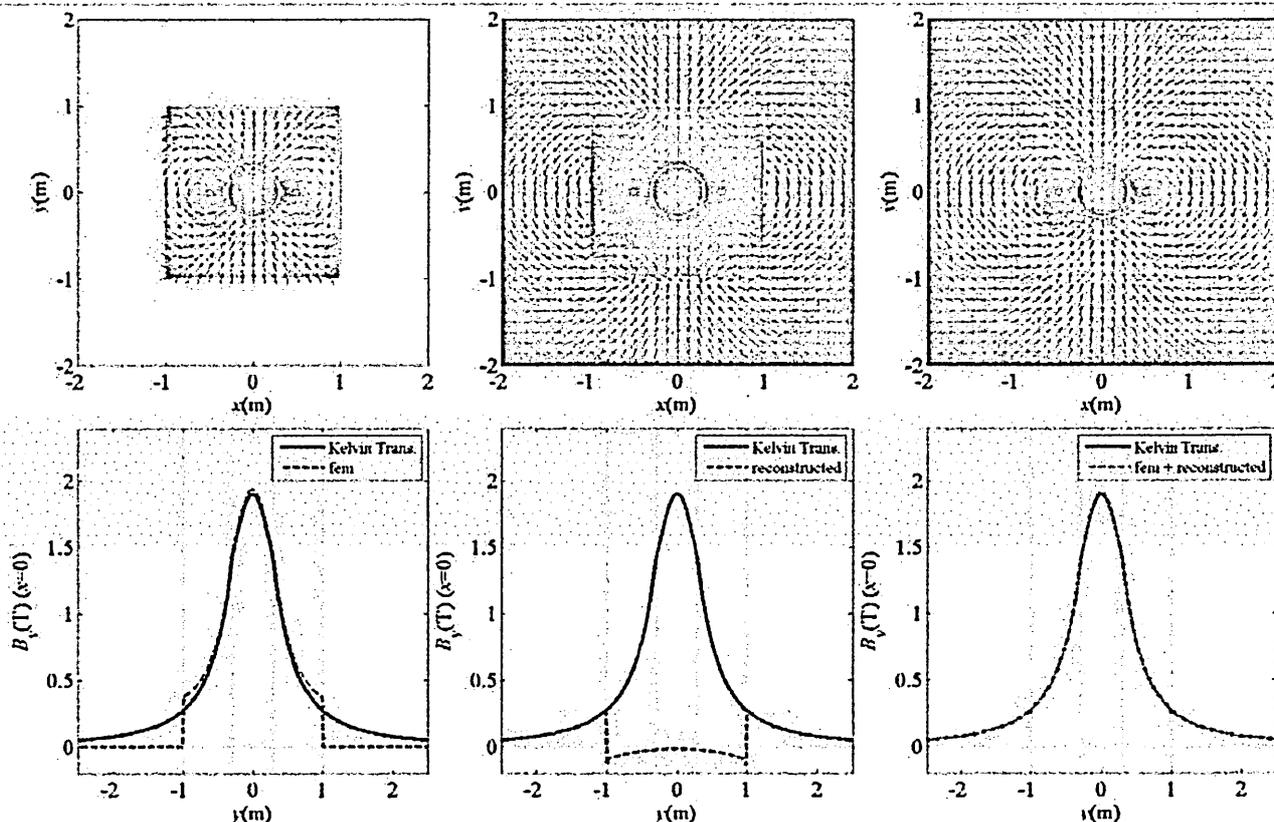
benchmark problem



2次元静磁場ベンチマーク問題

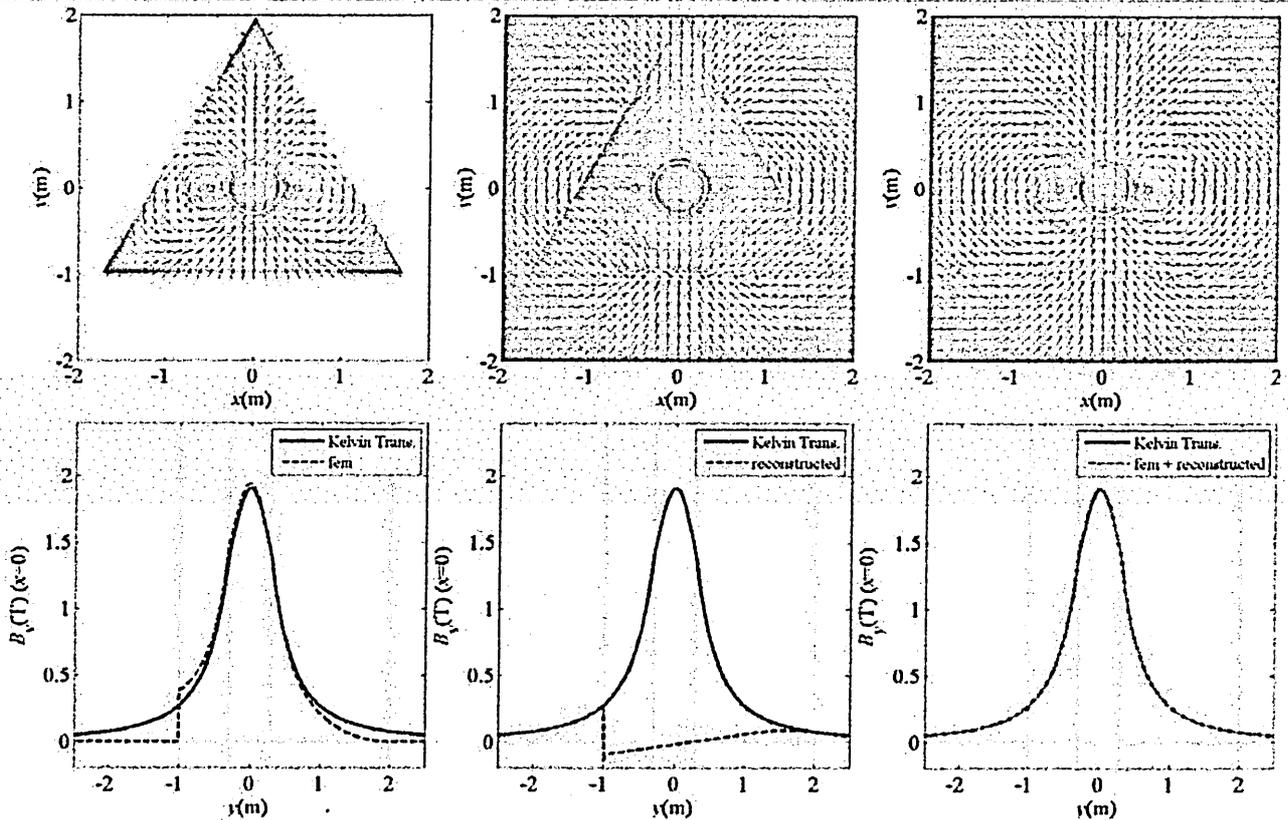
磁性体が線形か非線形かは本質的な違いではない。

正方形SDI境界を用いた場合



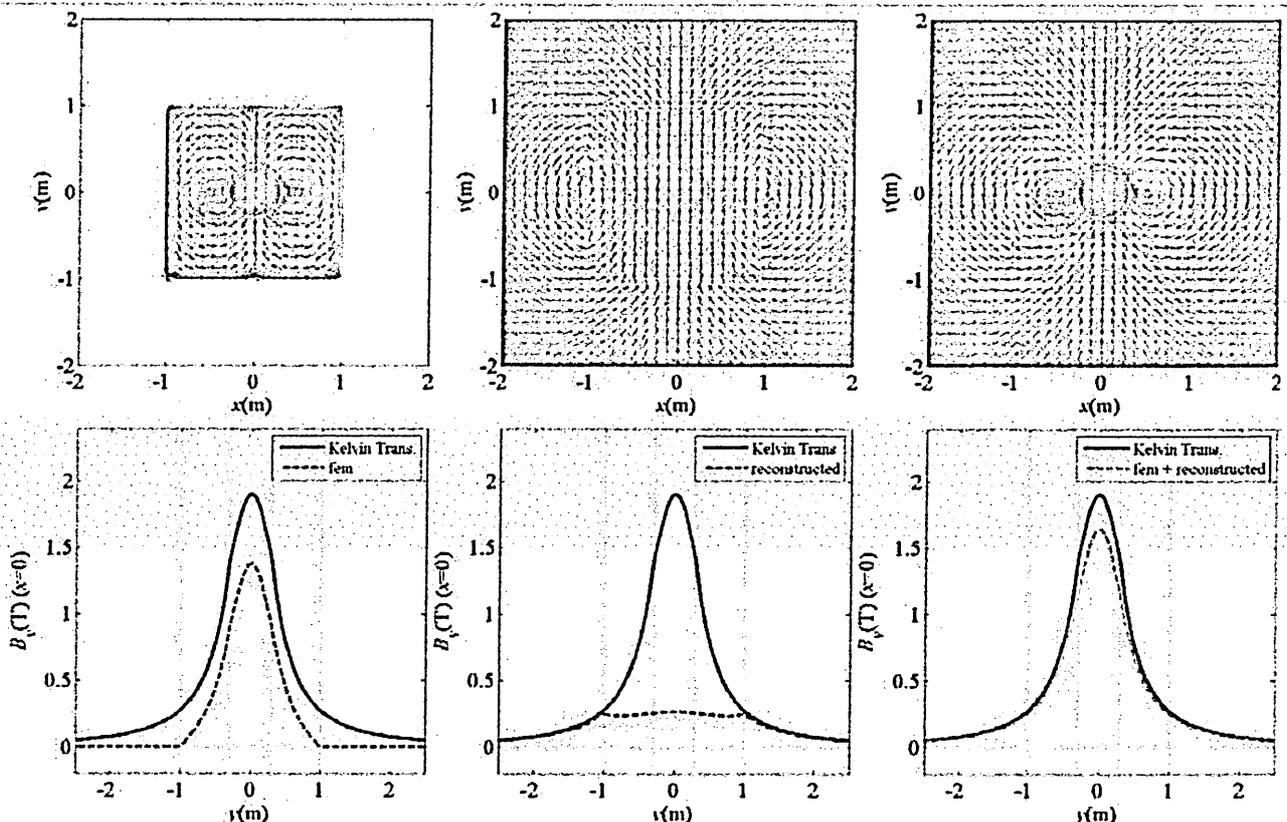
SDI境界が正方形である誤差も補正可能
 ⇒ 境界による反射が存在する

三角形SDI境界を用いた場合



三角形SDI境界でも磁性体内部以外は補正可能

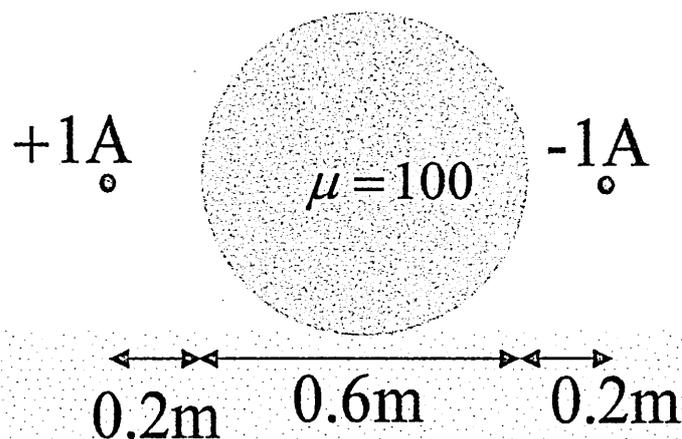
正方形ディリクレ境界を用いた場合



正方形ディリクレ境界も補正可能
ただし、磁性体内部は補正しきれない

- 背景技術
- 提案手法
- 解析解
- 数値算結果(静磁界軸対称)
- まとめ

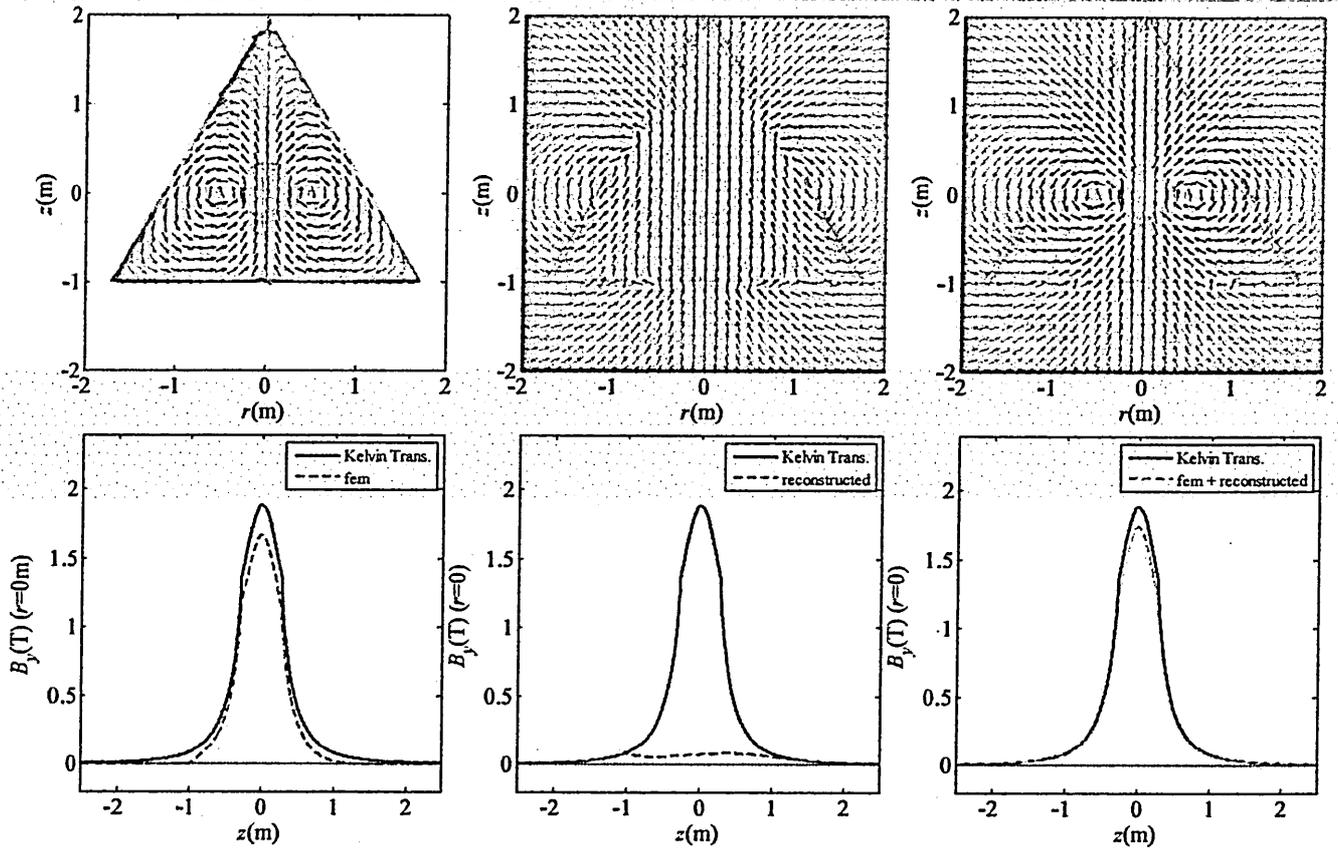
benchmark problem



軸対称3次元静磁場ベンチマーク問題

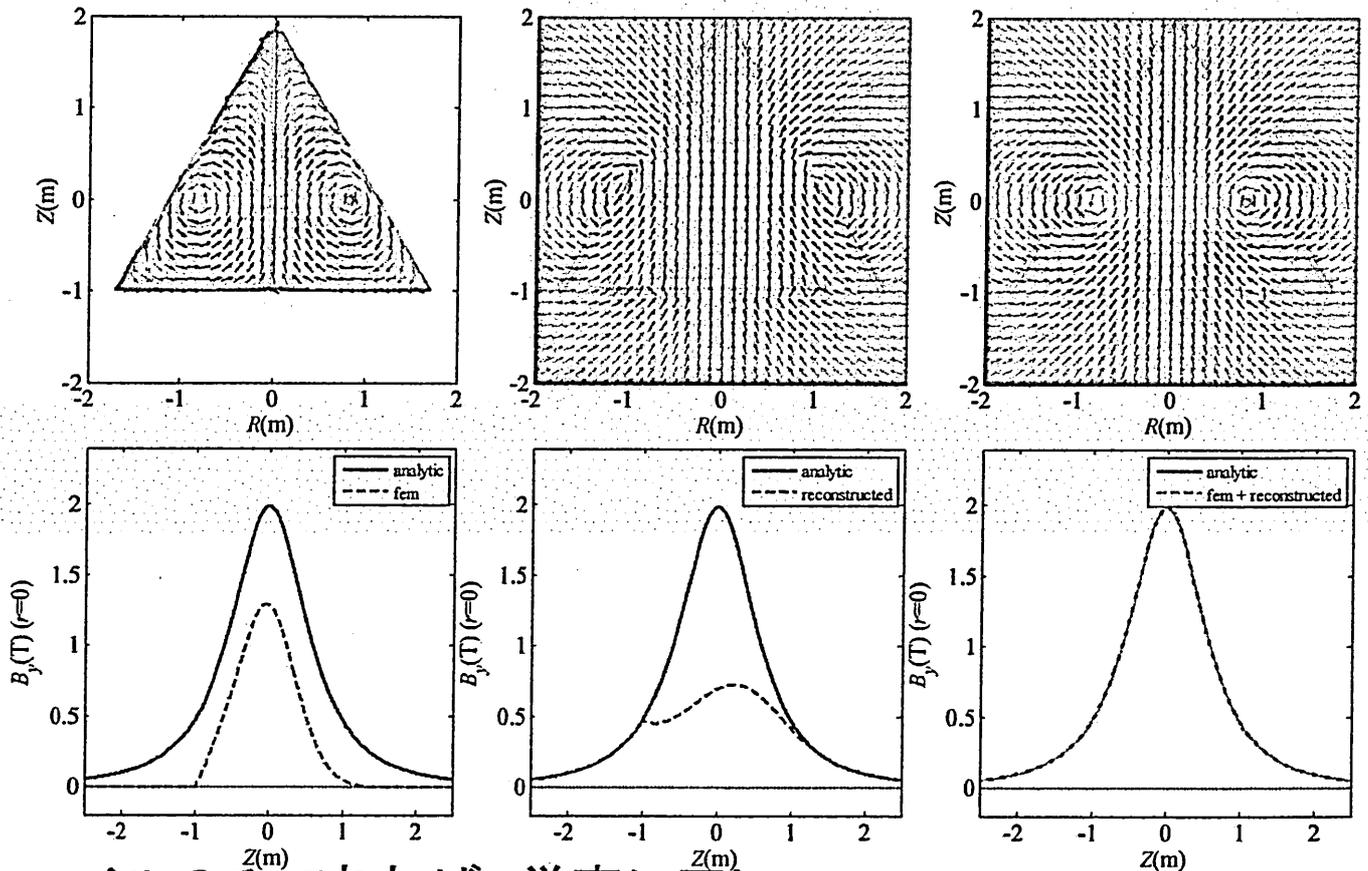
磁性体が線形か非線形かは本質的な違いではない。

三角錐Dirichlet境界を用いた場合



三角錐Dirichlet境界でも磁性体内部以外は補正可能

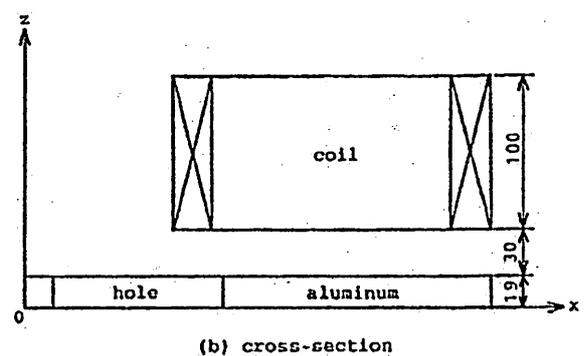
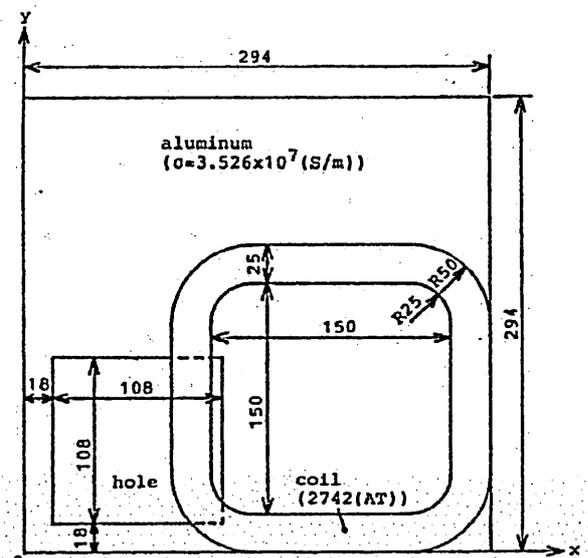
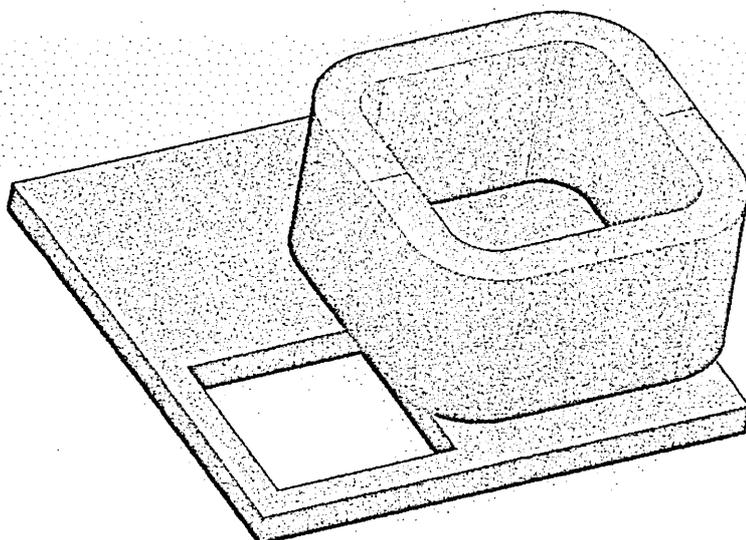
コイルのみの場合



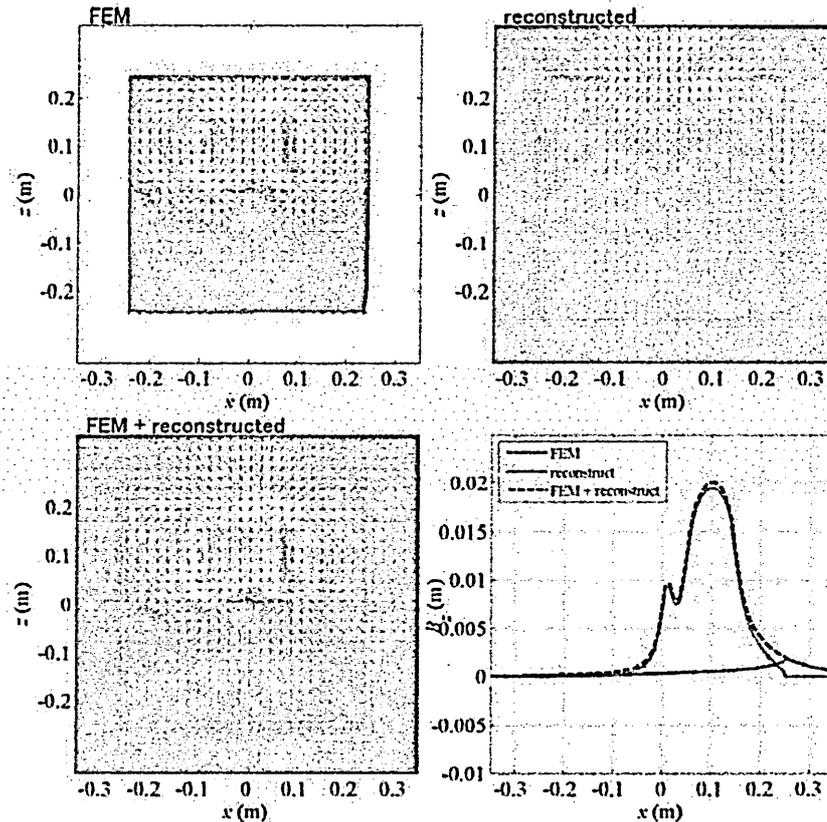
コイルのみであれば、厳密に正しい

- 背景技術
- 提案手法
- 解析解
- 数値算結果(渦電流3D)
- まとめ

T. E. A. M. Problem 7

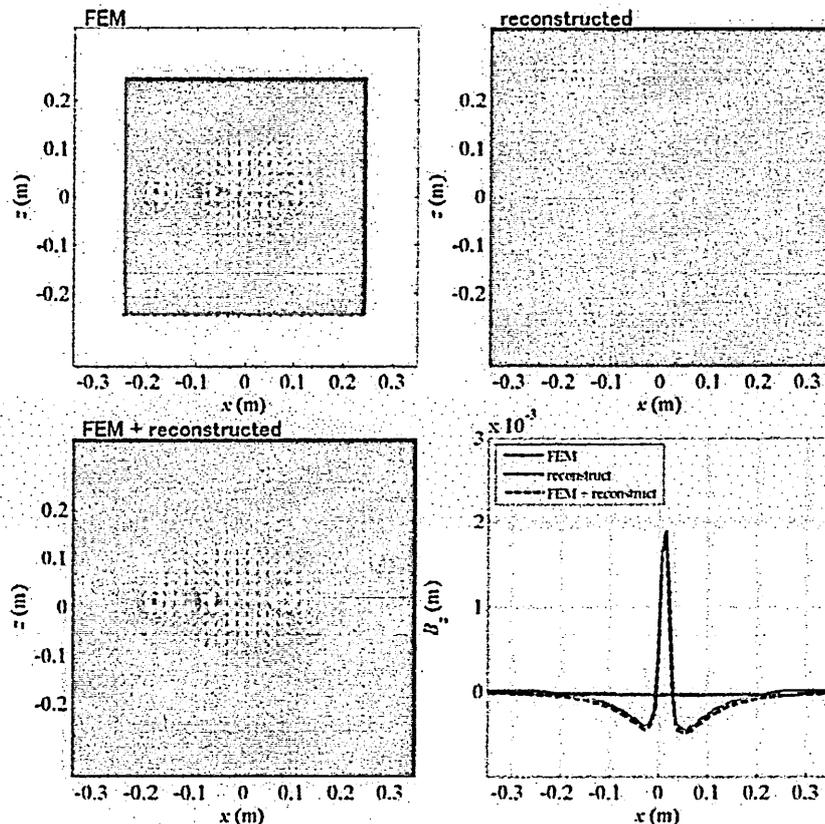


Dirichlet B.C. real part



実部はコイルが作る磁場が支配的なので補正可能

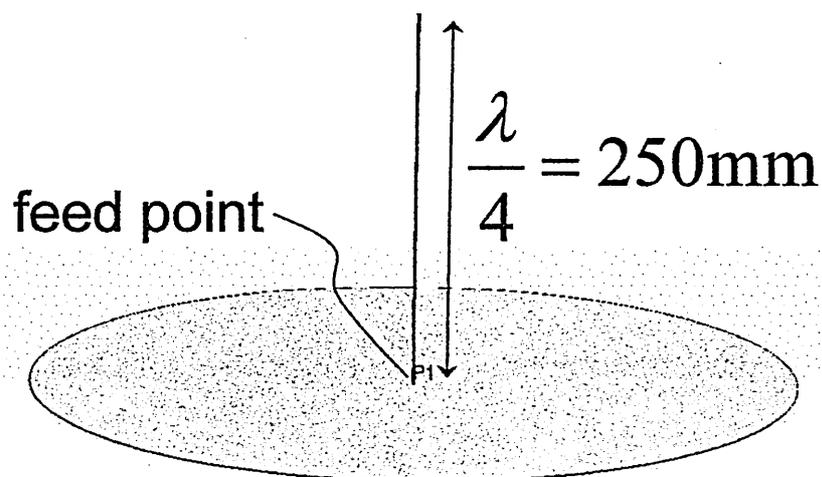
Dirichlet B. C. imaginary part



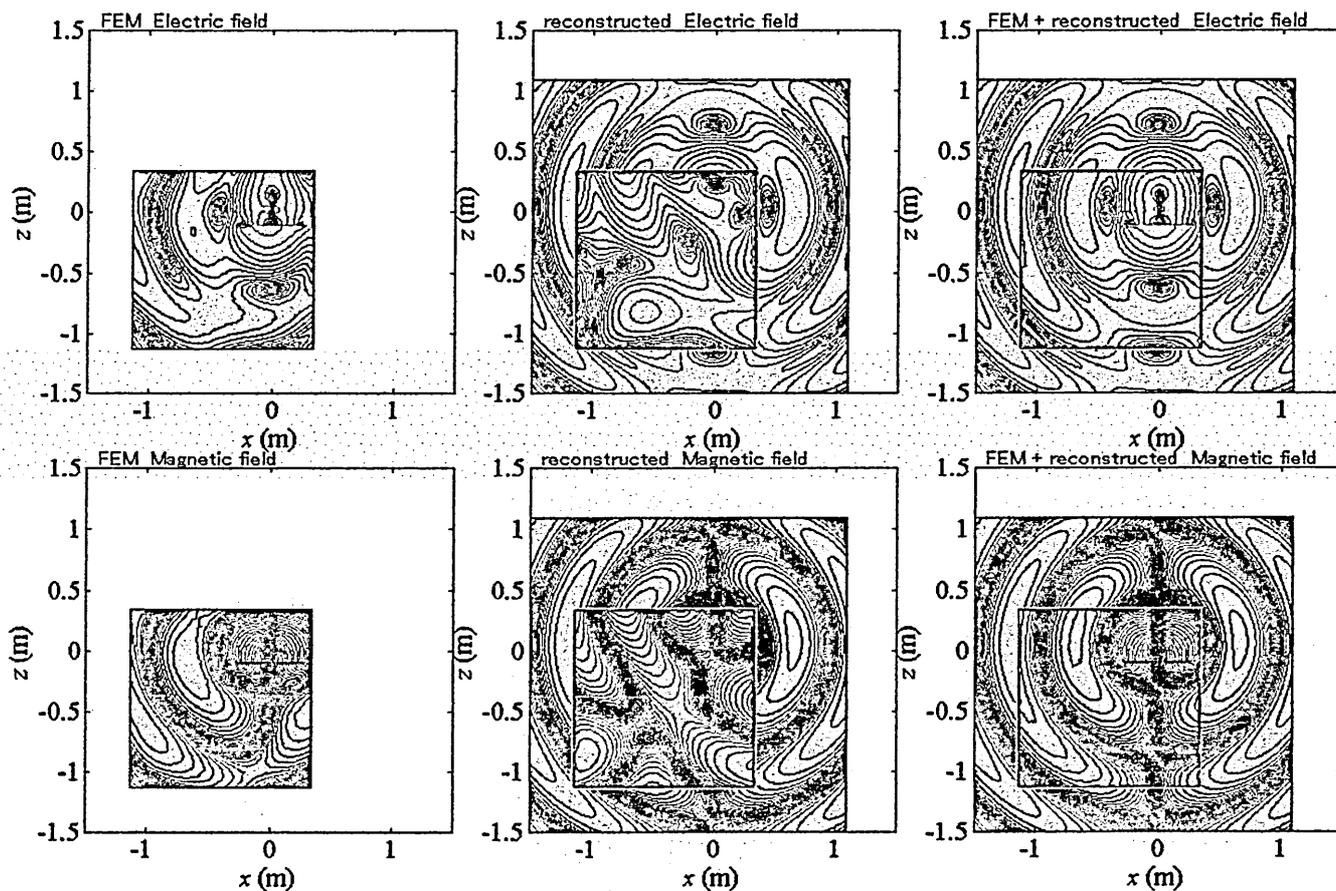
虚部は渦電流作る磁場でこの例では境界の影響は小

- 背景技術
- 提案手法
- 解析解
- 数値算結果(高周波3D)
- まとめ

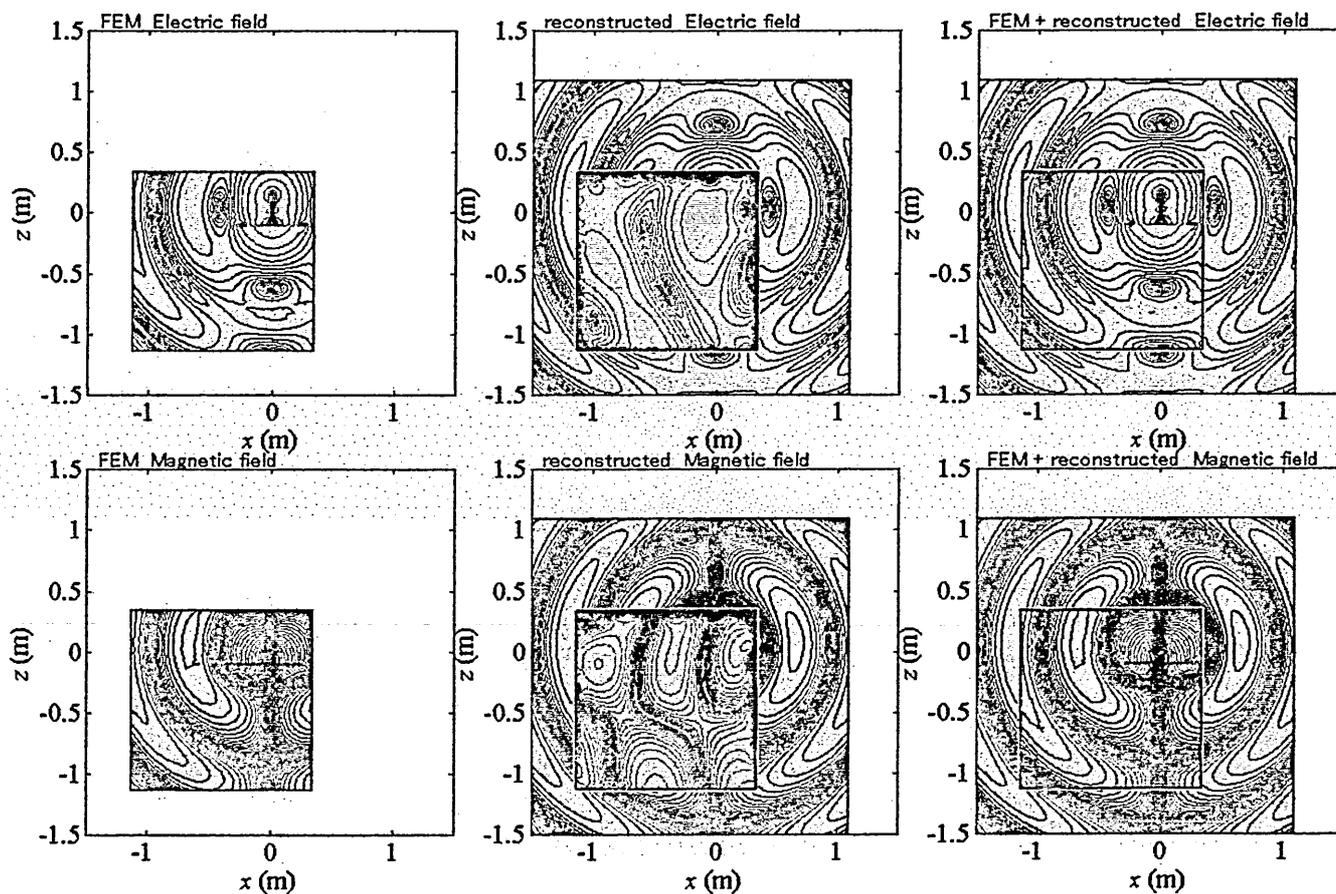
Monopole Antenna
300MHz



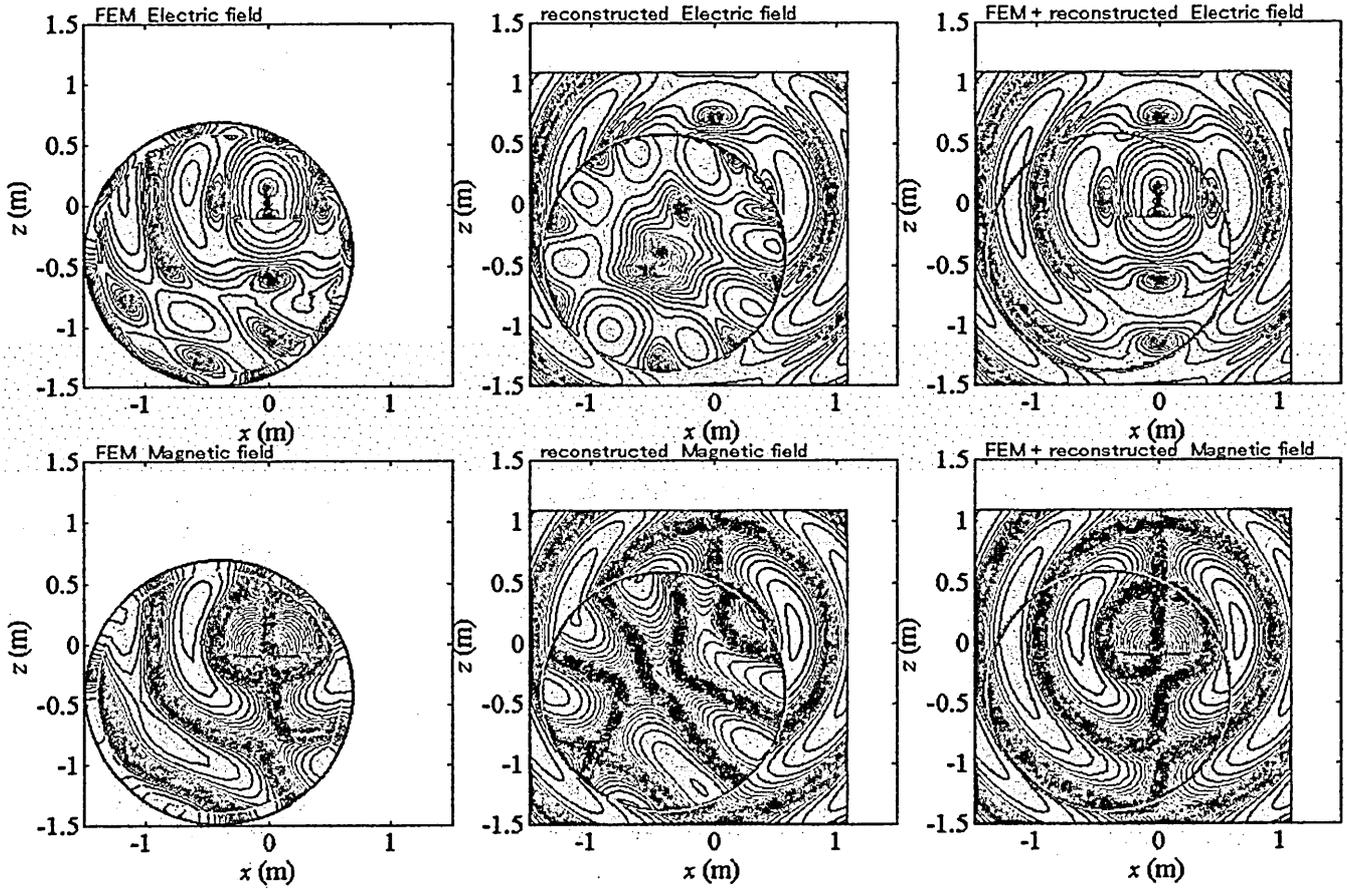
radiation境界を用いた場合



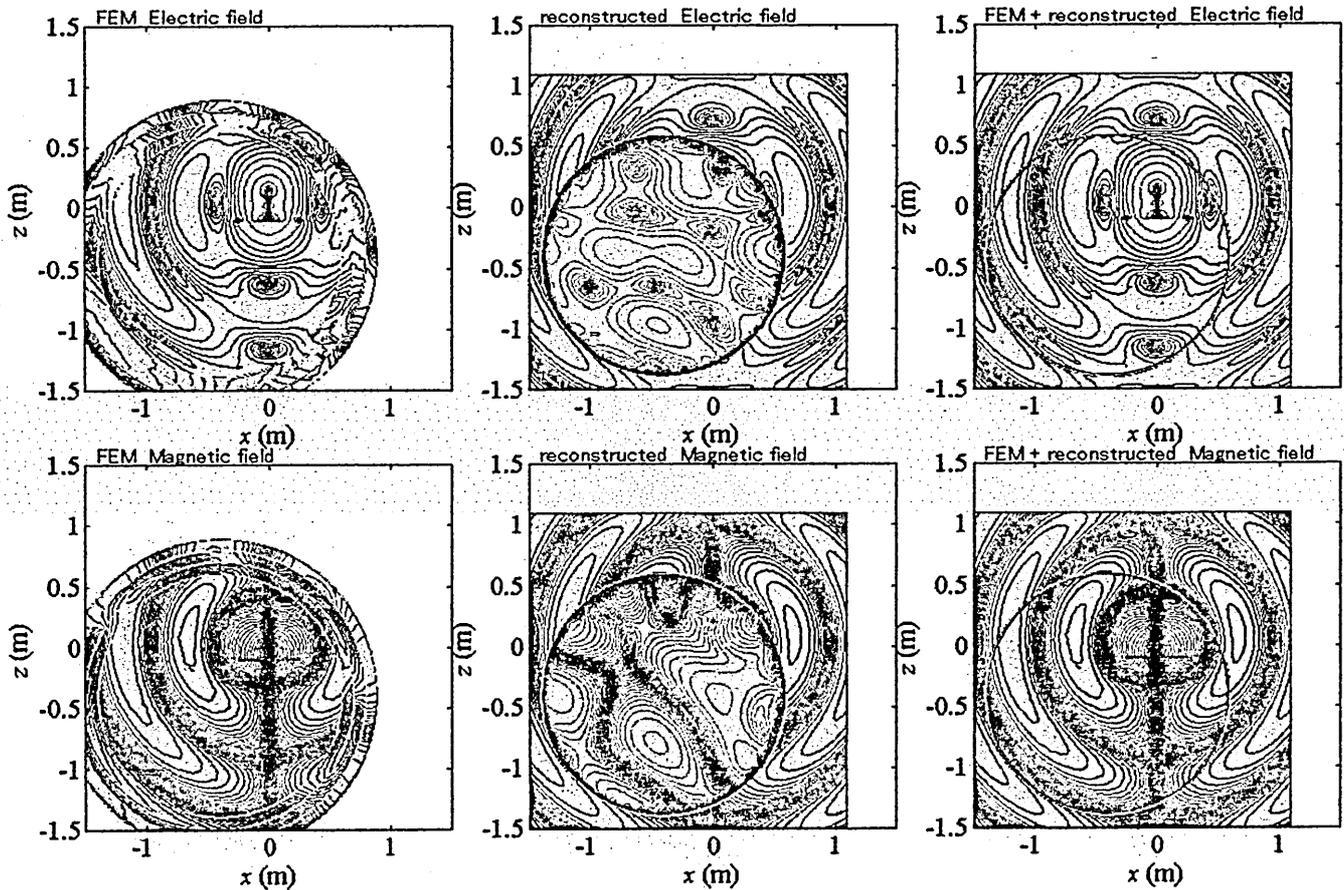
PML境界を用いた場合



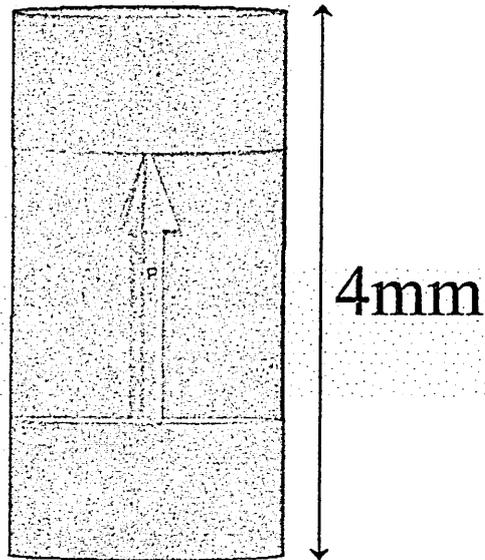
IABC(1層)を用いた場合



IABC(3層)を用いた場合

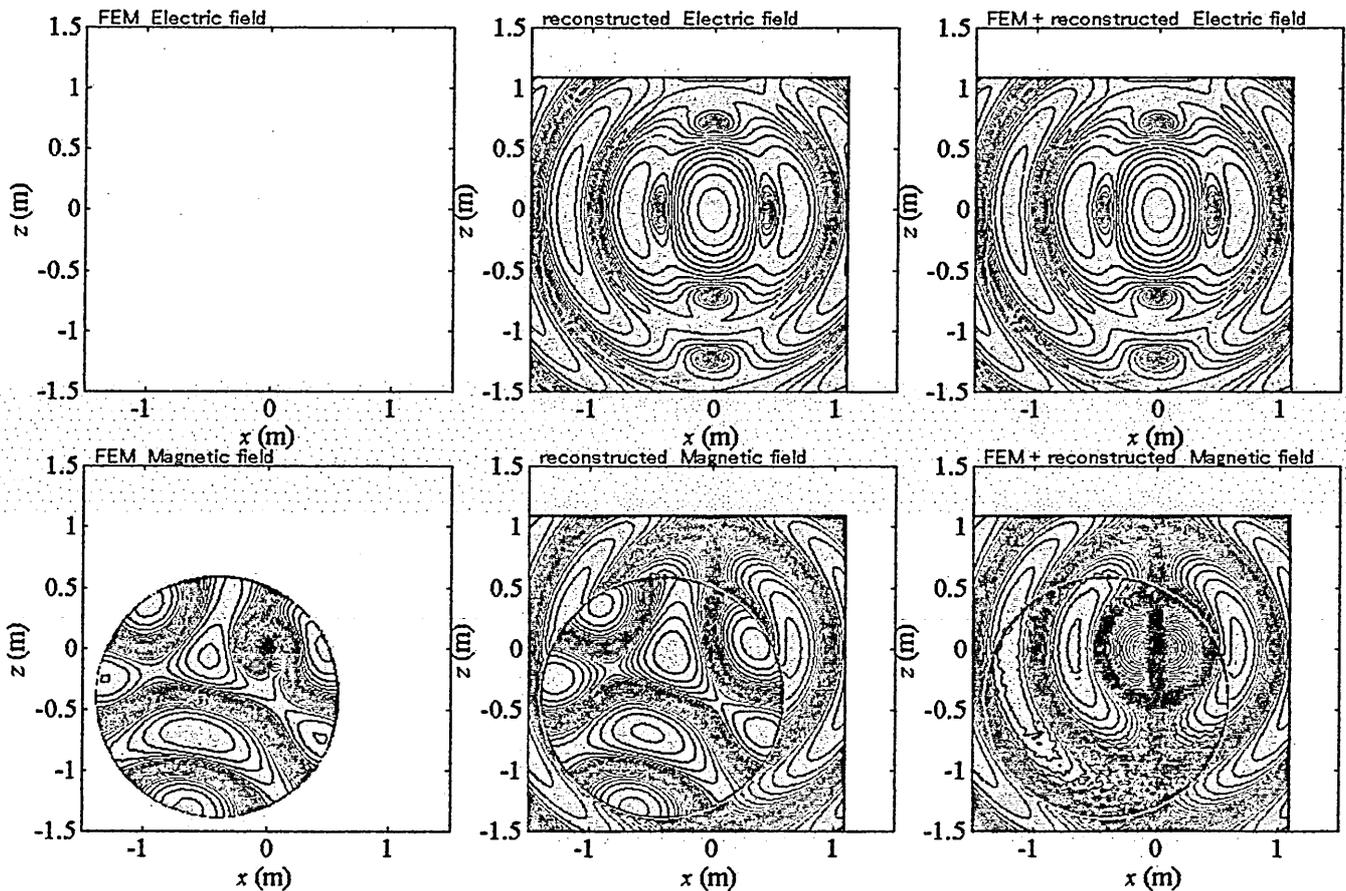


Hertz Dipole 300MHz



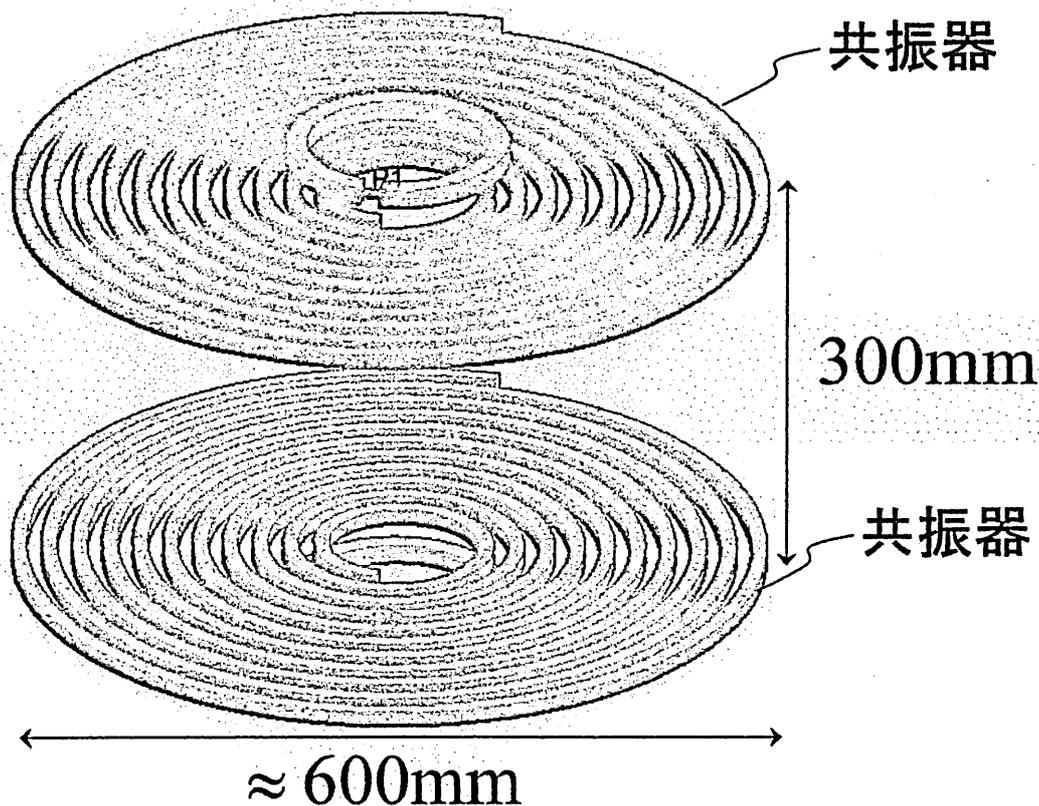
反射波による影響を受けにくい構造なので
⇒ ディリクレ境界でも補正可能！！

Hertz dipole (Dirichlet境界)を用いた場合



- 背景技術
- 提案手法
- 解析解
- 数値算結果(中間周波数)
- まとめ

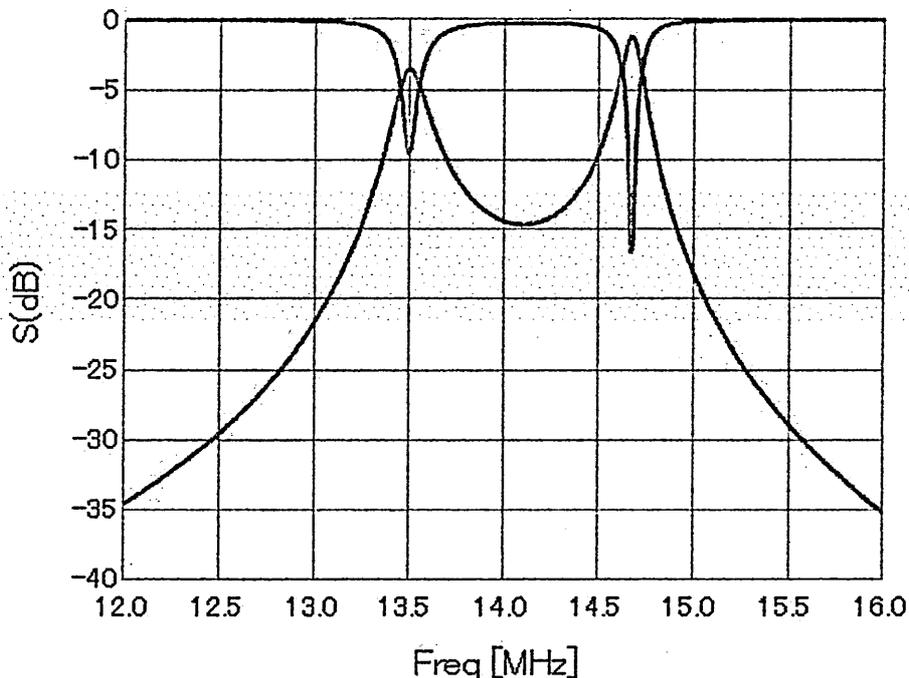
Wireless power transmission
13.56MHz



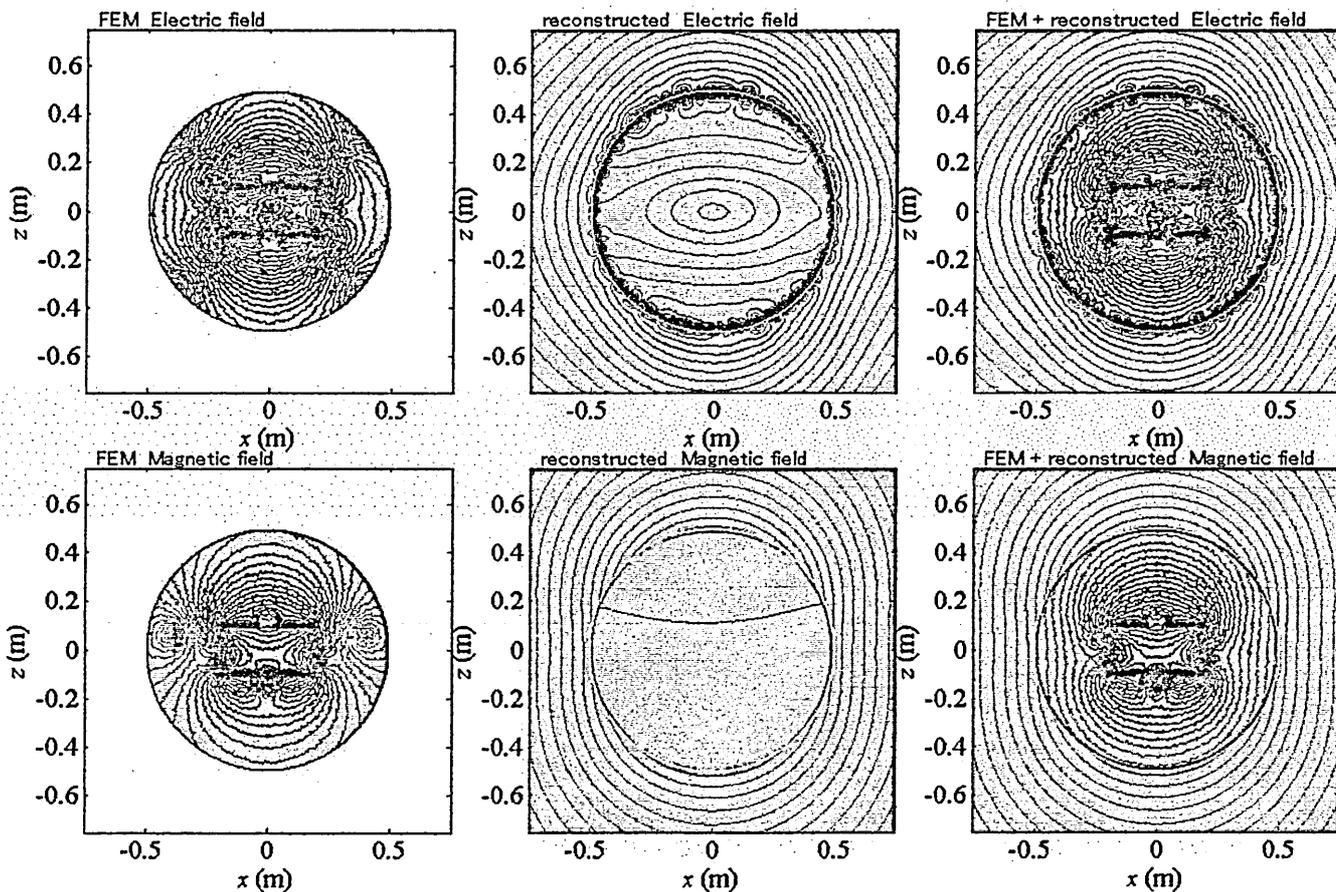
WPT (radiation境界)を用いた場合

— S(1,1) [解析モデル.pdt_GraphXY.s2p]
— S(2,1) [解析モデル.pdt_GraphXY.s2p]

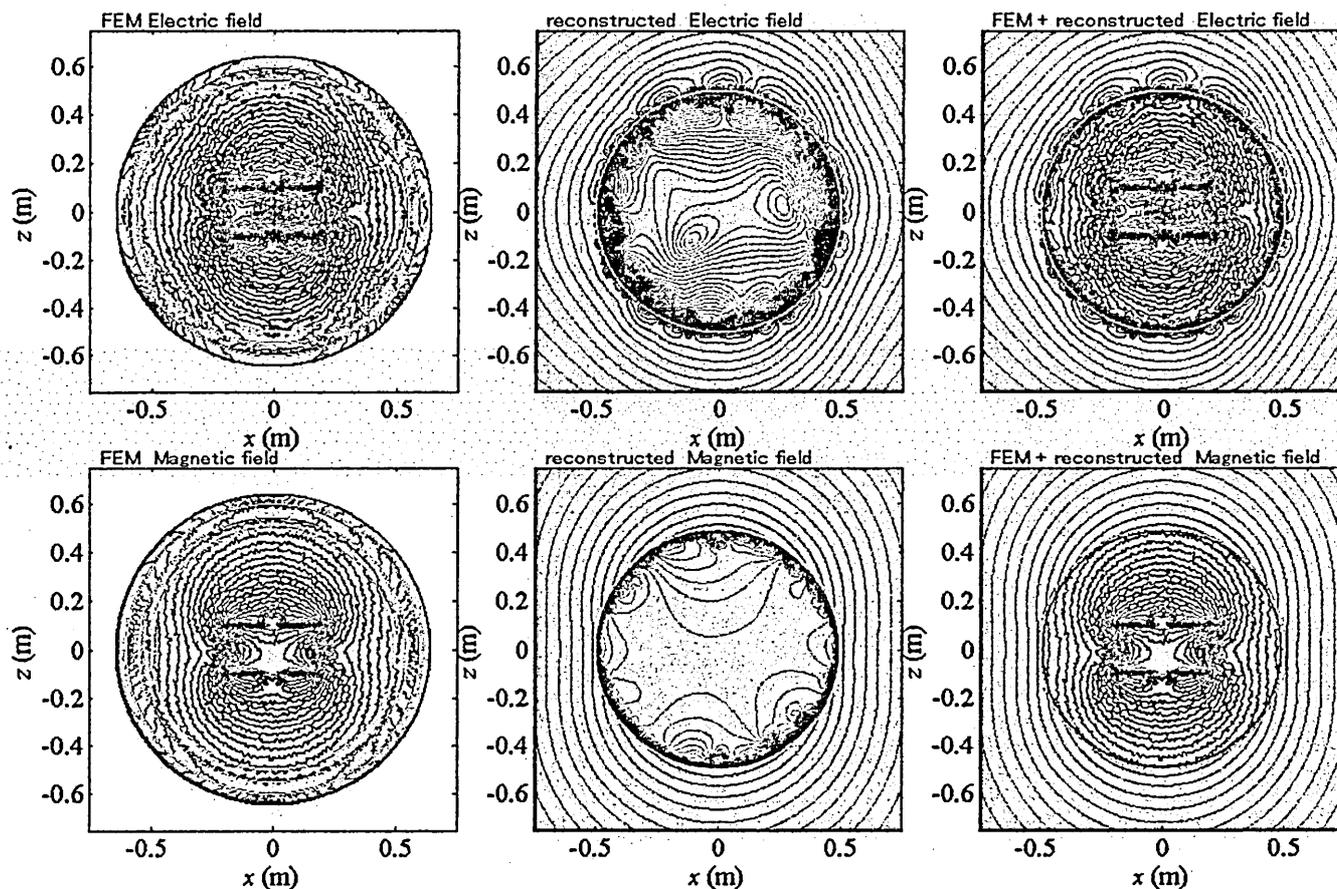
S parameter



WPT (radiation境界)を用いた場合



WPT (3層IABC)を用いた場合



- 背景技術
- 提案手法
- 数値算結果
- まとめ

summary

有限要素法で得られた解を基本解とし、
解析境界から反射波を再構築した解を
摂動解として扱い、補正する方法を提案した。

摂動補正は、近似的に正しい
open boundary solutionへの補正となることを
2次元・軸対称静磁場・
3次元渦電流問題
3次元高周波問題
を例に示した。

先行研究

FEM-DBCI法
(FEM-Dirichlet Boundary Condition Iteration)

FEM-BEMと似たアプローチであるが、
反復解法で辻褃の合うDirichlet境界を探す。

本提案とFEM-DBCIの大きな違いは、
Dirichlet境界を用いないこと。
グリーン関数で再構築した解を加えること。

誘電体およびメタサーフェスを用いた
クローキングに関する基礎的検討

Basic Study on Cloaking Using Dielectric and
Metasurface

和田 存智 藤本 優生

Aritomo Wada Yuki Fujimoto

出口 博之 辻 幹男

Hiroyuki Deguchi Mikio Tsuji

同志社大学 理工学部

Faculty of Science and Engineering, Doshisha University

2016年3月31日

於 同志社大学

誘電体およびメタサーフェスを用いた クローキングに関する基礎的検討

和田 存智 藤本 優生* 出口 博之 辻 幹男 (同志社大学)

概要 これまで、電磁的に物体の不可視化が可能となる、いわゆる電磁的な透明マントの技術であるクローキングの実現について様々な研究がされてきた。クローキングは、主に透過型と反射型に分類される。また、このような通常のクローキングとは異なるものとして、何もない鏡平面上に散乱を引き起こす散乱物体があたかも存在するかのように電磁的に振る舞うイリュージョンクローキングがある。本稿では、反射型クローキング(カーペットクローキング)に対して、変換光学を近似して誘電体でクロークを構成する手法や、メタサーフェスを用いた位相制御による手法を用いて数値的検討している。また、イリュージョンクローキングについてもメタサーフェスを用いて数値的に検討している。

1. はじめに

一般的に、クローキングとは、外部から見れば、電磁波はあたかも物体が存在しないかのように振る舞い、電磁的に物体の不可視化が可能となる、いわゆる電磁的な透明マントの技術であり[1]、大きな分類としては透過型クローキングと反射型クローキング(カーペットクローキング)がある。このような一般的なクローキングの他には、イリュージョンクローキングと呼ばれるものがある。イリュージョンクローキングとは、何もない平面上にあたかも散乱物体が存在するかのように電磁波を振る舞わせる技術である。2006年、Pendry[2]らは電磁波を自在に制御するにあたり、空間にどのような誘電率、透磁率分布を持たせればよいかを計算する方法を提案した。この方法は変換光学(Transformation Optics)と呼ばれ、一般座標変換に対して不変性を持つ形式で表されるマクスウェル方程式に基づいている。この手法を用いて、適切な誘電率、透磁率を持つ媒質でクロークを構成することにより不可視化を実現することができる。しかし、変換光学を用いて設計したクロークには、大きな問題点がある。まず、クロークを構成する際に用いられる媒質定数(誘電率、透磁率)は、不均質かつ異方性を持ち、自然界にはない材料が必要となることである。この問題の解決法の1つとして、メタマテリアルと呼ばれる人工媒質を用いる研究が進められているところであるが、現在のところクローキングで要求される媒質定数を満たすメタマテリアルを設計することは困難である。さらに、変換光学を用いたクロークの薄型化には、媒質定数が非常に高い値と零に近い値の両方を持つことが要求される[3]。したがって、クロークにはある程度の厚みが必要であり、大きな物体を波長程度の厚みのクロークで不可視化することは難しいという問題がある。

そこで本論文では、このような問題点に対して、新たな提案を行い、カーペットクローキングの実現について基礎的検討を行っていく。まず、変換

光学によって導いた異方性媒質定数を等方性媒質定数に近似することで、クロークを誘電体層で構成することを検討する。次に、クロークの薄型化については、上で述べたように変換光学を用いて実現するのは困難なため、波長に比べて十分小さい厚みを持つ誘電体基板とその表面の導体ストリップ素子で構成されたメタサーフェスと呼ばれる位相を制御できる素子を用いたクローキングの検討を行う。さらに、メタサーフェスを用いて、イリュージョンクローキングに関する数値的検討を行っている。

2. クローキングの概要

2.1 カーペットクローキング

カーペットクローキングとは、Fig. 2.1(a)のような平面導体板上に置かれた散乱物体を、同図(b)のようなクロークで覆うことによって、同図(c)に示す散乱物体の無い平面導体板と同様の反射となるようにしたものである。カーペットクローキング手法としては、変換光学を用いた媒質制御による手法や[4]、誘電体で構成したメタサーフェスを用いた位相制御による手法が研究されている[5]。

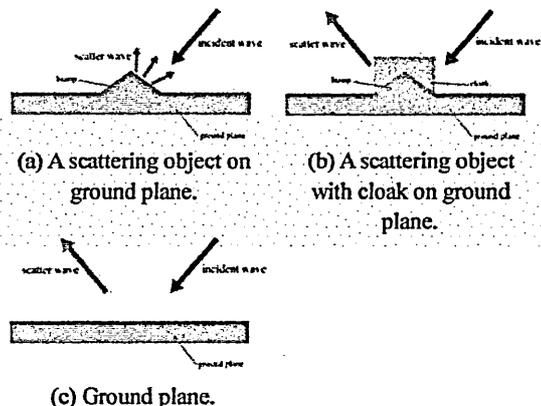


Fig. 2.1. Explanation drawing of carpet cloak.

変換光学とは、仮想空間と物理空間の二つの間での座標変換に対して不変性を持つ形式で表されるマクスウェル方程式に基づいたものであり、空間にどのような媒質定数の分布をもたせれば電磁波を自在に制御できるかがわかる。仮想空間とは、物質のない真空空間のことであり、電波は非自明な計量テンソルのために歪んだ空間によって曲がる。物理空間とは、媒質のあるユークリッド空間のことであり、電波は媒質定数が変化するために曲がる[6]。これを用いて、電磁波を曲げ散乱物体を迂回させることで反射散乱が起こらなくなる。そのため、あたかもそこに散乱物体がないように見える。次に、メタサーフェスは、自然界に存在する材料では得られない特性を持つ人工的な表面のことを呼ぶ。メタサーフェスの中には、ある周波数に対して入射波が同相全反射する完全磁気導体(perfect magnetic conductor, PMC)の特性を示すものがある。これは、人工磁気導体(artificial magnetic conductor, AMC)と呼ばれており、1999年に Sievenpiper によって提唱された[7]。メタサーフェスの反射位相は周波数特性を有しており、また、反射位相が 0° 以外も実現できる。これにより、反射位相を自由に制御できるという特長がある。上記の特性を持つメタサーフェスを用いてクロッキングする方法について説明する。平面導体板に平面波を入射した場合、散乱を引き起こす散乱物体がある平面導体板に平面波を入射した場合では反射された波の位相分布は異なる。これは、散乱物体が引き起こす散乱波が原因である。そこで、平面導体板と比べて乱れた位相を補償するように散乱物体上に位相を制御できるメタサーフェス素子を配置することで、散乱した波面を修復する。その結果、あたかも散乱物体が無いように振る舞い、クロッキングとして動作する。本論文では、第3章で、変換光学を用いる手法を簡易化した誘電体層カーペットクロッキングを検討し、第4章ではメタサーフェスカーペットクロッキングを検討している。

2.2 イリュージョンクロッキング

イリュージョンクロッキングとは、何もない平面上に散乱を引き起こす散乱物体があたかも存在するかのように振る舞わせる技術であり、これまで述べてきたクロッキングとは逆の発想である[8]。イリュージョンクロッキングの例を Fig. 2.2 に示す。同図(a)のように、電波が、平面導体板上にある散乱物体に入射すると、電波は反射散乱する。この現象を、同図(b)に示すようなイリュージョンクロッキングを平面導体板に配置することで再現するのである。

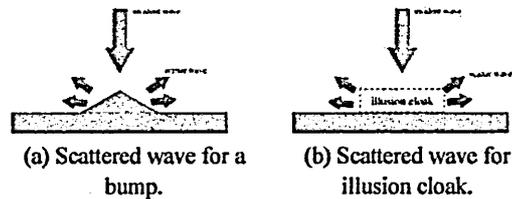


Fig. 2.2. Explanation drawing of illusion cloak.

再現するためには、平面導体板上に散乱物体を配置した際に生じる反射散乱波面と同様の反射散乱波面になるように、イリュージョンクロックで電磁波を制御する必要がある。これについても、前節で述べたメタサーフェスを用いることが非常に有効と考えられる。さらに、メタサーフェスはほぼ厚みを持たない平面構造のため、特にイリュージョンクロックには適している。そこで、メタサーフェスを用いたイリュージョンクロックを第5章で検討している。

3. 誘電体カーペットクロッキング

本章では、変換光学に基づいて設計したクロックを簡易化して、誘電体層を用いてクロックを構成する方法について検討している。この方法で求められるクロックの媒質定数は異方性媒質となり、比誘電率テンソルと比透磁率テンソルが等しい値をとる。異方性媒質を構成する方法として、媒質定数を人工的に操作することの出来るメタマテリアルと呼ばれる人工媒質を用いる方法がある[9]。しかし、メタマテリアルは共振素子を用いているため、媒質定数が周波数依存しているため値が変化し、また入射角によっても媒質定数が変化する上に、設計製作も難しいという点がある。そこで、媒質定数が周波数依存せず、製作も簡単な誘電体を用いてクロックを構成する方法を検討した。誘電体は等方性媒質かつ比透磁率は1であるため、まず異方性を等方で近似し、次に比透磁率を1にする必要がある。これには、結晶光学で用いられる光学軸の考えを用いる。

本章の構成は、3.1節で変換光学を用いた媒質定数の計算法や求められた異方性媒質をもとに等方性の誘電体で構成する原理を述べる。3.2節では設計、3.3節では数値的検討を示す。

3.1 原理

3.1.1 変換光学を用いた媒質定数の計算法

仮想空間の座標系 $x^i = (x^1, x^2, x^3)$ から物理空間の座標系 $x^l = (x^1, x^2, x^3)$ への座標変換を考える。Fig. 3.1 に、カーペットクロックの一般的な座標変換の例を示す。同図(a) は仮想空間での座標系を示しており、同図(b) は、仮想空間の座標系を歪ませた物理空間を表している。これにより、座標系に依存しない空間が物理空間にできる。これが、電

磁的に不可視領域となっている。

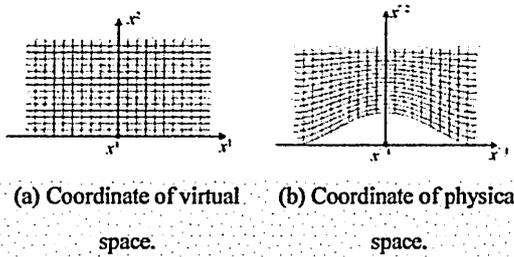


Fig. 3.1. Coordinate of transformation optics.

仮想空間における誘電率テンソル $\bar{\epsilon}$ および透磁率テンソル $\bar{\mu}$ は、変換に伴い、物理空間での誘電率テンソル $\bar{\epsilon}'$ および透磁率テンソル $\bar{\mu}'$ へと変換し、これらは以下の式で求められる[8].

$$\bar{\epsilon}' = \frac{J\bar{\epsilon}J^T}{\det(J)} \quad (3.1)$$

$$\bar{\mu}' = \frac{J\bar{\mu}J^T}{\det(J)} \quad (3.2)$$

ここで、 J はヤコビアン行列

$$J = \begin{pmatrix} \frac{\partial x^1}{\partial x'^1} & \frac{\partial x^1}{\partial x'^2} & \frac{\partial x^1}{\partial x'^3} \\ \frac{\partial x^2}{\partial x'^1} & \frac{\partial x^2}{\partial x'^2} & \frac{\partial x^2}{\partial x'^3} \\ \frac{\partial x^3}{\partial x'^1} & \frac{\partial x^3}{\partial x'^2} & \frac{\partial x^3}{\partial x'^3} \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

である。なお、本論文において、仮想空間における媒質定数 $\bar{\epsilon}$ 、 $\bar{\mu}$ は、真空空間の誘電率、透磁率と同一である。すなわち、

$$\bar{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_0 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_0 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_0 \end{pmatrix} = \epsilon_0 I \quad (3.4)$$

$$\bar{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_0 & 0 & 0 \\ 0 & \mu_0 & 0 \\ 0 & 0 & \mu_0 \end{pmatrix} = \mu_0 I \quad (3.5)$$

となる。ただし、 I は単位行列である。これより、比誘電率テンソル $\bar{\epsilon}'$ 、比透磁率テンソル $\bar{\mu}'$ は以下のように表せられる。

$$\bar{\epsilon}' = \bar{\mu}' = \frac{JJ^T}{\det(J)} \quad (3.6)$$

これらの式を用いて、クロックの媒質定数は決定される。

3.1.2 異方性媒質から誘電体への近似法

変換光学を用いて設計したクロックの媒質定数は異方性を持ち、比透磁率テンソル $\bar{\mu}'$ は $\bar{\mu}' \neq I$ である。つまり、クロックに誘電体を用いる場合、

- ①媒質定数の非対角成分を0にすること。
- ②媒質定数の対角成分の異方性を等方性にするこ

と。

③比透磁率 $\bar{\mu}'$ を $\bar{\mu}' = I$ にすること。

が必要となる。①については、設計のパラメータの取り方によって十分小さな値にでき、ここでは②、③について詳細に検討を加える。

・媒質定数の対角成分を異方性から等方性にする

結晶光学で用いられる光学軸の考えを利用する。光学結晶は、等方性媒質である等方性結晶と、異方性媒質である一軸結晶、二軸結晶の3種類に分類することができる。その中で、一軸結晶を用いて、媒質定数の対角成分を異方性から等方性にする理論を説明する。一軸結晶とは、屈折率 n の対角成分が一つだけ異なる値を持つ(異方性)ものであり、そのため、屈折率は常光線と異常光線と呼ばれる二つの光に分かれて伝搬する。常光線とは、Snellの法則に従う光線で、屈折率は伝搬方向に依らず、一定である。一方、異常光線とは、Snellの法則に従わない光線であり、屈折率は伝搬方向に依存する。また、対角成分が異なる軸は、光学軸と呼ばれている。光学軸に垂直な偏光面の光は常光線となり、それ以外の光は異常光線となる。例として、 y 軸が光学軸である場合を示す。この時、屈折率 n の対角成分は n_{xx} 、 n_{yy} 、 n_{zz} とすると、 $n_{xx} = n_{zz} \neq n_{yy}$ となる。常光線の屈折率を N_o としたとき、 $N_o = n_{xx} = n_{zz}$ となり、異常光線の屈折率を N_e とすると $N_e = n_{yy}$ となる。これらと、光学軸に平行な偏光面の屈折率 $n_e(\theta)$ の関係式は以下のようなになる。

$$\frac{1}{n_e^2(\theta)} = \frac{\sin^2\theta}{N_e^2} + \frac{\cos^2\theta}{N_o^2} \quad (3.7)$$

ここで、 θ は入射光と光学軸のなす角度を表している。(3.7)式より、 $\theta = 0^\circ$ のとき、 $n_e^2(\theta)$ は N_o となる。つまり、光学軸と入射光の方向を一致させることで常光線と異常光線の区別がなくなり、あたかも等方性の屈折率として動作しているように振る舞うわけである。そして、屈折率は以下の式で表せるため、媒質定数も等方で表すことができる。

$$n = \sqrt{\epsilon \cdot \mu} \quad (3.8)$$

・比透磁率テンソルを単位行列にする

変換光学を用いてクロックの設計を行うと、比誘電率テンソル $\bar{\epsilon}'$ と比透磁率テンソル $\bar{\mu}'$ は等しい値をとることとなる。しかし、誘電体を用いてクロックを構成するには、比透磁率テンソル $\bar{\mu}'$ は単位行列 I とならなければならない。誘電体の比透磁率は基本的に1となるからである。また、物理空間で電波が曲がるのは屈折率によるものであるため、クロックとして動作する屈折率を保持したままではなければならない。つまり、誘電体で構成するクロックは変換光学を用いて設計したクロックの屈折率と同値をとらなければならないという

ことである。そこで、屈折率の式に注目する。屈折率は(3.8)式のように誘電率テンソルと透磁率テンソルの積であるため、比誘電率テンソルを操作することで、比透磁率テンソルを単位行列にすることは可能である。変換光学を用いて設計したクロークの屈折率 n_{cloak} は、(3.6)式を用いると以下のようになる。

$$n_{cloak} = \sqrt{\overline{\epsilon_r'} \cdot \epsilon_0 \cdot \overline{\mu_r'} \cdot \mu_0} = \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \cdot \sqrt{\overline{\epsilon_r'} \cdot \overline{\mu_r'}} \quad (3.9)$$

$$= \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \cdot \overline{\epsilon_r'}$$

また、誘電体を用いたクロークの比誘電率テンソルを $\overline{\epsilon_{rd}'}$ 、屈折率を n_d とすると、 n_d は

$$n_d = \sqrt{\overline{\epsilon_{rd}'} \cdot \epsilon_0 \cdot \mu_0 I} = \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \cdot \sqrt{\overline{\epsilon_{rd}'} \cdot I} \quad (3.10)$$

となる。ここで、 n_d と n_{cloak} は同値にならなければいけないので、このことより

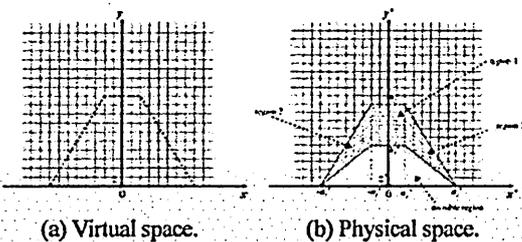
$$\sqrt{\overline{\epsilon_{rd}'} \cdot I} = \overline{\epsilon_r'} \leftrightarrow \overline{\epsilon_{rd}'} = \overline{\epsilon_r'}^2 \quad (3.11)$$

という関係式となる。

上記した以上の条件で、変換光学を用いて設計した異方性媒質のクロークから誘電体クロークにする。

3.2 設計

変換光学を用いたクロークを設計するにあたり、Fig. 3.2 に仮想空間と物理空間の座標系を示す。Fig. 3.2(a) の赤点線で囲まれた領域が、Fig. 3.2(b) に示す赤点線の領域に座標変換されており、この領域がクロークとなる。また、座標が無い領域が不可視領域となっており、この部分に散乱を引き起こす散乱物体を配置する。仮想空間での座標系を $x^i = (x, y, z)$ とし、物理空間での座標系を $x'^i = (x', y', z')$ とする。



(a) Virtual space. (b) Physical space.
Fig. 3.2. Coordinate transformation from virtual space to physical space.

以下に、Fig. 3.1(b) に示している領域 1,2,3 の座標変換の式を示す。

・領域 1 での座標変換

$$x' = x$$

$$y' = \frac{b'_2 - b'_1}{b'_2} y + b'_1 \quad (3.12)$$

$$z' = z$$

・領域 2 での座標変換

$$x' = x$$

$$y' = \frac{b'_2 - b'_1}{b'_2} y + b'_1 \quad (3.13)$$

$$+ \frac{b'_1}{-a'_1 + a'_2} (x + a'_1)$$

$$z' = z$$

・領域 3 での座標変換

$$x' = x$$

$$y' = \frac{b'_2 - b'_1}{b'_2} y + b'_1 \quad (3.14)$$

$$- \frac{b'_1}{-a'_1 + a'_2} (x - a'_1)$$

$$z' = z$$

上記の座標変換の式を用いて、ヤコビアン行列 J を(2.3)式より求める。各領域のヤコビアン行列を以下に示す。

・領域 1 でのヤコビアン行列

$$J_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{b'_2 - b'_1}{b'_2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.15)$$

・領域 2 でのヤコビアン行列

$$J_2 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ \frac{b'_1}{-a'_1 + a'_2} & \frac{b'_2 - b'_1}{b'_2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.16)$$

・領域 3 でのヤコビアン行列

$$J_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ -\frac{b'_1}{-a'_1 + a'_2} & \frac{b'_2 - b'_1}{b'_2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.17)$$

ここで、 J_1, J_2, J_3 は領域 1, 2 および 3 でのヤコビアン行列を表している。(3.4), (3.5), (3.6)式を(2.1), (2.2)式に代入して求めた媒質定数を以下に示す。

・領域1での媒質定数

$$\overline{\epsilon}'_1 = \epsilon_0 \cdot \frac{b'_2}{b'_2 - b'_1} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \left(\frac{b'_2 - b'_1}{b'_2}\right)^2 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$\overline{\mu}'_1 = \mu_0 \cdot \frac{b'_2}{b'_2 - b'_1} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \left(\frac{b'_2 - b'_1}{b'_2}\right)^2 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.18)$$

・領域2での媒質定数

$$\overline{\epsilon}'_2 = \epsilon_0 \cdot \frac{b'_2}{b'_2 - b'_1}$$

$$\begin{pmatrix} 1 & \frac{b'_1}{-a'_1 + a'_2} & 0 \\ \frac{b'_1}{-a'_1 + a'_2} & \left(\frac{b'_2 - b'_1}{b'_2}\right)^2 + \left(\frac{b'_1}{-a'_1 + a'_2}\right)^2 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.19)$$

$$\overline{\mu}'_2 = \mu_0 \cdot \frac{b'_2}{b'_2 - b'_1}$$

$$\begin{pmatrix} 1 & \frac{b'_1}{-a'_1 + a'_2} & 0 \\ \frac{b'_1}{-a'_1 + a'_2} & \left(\frac{b'_2 - b'_1}{b'_2}\right)^2 + \left(\frac{b'_1}{-a'_1 + a'_2}\right)^2 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

・領域3での媒質定数

$$\overline{\epsilon}'_3 = \epsilon_0 \cdot \frac{b'_2}{b'_2 - b'_1}$$

$$\begin{pmatrix} 1 & \frac{-b'_1}{-a'_1 + a'_2} & 0 \\ \frac{-b'_1}{-a'_1 + a'_2} & \left(\frac{b'_2 - b'_1}{b'_2}\right)^2 + \left(\frac{-b'_1}{-a'_1 + a'_2}\right)^2 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.20)$$

$$\overline{\mu}'_3 = \mu_0 \cdot \frac{b'_2}{b'_2 - b'_1}$$

$$\begin{pmatrix} 1 & \frac{-b'_1}{-a'_1 + a'_2} & 0 \\ \frac{-b'_1}{-a'_1 + a'_2} & \left(\frac{b'_2 - b'_1}{b'_2}\right)^2 + \left(\frac{-b'_1}{-a'_1 + a'_2}\right)^2 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

ここで、 $\overline{\epsilon}'_1, \overline{\mu}'_1$ は領域1での媒質定数、 $\overline{\epsilon}'_2, \overline{\mu}'_2$ は領域2での媒質定数、 $\overline{\epsilon}'_3, \overline{\mu}'_3$ は領域3での媒質定数を表している。

次に、変換光学を用いて導いたクロークの媒質定数である(3.18), (3.19), (3.20)式を、3.1.2節で示した方法を用いて、誘電体層クロークの媒質定数に変換した式を以下に示す。この時、光学軸はy軸となるため、y軸から電波を入射した場合のみ以下の媒質定数になることに留意する。

$$\overline{\epsilon}'_{1d} = \overline{\epsilon}'_{2d} = \overline{\epsilon}'_{3d} = \epsilon_0 \cdot \left(\frac{b'_2}{b'_2 - b'_1}\right)^2 I$$

$$\overline{\mu}'_{1d} = \overline{\mu}'_{2d} = \overline{\mu}'_{3d} = \mu_0 \cdot I \quad (3.21)$$

ここで、 $\overline{\epsilon}'_{1d}, \overline{\mu}'_{1d}$ は領域1での誘電体層クロークの媒質定数、 $\overline{\epsilon}'_{2d}, \overline{\mu}'_{2d}$ は領域2での誘電体層クロークの媒質定数、 $\overline{\epsilon}'_{3d}, \overline{\mu}'_{3d}$ は領域3での誘電体層クロークの媒質定数を表している。(3.21)式から分かるように、領域1, 2, 3で、媒質定数が全て同値になるため、均質な誘電体でクロークを構成することが可能なことがわかる。さらに、散乱物体の高さを表すパラメータである b'_1 の値を固定した場合、クロークの高さを表すパラメータ b'_2 の値を変化させることで、所望の誘電体でクロークを構成することが可能である。

3.3 数値的検討

ANSYS社の電磁界シミュレータ HFSS を用いて解析するための計算モデルを Fig. 3.3 に示す。同図における解析空間の境界条件として、Face A-C を完全電気導体 (Perfect E), Face D-F を放射 (Radiation) としており、励振は、+y から -y の方向に周波数 10GHz の平面波 (Plane wave) 入射とする。解析空間の大きさは、 $80 \times 50 \times 1 \text{cm} (x \times y \times z)$ とした。また、誘電体はポリエチレン (比誘電率: $\epsilon_r = 2.25$) を想定している。解析で用いたパラメータの値は次のとおりである。

設計例1: $a'_1 = 3[\text{cm}]$, $a'_2 = 13.7[\text{cm}]$, $b'_1 = 4.5[\text{cm}]$, $b'_2 = 15[\text{cm}]$

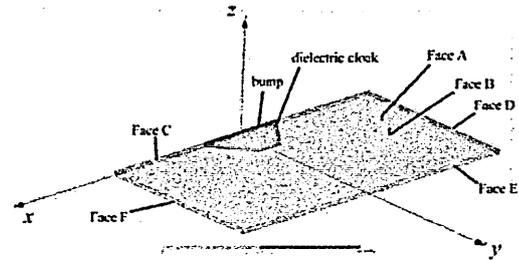


Fig. 3.3. Analytical system of dielectric cloaking.

これより、

- (i) 平面導体板のみ
- (ii) 平面導体板上に散乱物体があるとき
- (iii) 平面導体板上にある散乱物体を、誘電体クロークで覆ったとき

について、各々、計算する。Fig. 3.4 は各ケースの散乱電界の振幅分布および位相分布を示し、Fig. 3.5 には各パターンの放射パターンを示す。同図(a)は挟角での放射パターン、同図(b)では広角での放射パターンを示している。放射パターンはxy平面での放射パターンであり、y軸を 0° とし、時計回りを-方向、反時計回りを+方向として、 $-90^\circ \sim 90^\circ$ ま

での角度範囲とした。Fig. 3.4 から、散乱物体により生じる電磁波の反射散乱が、誘電体クロックを用いることで抑制されているが、散乱電界振幅分布において、中央部付近で電界強度が弱くなり、影となっている部分が存在している。その理由として、クロックの表面での不連続部分での散乱が大きいことが挙げられる。また、Fig. 3.5 の放射パターンからは、(i)に比べて(iii)は約±48° 方向では利得が抑えられており、散乱物体での反射散乱が抑えられていることが確認できるが、全体としてはクロッキングとして動作できていないことがわかる。これは、クロックの表面で反射が起こっていることが原因と考えられる。

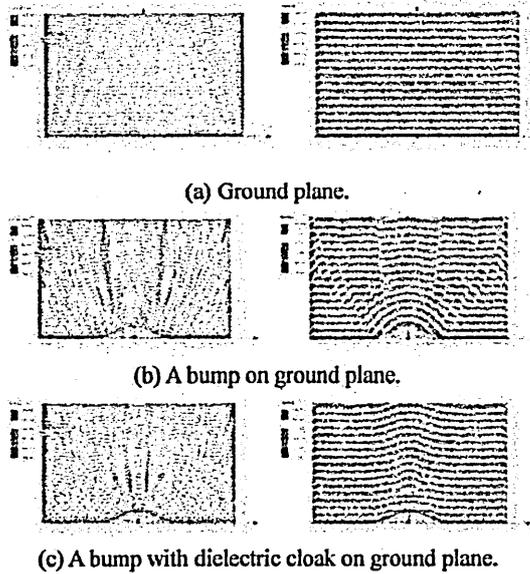
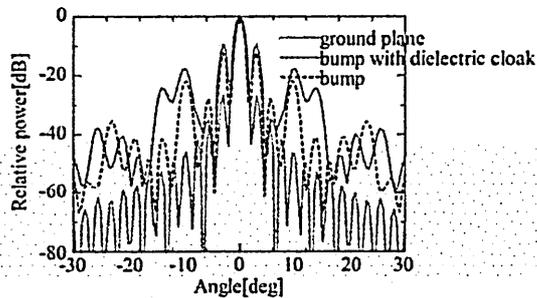
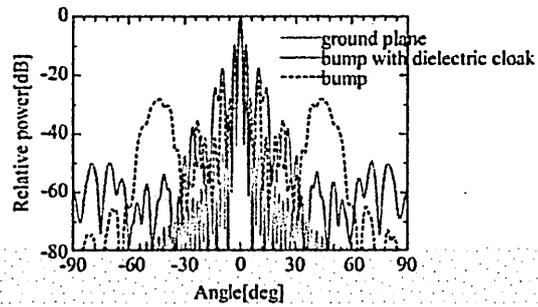


Fig. 3.4. Electric field distributions for design
(Left: Amplitude, Right: Phase).



(a) Narrow angle.



(b) Wide angle.

Fig. 3.5. Radiation pattern of dielectric cloak for design sample 1.

4. メタサーフェスカーペットクロッキング

本章では、メタサーフェスを用いた位相制御によるクロッキングを取り上げ、4.1 節でメタサーフェスクロッキングの原理を述べ、4.2 節では設計、4.3 節は数値的検討について示す。

4.1 メタサーフェスクロッキングの動作原理

メタサーフェスとして、波長に対して充分小さい金属共振素子を周期的に配列したものを考え、反射位相量を制御していく。これにより、電波が散乱物体に入射することによって乱れた反射位相面を、入射位相面と同様になるよう修復する。その様子を Fig. 4.1 に示す。図中で示されている黒破線は入射位相面、青破線は反射位相面、赤線矢印は入射位相面から反射位相面までの距離を示している。同図(a)は、散乱物体が無いときの入射位相面と、平面導体板によって反射された反射位相面を示している。散乱物体が無いため、位相面は乱れない。同図(b)は、散乱を引き起こす散乱物体を配置した時の位相面を示している。散乱物体の影響で反射位相面は乱れ、同図(a)の反射位相面とは異なる位相面になる。そこで、同図(c)のように散乱物体の表面にメタサーフェスを配置する。これにより、本来乱れるはずの反射位相面を同図(a)の反射位相面と同様の位相面を持つように補償している。つまり、あたかも散乱物体が無いかのように振る舞うわけである。

クロッキングをするためにメタサーフェスに求められる反射位相量の計算法について述べる。まず、平面導体板のみの場合を考える。そのとき、同図(a) の入射位相面から反射位相面までの距離を d とする。また、反射板として用いる平面導体板は、完全導体(perfect electric conductor, PEC)であるとす。入射位相面を基準としたときの反射位相面の位相を ϕ_{ref} としたとき、 ϕ_{ref} は、

$$e^{-j\phi_{ref}} = e^{-j2\pi \times \frac{d}{\lambda} + j\pi} \quad (4.1)$$

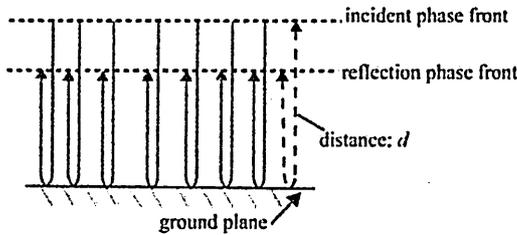
となる。ここで、 λ は波長を表す。次に、散乱物体上にメタサーフェスがあるときを考える。メタサーフェスの反射位相量は ϕ_m とする。また、ある地点での散乱物体の高さを y_d とすると、 ϕ_{ref} と ϕ_m の関係は、

$$e^{-j\phi_{ref}} = e^{-j2\pi \times \frac{d-2y_d}{\lambda} + j\phi_m} \quad (4.2)$$

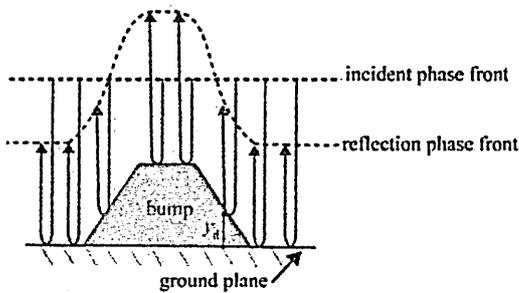
となる。よって、 ϕ_m は

$$\phi_m = \pi + \frac{-2y_d}{\lambda} \times 2\pi \quad (4.3)$$

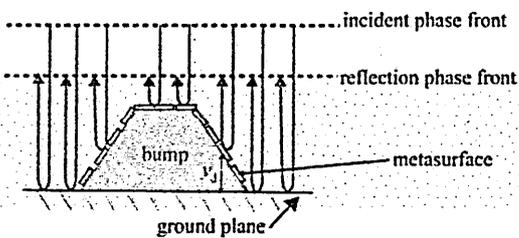
となる。このようにして求めた ϕ_m の値をとるメタサーフェス素子を適切に配置することで、メタサーフェスはクロッキングとして動作する。



(a) Non-scattering object.



(b) A bump.



(c) A bump with metasurface cloak.

Fig. 4.1. Explanation of metasurface cloaking.

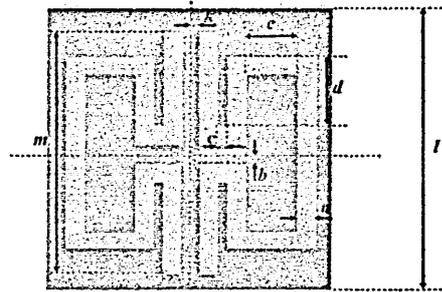
4.2 設計

4.2.1 メタサーフェス素子の設計

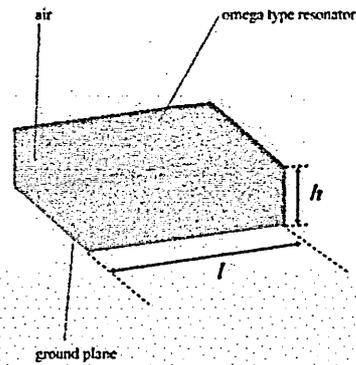
メタサーフェス素子として、Fig. 4.2に示す素子を用い、反射位相量を 2π の範囲で得られるように設計していく。この素子は、同じ大きさの Ω 型ストリップ導体共振素子を二つ用いて構成されており、共振器と空気層をはさんで平面導体が配置された構造となる。 Ω 型を用いる利点としては、小さい単位セルで素子長を長くとれる点と、パラメータが多くなり、自由度が高くなるという点がある。各パラメータの値を以下に示す。

$$\begin{aligned} a &= 0.05, \quad b = 0.03, \quad c = 0.03, \quad d = \text{variable value}, \\ e &= \text{variable value}, \quad k = 0.025, \\ l &= 1.0, \quad m = \text{variable value}, \quad h = 0.5 \quad (\text{単位: cm}) \end{aligned}$$

ただし、素子パラメータ d, e, m は変数として設定している。これより、素子パラメータ d, e, m を変化させ、メタサーフェスクロッキングに用いたメタサーフェス素子の反射位相特性を Fig. 4.3に示す。この素子の設計は中心周波数を 10GHz とし、単位セルを周期配列して解析している。

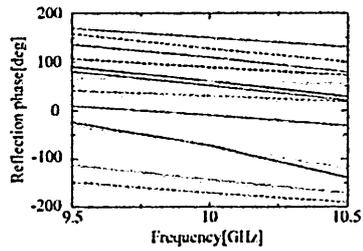


(a) Front view of metasurface element.



(b) Side view of metasurface element.

Fig. 4.2. Structural drawing of metasurface element.



— #1	$d=0.35$ [cm], $e=0.15$ [cm], $m=0.3$ [cm]
— #2	$d=0.35$ [cm], $e=0.1$ [cm], $m=0.3$ [cm]
— #3	$d=0.2$ [cm], $e=0.1$ [cm], $m=0.8$ [cm]
— #4	$d=0.15$ [cm], $e=0.1$ [cm], $m=0.7$ [cm]
— #5	$d=0.35$ [cm], $e=0.15$ [cm], $m=0.7$ [cm]
— #6	$d=0.2$ [cm], $e=0.15$ [cm], $m=0.9$ [cm]
— #7	$d=0.15$ [cm], $e=0.2$ [cm], $m=0.3$ [cm]
— #8	$d=0.1$ [cm], $e=0.15$ [cm], $m=0.6$ [cm]
— #9	$d=0.2$ [cm], $e=0.25$ [cm], $m=0.8$ [cm]
— #10	$d=0.1$ [cm], $e=0.2$ [cm], $m=0.9$ [cm]
— #11	$d=0.15$ [cm], $e=0.15$ [cm], $m=0.6$ [cm]
— #12	$d=0.1$ [cm], $e=0.15$ [cm], $m=0.3$ [cm]
— #13	$d=0.25$ [cm], $e=0.15$ [cm], $m=0.6$ [cm]

Fig. 4.3. Reflection phase characteristic.

4.2.2 台形メタサーフェスクローキングの設計

台形メタサーフェスクローキングの設計例を Fig. 4.4 に示す。散乱物体のパラメータ a_1 , a_2 , a_3 , b_1 , b_2 の値を以下に示す。

$$a_1 = 3[\text{cm}], a_2 = 13.7[\text{cm}], a_3 = 15[\text{cm}], \\ b_1 = 4.5[\text{cm}], b_2 = 5[\text{cm}]$$

同図のように、メタサーフェス素子は、 y 軸を線対称として同じ素子配置としている。

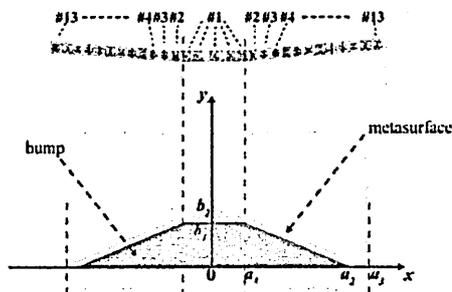


Fig. 4.4. Front view of a bump with metasurface cloak and layout drawing of metasurface elements.

4.3 数値的検討

本節では、HFSS による数値的検討を行い、メタサーフェスクローキングの動作について検討を加える。まず Fig. 4.5 に計算モデルを示す。境界条件として、Face A~Face C を電気壁(perfect E)、Face D~Face F を放射(radiation)とする。また励振条件は、 xy から $-y$ の方向に周波数 10GHz の平面波入射とする。解析空間の大きさは、 $80 \times 50 \times 1 \text{cm}(x \times y \times z)$ とした。

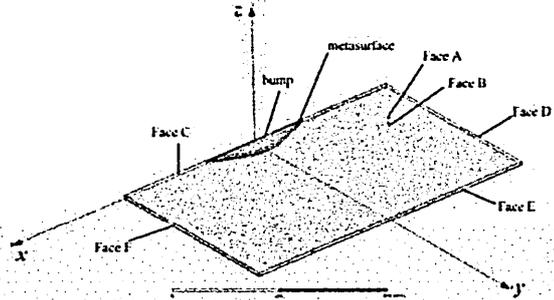


Fig. 4.5. Analytical system of metasurface cloaking.

これより、

- (i) 平面導体のみ
 - (ii) 平面導体上に散乱物体があるとき
 - (iii) 平面導体上にある散乱物体を、メタサーフェスクローキングで覆ったとき
- について、各々計算する。Fig. 4.6 には各ケースの散乱電界の振幅分布および位相分布を示している。Fig. 4.7 は各ケースの放射パターンを示している。同図(a)は挟角での放射パターン、同図(b)では広角での放射パターンを示している。放射パターンは xy 平面での放射パターンであり、 y 軸を 0° とし、時計回りを $-$ 方向、反時計回りを $+$ 方向として、 $-90^\circ \sim 90^\circ$ までの範囲とした。Fig. 4.6, Fig. 4.7 より、(b)の場合に比べて、(iii)は反射位相が(i)の場合により近いことが確認できる。Fig. 4.7 では、(i)と(iii)の放射パターンは概ね似ているが、 $\pm 45^\circ$ 付近で、(i)よりも(iii)の利得は上がっていることが確認できる。これは、(ii)でも同様の傾向が見られる。原因として、散乱物体及びメタサーフェス素子での反射による影響が考えられる。実際に反射角を計算したところ、約 $\pm 45^\circ$ で反射することを確認している。

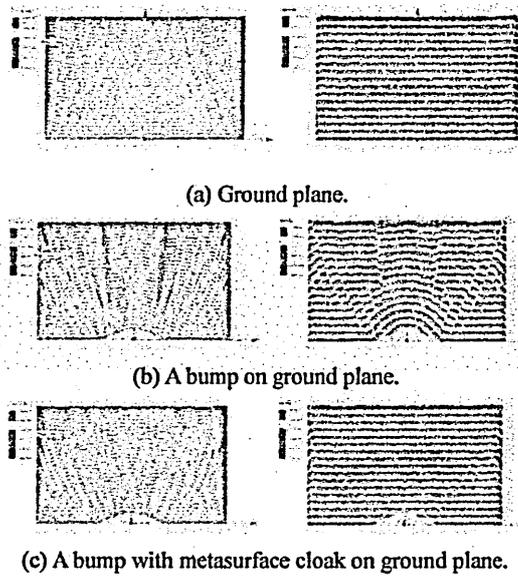


Fig. 4.6. Electric field distributions
(Left: Amplitude, Right: Phase).

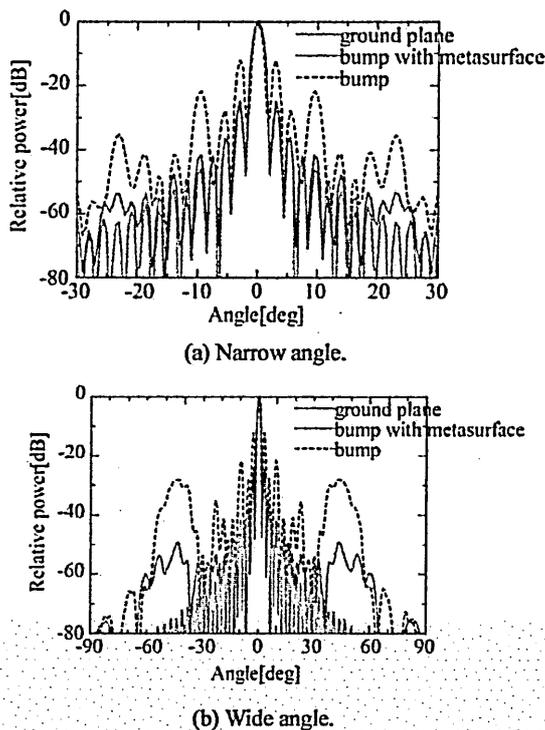


Fig. 4.7. Radiation pattern of metasurface cloak

5. イリュージョンクロッキング

本章では、メタサーフェスを用いたイリュージョンクロックの設計を行い、電磁界シミュレータ HFSS を用いた電磁界解析の結果から、その実現性

について数値的検討を行っている。本章の構成は、5.1 節でメタサーフェスを用いたイリュージョンクロックの動作原理を述べ、5.2 節で設計例を示す。5.3 節で解析系と解析結果を示している。

5.1 動作原理

イリュージョンクロックとして動作するためには、平面導体板上にある散乱物体によって引き起こされる乱れた反射位相面を再現しなければならない。再現する方法として、本論文では、反射位相量を制御するメタサーフェスを用いている。Fig. 5.1(a)に示すような平面導体板上に散乱物体があったとする。入射位相面に比べて、反射位相面は散乱物体の影響で乱れている。この乱れた反射位相面を Fig. 5.1(b)に示すメタサーフェスによって反射位相量を制御することで再現する。ここで、図中で示されている黒破線は入射位相面、青破線は反射位相面、赤線矢印は入射位相面から反射位相面までの距離を示していることに留意する。このときに求められるメタサーフェスの反射位相量の計算法について以下に示す。

平面導体板上に散乱物体がある場合を考える。ある地点での散乱物体の高さを y_d としたとき、メタサーフェスに与える反射位相量 ϕ_{mi} は

$$\phi_{mi} = \pi + \frac{2y_d}{\lambda} \times 2\pi \quad (5.1)$$

となる。このを用いて、次節では、イリュージョンクロックを設計する。

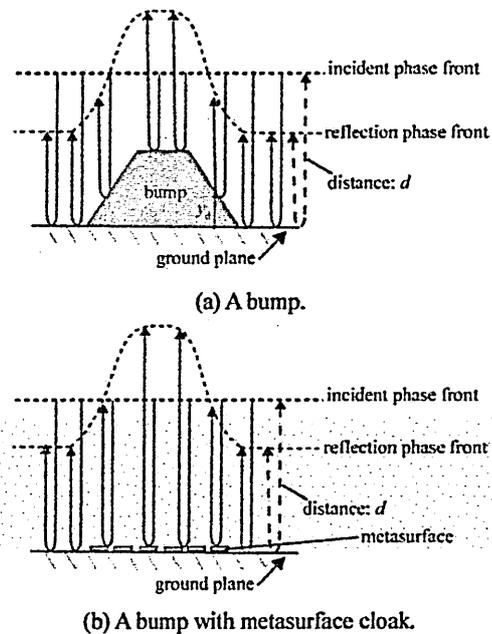


Fig. 5.1. Explanation of illusion cloaking using metasurface.

5.2 設計

(5.1)式から得られた各点で求められる反射位相量を持つメタサーフェス素子(Fig. 4.2)を Fig. 5.2 に示すように平面導体板上に配置することで、イリュージョンクロークを構成する。

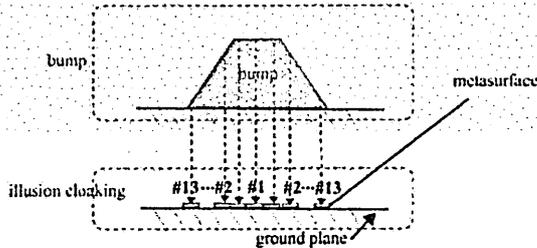


Fig. 5.2. Arrangement of metasurface element used by illusion cloak.

再現する散乱物体のパラメータ a_1 , a_2 , a_3 , b_1 , b_2 の値を以下に示す。各パラメータは fig. 5.3 に示す。

$$a_1 = 3[\text{cm}], \quad a_2 = 15[\text{cm}], \quad b_1 = 5[\text{cm}]$$

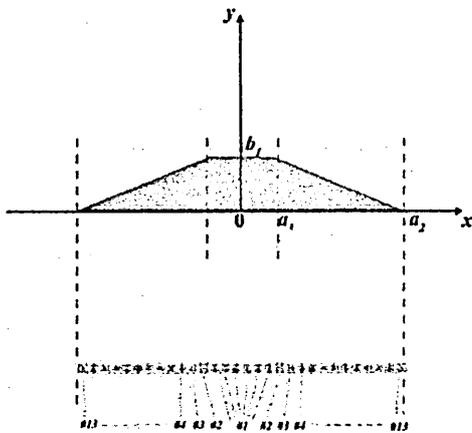
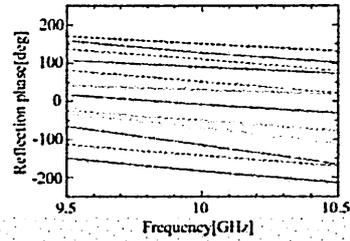


Fig. 5.3. Front view of a bump and layout drawing of metasurface elements.

また、イリュージョンクロークに用いた各メタサーフェス素子の反射位相特性を fig. 5.4 に示す。



#1	$d=0.25$ [cm], $e=0.1$ [cm], $m=0.7$ [cm]
#2	$d=0.2$ [cm], $e=0.2$ [cm], $m=0.6$ [cm]
#3	$d=0.1$ [cm], $e=0.15$ [cm], $m=0.3$ [cm]
#4	$d=0.15$ [cm], $e=0.15$ [cm], $m=0.6$ [cm]
#5	$d=0.15$ [cm], $e=0.15$ [cm], $m=0.9$ [cm]
#6	$d=0.2$ [cm], $e=0.25$ [cm], $m=0.8$ [cm]
#7	$d=0.35$ [cm], $e=0.25$ [cm], $m=0.8$ [cm]
#8	$d=0.2$ [cm], $e=0.15$ [cm], $m=0.3$ [cm]
#9	$d=0.2$ [cm], $e=0.15$ [cm], $m=0.9$ [cm]
#10	$d=0.35$ [cm], $e=0.15$ [cm], $m=0.7$ [cm]
#11	$d=0.15$ [cm], $e=0.1$ [cm], $m=0.7$ [cm]
#12	$d=0.2$ [cm], $e=0.1$ [cm], $m=0.8$ [cm]
#13	$d=0.35$ [cm], $e=0.1$ [cm], $m=0.3$ [cm]

Fig. 5.4. Reflection phase characteristic.

5.3 数値的検討

以下に、HFSSでのメタサーフェスを用いたイリュージョンクロウキングの解析系および解析結果を示し、動作について検討を行う。まず Fig. 5.5 に解析系を示す。境界条件として、Face A~Face Cを電気壁(perfect E), Face D~Face Fを放射(radiation)とする。また励振条件として、+y から-y の方向に周波数 10GHz の平面波を入射することとする。解析空間の大きさは、 $80 \times 50 \times 1 \text{cm}(x \times y \times z)$ となっている。

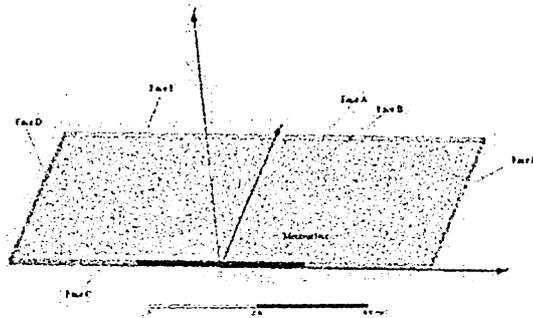
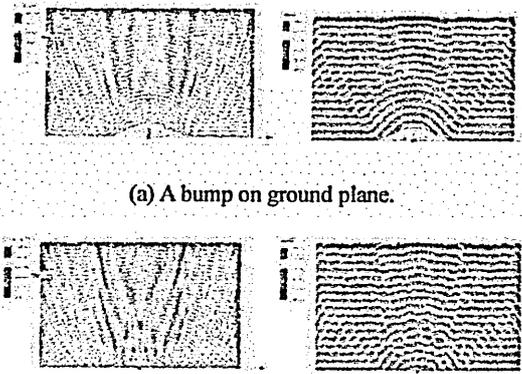


Fig. 5.5. Analytical system of illusion cloaking.

これより、

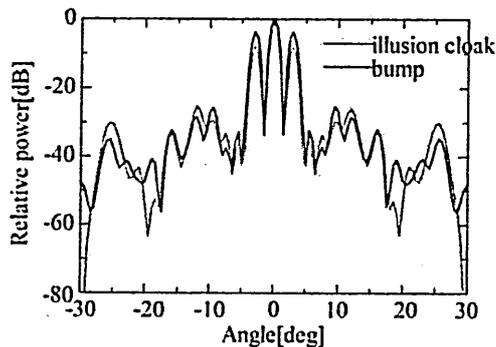
- (i) 平面導体板上に散乱物体があるとき
 - (ii) 平面導体板上にメタサーフェスを配置したとき
- について各々計算する。Fig. 5.6 には各パターンの散乱電界の振幅分布および散乱電界位相分布を示している。Fig. 5.7 は各パターンの放射パターンを示している。同図(a)は傾角での放射パターン、同図(b)では広角での放射パターンを示している。放射パターンは xy 平面での放射パターンであり、 y 軸を 0° とし、時計回りを-方向、反時計回りを+方向

向として、 $-90^{\circ}\sim 90^{\circ}$ までの角度をみている。これらの結果より、(i)と(ii)の場合で、似た傾向があることが確認できる。

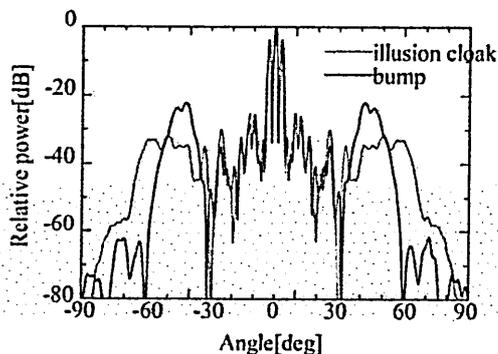


(b) A bump with illusion cloak on ground plane.

Fig. 5.6. Electric field distributions
(Left: Amplitude, Right: Phase).



(a) Narrow angle.



(b) Wide angle.

Fig. 5.7. Radiation pattern of illusion cloaking.

7. まとめ

本論文では、マイクロ波領域の不可視化を行うクローキング技術において、反射型で動作するカーペットクローキングを取り上げ、検討を行った。誘電体層カーペットクローキングは、散乱物体自体の反射散乱は抑制できるが、クロークに用いた誘電体での反射散乱が抑制できていない課題がある。また、リフレクト素子を2次元配列して構成するメタサーフェスを考え、反射波の位相分布を電気的に制御することで、設計周波数における不可視化についても検討を行った。誘電体層クローキングに比べて優れた特性が得られ、構造上、非常に薄型化できるメタサーフェスカーペットクローキングの将来性を明らかにした。このようなメタサーフェスによる反射位相の制御を進展させ、新たにイリュージョンクローキング技術についても検討を加えた。数値的検討においては、2次元モデルを考え、実際の物体による散乱波との比較を行い、良好な特性となることを確認した。これらの研究成果は、反射型クローキングの開発に非常に有用となるものである。今後のクローキングの発展のためには、入射角特性、周波数特性が良いメタサーフェス素子を設計することが望まれる。なお、本研究の一部は、日本学術振興会科学研究補助金基盤研究(C)(課題番号 15K06090)にて行った。

参考文献

- [1] 真田篤志, "座標変換とクローキング," 電子情報通信学会誌, vol. 96, No. 1, 2013.
- [2] J. B. Pendry, D. Schurig and D. R. Smith "Controlling electromagnetic fields," Science, vol. 312, no. 5781, pp. 1780-1782, 2006
- [3] 萩行正憲, 真田篤志, 石原照也, "メタマテリアルハンドブック," 講談社, pp. 139-167, 2015.
- [4] T. Nagayama and A. Sanada, "Planar Distributed Full-Tensor Anisotropic Metamaterials for Transformation Electromagnetics," in IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 63, no. 12, pp. 3851-3861, Dec. 2015.
- [5] X. Ni, Z. J. Wong, Y. Wang and X. Zhang, "Three-dimensional metasurface carpet cloak," Lasers and Electro-Optics (CLEO), 2015 Conference on, San Jose, CA, pp. 1-2, 2015.
- [6] 石原照也, 真田篤志, 梶川浩太郎, "メタマテリアルII," シーエムシー出版, pp. 136-147, 2012.
- [7] D. Sievenpiper, "High-impedance electromagnetic surfaces," Ph.D. dissertation, Dept. Elect. Eng., Univ. California at Los Angeles, Los Angeles, CA, 1999.

- [8] 真田篤志, "メタマテリアルの新展開," 信学通誌, no.33, pp. 6-11, 2015.
- [9] D. R. Smith, D. C. Vier, N. Kroll and S. Schultz, "Direct calculation of permeability and permittivity for a left-handed metamaterial", Applied Physics Letters, vol. 77, no. 14, pp. 2246-2248, 2000

希釈硝酸銀で作られた拡散光導波路の パラメータ推定

岩田 拓也、 岸岡 清

大阪電気通信大学・電子機械工学科

2016年3月31日

於 同志社大学 京田辺キャンパス

1. まえがき

一価の金属イオンを熱拡散によってガラス基板の表面から内部にドーブし、金属イオンによって形成された高屈折率層に光を閉じ込めて伝搬させるイオン拡散導波路は、製作の容易さから広く利用されており、その製作技術は光導波路の製作において重要な地位を占めている。拡散されるドーパントイオンとしては、 K^+ や Ag^+ イオンがよく用いられており、イオン源には比較的低温（ 400°C 前後）で溶融する硝酸塩（ NO_3 塩）が用いられている。一方、基板には金属イオンの熱拡散に適した Soda-lime ガラスや Pyrex ガラス等に代表される多成分ガラスが用いられている。

導波路を設計する観点からは、導波路断面の寸法等の幾何学形状以外にも、ドーパントイオンによる屈折率の変化量（屈折率の上昇量）や、さらには、導波路断面内の屈折率分布も重要な要素である [1-3]。イオンの拡散層の屈折率分布の推定法としては、屈折率分布を折れ線近似して、各折れ点の位置（基板表面からの位置）を伝搬モードの伝搬定数の測定値から推定する方法、所謂、IWKB 法（Inverse WKB Method）がよく使われている [4]。この方法は、変化が滑らかであると言う条件さえ満足すれば、比較的広範囲の分布形状に適用できるという長所を備えているが、反面、基板の屈折率を推定できないと言う弱点を持っている。

イオン拡散導波路の基板として多用される多成分ガラスは、光学ガラスとは異なり、ガラスに含まれる成分の僅かな違いや、製造方法によりその屈折率に大きな違いがある事が知られている。従って、イオン拡散導波路の設計・製作には、使用される基板の使用波長での屈折率の推定が重要な事柄である。

本稿では、 AgNO_3 （溶融硝酸銀）をイオン源に用いて作成される導波路の断面内の屈折率分布と基板の屈折率を同時に知る事ができるの簡便なパラメータ推定方法を述べる。様々な屈折率分布を実現すると言う観点から、イオン源を NaNO_3 で希釈して、 Ag^+ イオンの基板へのドーピング量を変えて作られた導波路の屈折率分布が推定され、 AgNO_3 の希釈度に対する基板表面の屈折率の変化が示される。さらに、推定された屈折率分布とイオンの拡散を記述する拡散方程式の解とを比較する事によって、拡散方程式に含まれる Ag^+ イオンの拡散係数の値も推定し、 AgNO_3 の希釈度に対する変化も示している。

2. イオン拡散導波路の屈折率分布

一価の金属イオンは熱によって、ガラス基板中に含まれる Na イオンに置き換わりながらガラス基板内を表面から拡散して行く。屈折率はドーブされた金属イオン濃度に比例して上昇するので、屈折率の変化 Δn は、拡散された金属イオン濃度分布を知る事によって判る。

ガラス基板の金属イオン濃度分布 $C(x, t)$ は、

$$\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} = \frac{1}{D} \frac{\partial C}{\partial t} \quad (1)$$

で与えられる拡散方程式の解として与えられる。ここで、 D は考えている金属イオンとガラスによって決まるパラメータで、拡散定数と呼ばれている。ここで考えている Ag^+ イオンの Soda-lime ガラスへの熱拡散では、 D は定数として取り扱うことができる。 t は時間を表している。

基板表面 ($x = 0$) の濃度で規格化された拡散方程式 (1) の解は、

$$C(x, t) = \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}}\right) \quad (2)$$

で与えられる。ここで、 $\operatorname{erfc}(=1-\operatorname{erf})$ は補誤差関数である。屈折率の変化の分布 $\Delta n(x)$ は、基板表面での屈折率変化 Δn_0 を用いて、

$$\Delta n(x) = \Delta n_0 \cdot \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}}\right) \quad (3)$$

基板表面の屈折率変化： $\Delta n_0 = n_0 - n_b$

と表せる。 n_0 は基板表面の屈折率、 n_b は基板の屈折率をそれぞれ表している。

図 1 には拡散係数 D と拡散時間 t を仮定して計算した屈折率変化の分布 $\Delta n(x)$ の一例がプロットされている。拡散方程式を解いて得られた厳密な屈折率分布 (実線) は、指数関数に極似している事が判る。図には指数関数

$$\Delta n(x) \simeq \Delta n_0 e^{-\left(\frac{x}{a}\right)} \quad (4)$$

で近似された分布もプロット (破線) されている。ここで、指数関数分布の広がりを与えるパラメータ a は、拡散の深さと呼ばれる定数で、その値は拡散時間に依存する。

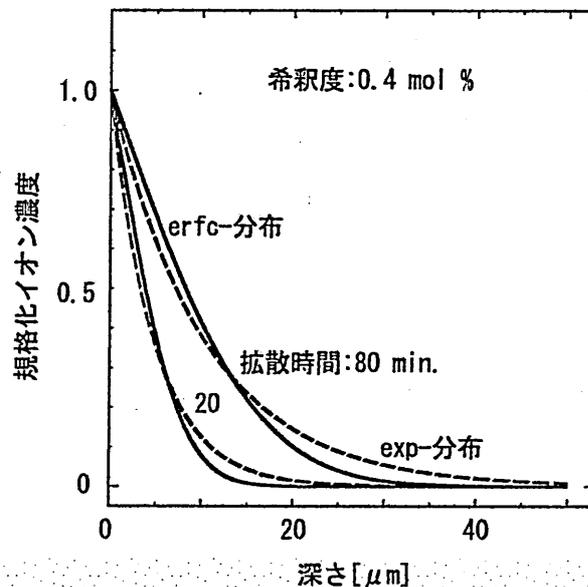


図 1 屈折率変化の分布と指数関数近似

屈折率分布が指数関数で近似できる事を利用して、以下では、まず、屈折率分布として指数関数を仮定して、表面の屈折率変化 Δn_0 とパラメータ a の値を推定し、次に、それらの値より得られる指数関数分布と拡散方程式の解である補誤差関数の分布をフィッティングさせる事により、未知数として拡散方程式に含まれている D の値を推定する。拡散係数の値が推定されれば、拡散時間を変えても容易に屈折率分布を得る事ができる。さらに、チャンネル導波路のような 2 次元の断面分布も得る事ができる。

3. 推定の原理

3.1 伝搬モードの特性方程式

導波路断面の屈折率分布の推定原理の概要は以下の通りである：導波路を伝搬するモードの伝搬定数の値は、導波路の屈折率、および、その分布等の導波路パラメータによって決まる。従って、伝搬定数と導波路パラメータとの関係が知れば、伝搬定数の測定値から導波路のパラメータの値を推定できると期待される。

モードの伝搬定数 β と導波路の深さ方向 (x 方向) の屈折率分布 $n(x)$ の関係は、断面内に定在波が存在できる条件 (界の共振条件) として知られている特性方程式として与えられる。また、伝搬定数 β の値は、プリズム結合器を用いて伝搬モードを励起し、モードが励起されたときの光の入射角から容易に知る事ができる。

図2には基板の深さ方向に屈折率分布を持つ導波路内の光の伝搬の様子が模式的に描かれている。基板表面 ($x=0$) で全反射した光は、屈折率の減少に伴って向きを変え、転回点 ($x=x_t$) と呼ばれる位置で再び表面に向かう。光が伝搬する zigzag-path の形状と伝搬定数の値には特定な関係が成立し (定在波が存在する条件)、 β はその条件が満たされる有限個の離散的な値として与えられる。図の右上の写真は、出力用プリズム結合器の後方に於かれたスクリーンに現れた出射光を写したものである。モードによる基板表面 ($x=0$) での伝搬角 $\theta(0)$ の違いによって、各モードの出射光は異なる方向へ出力されるため、同時に多くのモードを励起すると、Mode-line と呼ばれる写真のような伝搬角 (β の値) に対応した空間的なスペクトラムラインが観測される。

図中の $n(x)k_0$ は x の位置での光の波数、 $Q(x)$ は波数の x 方向成分をそれぞれ表している。 $\theta(x)$ は x の位置での光の伝搬方向を表している。

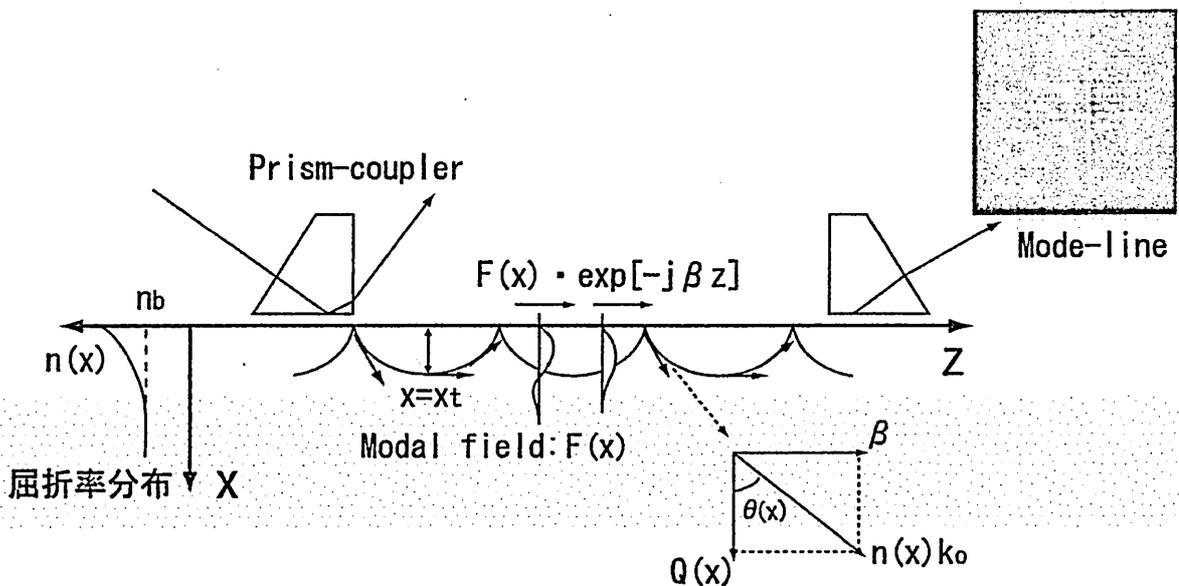


図2 導波路内を伝搬する光の様子と Mode-line

3. 推定に必要な基本式

伝搬定数 β と導波路パラメータとの間の関係を与える特性方程式は、界の深さ方向の共振条件として、

$$2 \int_0^{x_t} Q(x) dx - \phi_c - \phi_t = 2M\pi, \quad M = 0, 1, 2, \dots \quad (5)$$

$$Q(x) = n(x)k_0 \cos \theta(x) = \sqrt{k_0^2 n^2(x) - \beta^2}, \quad k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$$

と表される。ここで、 k_0 は光の真空中の波数、 λ は光の波長をそれぞれ表している。 ϕ_c は基板表面での全反射に伴う光の位相推移、 ϕ_t は転回点 ($x = x_t$) での位相推移をそれぞれ表している。また、転回点の位置 x_t は、 $Q(x_t) = 0$ を満足する値である。

クラッド層が空気 ($n = 1$) で、ガラス基板との屈折率差が大きいいため、全反射に伴う位相推移 ϕ_c は近似的に π として取り扱うことができる。また、転回点での位相推移 ϕ_t は $\frac{\pi}{2}$ と与えられるので、式 (5) は、

$$2 \int_0^{x_t} Q(x) dx = \pi \left(2M + \frac{3}{2} \right), \quad M = 0, 1, 2, \dots \quad (6)$$

となる。

3.2 特性方程式の変形

拡散層の屈折率を、基板表面の屈折率 n_0 、基板の屈折率 n_b 、拡散深さ a を用いて、

$$n(x) = (n_0 - n_b)e^{-\left(\frac{x}{a}\right)} + n_b \quad (7)$$

と表し、式 (6) に代入するために $n^2(x)$ を計算すると、

$$n^2(x) \simeq n_b^2 + (n_0^2 - n_b^2)e^{-\left(\frac{x}{a}\right)} \quad (8)$$

を得る。ここで、基板にドーピングされた金属イオンによる屈折率変化は十分に小さいので、 $(n_0 - n_b) \ll n_b$ が成り立つとして、 $(n_0 - n_b)$ の2乗の項を無視し、さらに、 $2n_b \simeq (n_0 + n_b)$ の近似が用いられた。さらに、 $n_b^2 = n_0^2 - (n_0^2 - n_b^2)$ に留意すると、結局、式 (8) は、

$$n^2(x) \simeq n_0^2 \left[1 - 2\Delta \left(1 - e^{-\frac{x}{a}} \right) \right], \quad 2\Delta = \frac{n_0^2 - n_b^2}{n_0^2} \quad (9)$$

となる。

式 (6) の $Q(x)$ に含まれる $n^2(x)$ に式 (9) を代入して整理すると、

$$2 \int_0^{x_t} \left(\frac{1}{a} \right) \left[v^2 e^{-\frac{x}{a}} - w^2 \right]^{\frac{1}{2}} dx = \left(2M + \frac{3}{2} \right) \pi, \quad (M = 0, 1, 2, \dots) \quad (10)$$

$$v^2 = 2k_0^2 a^2 n_0^2 \Delta, \quad w^2 = a^2 (\beta^2 - k_0^2 n_b^2)$$

となる。転回点 x_t は、 $v^2 e^{-x/a} - w^2 = 0$ より、 $x_t = 2a \ln(v/w)$ で与えられる。

式 (10) の積分変数を、 $u = e^{-\frac{x}{a}}$ によって u に変換すると、式 (10) の左辺は、

$$I = 4v \int_{\sqrt{b}}^1 \left(1 - \frac{b}{u^2} \right)^{\frac{1}{2}} du, \quad b = \frac{w^2}{v^2} \quad (11)$$

と変形される。再度、 $\cos \varphi = \sqrt{b}/u$ の変数変換し、積分の下限； $u = \sqrt{b}$ を $\varphi_0 = 0$ に、上限； $u = 1$ を $\varphi_t = \cos^{-1} b^{1/2}$ に置き換えて積分を実行すると、

$$I = 4v\sqrt{b} \int_0^{\varphi_t} \tan^2 \varphi d\varphi = 4v\sqrt{b}(\tan \varphi_t - \varphi_t) = 4v \left[(1-b)^{\frac{1}{2}} - \sqrt{b} \cos^{-1} \sqrt{b} \right] \quad (12)$$

が得られる。従って、式(6)の特性方程式は

$$\sqrt{1-b} - \sqrt{b} \cos^{-1} \sqrt{b} = \frac{\pi}{4v} \left(2M + \frac{3}{2} \right), \quad M = 0, 1, 2, \dots \quad (13)$$

となる。

$\varphi = \cos^{-1} \sqrt{b}$ の関係を、 $\sqrt{1-b} = \sin \varphi$ に留意して、特性方程式(13)の左辺に適用すると、

$$\sin \varphi - \varphi \cos \varphi = \frac{\pi}{4v} \left(2M + \frac{3}{2} \right), \quad M = 0, 1, 2, \dots \quad (14)$$

の関係を得る。この方程式は、次節で特性方程式の近似解法に使用される。

3.3 特性の近似解法

パラメータ b と φ は、それぞれ、

$$b = \frac{w^2}{v^2} = \frac{(\beta^2 - k_0^2 n_b^2)}{k_0^2 (n_0^2 - n_b^2)}, \quad \varphi = \cos^{-1} \sqrt{b} \quad (15)$$

のように β の関数として与えられるので、 β の値とパラメータ b および φ との関係は、

パラメータ	最小値	最大値
β	$k_0 n_b$	$k_0 n_0$
b	0	1
φ	$\frac{\pi}{2}$	0
	Mode cut-off	伝搬角 $\theta = 0$

と整理する事ができる。

以下、 b の値が、Case(a):1に近い領域、および、Case(b):0に近い領域の2つの領域に分けて、それぞれの領域で特性方程式(14)を近似的に解法し、各領域で β と導波路パラメータの間に成立する関係を求める。

Case(a)の領域

この領域では、 $b \simeq 1$ が成立しているので、 $\varphi \simeq 0$ の条件が成立している。この条件下での近似

$$\sin \varphi \simeq \varphi, \quad \cos \varphi \simeq 1 - \frac{1}{2} \varphi^2$$

を式(14)の左辺に適用すると、

$$\frac{1}{2} \varphi^3 \simeq \frac{\pi}{4v} \left(2M + \frac{3}{2} \right), \quad M = 0, 1, 2, \dots \quad (16)$$

となる。さらに、

$$\varphi = \cos^{-1} \sqrt{b} \simeq \frac{\pi}{2} \left(1 - b^{\frac{1}{2}}\right)^{\frac{1}{2}}$$

と近似すると、式(16)は、

$$\frac{1}{2} \left(\frac{\pi}{2}\right)^3 \left(1 - b^{\frac{1}{2}}\right)^{\frac{3}{2}} = \frac{\pi}{4v} \left(2M + \frac{3}{2}\right), \quad M = 0, 1, 2, \dots \quad (17)$$

となる。(1 - b^{1/2})をb=1の周りでテーラ展開して、

$$1 - b^{\frac{1}{2}} \simeq \frac{1}{2}(1 - b)$$

と近似すると、式(17)は、

$$\left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{5}{2}} \left(\frac{\pi}{2}\right)^3 \left(\frac{n_0^2 - n_{eff}^2}{n_0^2 - n_b^2}\right)^{\frac{2}{3}} = \frac{\pi \left(2M + \frac{3}{2}\right)}{4k_0 a (n_0^2 - n_b^2)^{\frac{1}{2}}}, \quad M = 0, 1, 2, \dots \quad (18)$$

となる。ここで、 $\beta/k_0 = n_{eff}$ と置いた。 n_{eff}^2 について解くと、

$$n_{eff}^2 = n_0^2 - \frac{4 \left(\frac{1}{2}\right)^{-\frac{1}{3}}}{\pi^{\frac{4}{3}}} \left(\frac{n_0^2 - n_b^2}{k_0 a}\right)^{\frac{2}{3}} \left(2M + \frac{3}{2}\right)^{\frac{2}{3}}, \quad M = 0, 1, 2, \dots \quad (19)$$

のような実効屈折率 n_{eff} と導波路パラメータとの間の関係が得られる。

Case(b) の領域

この領域では、 $b \simeq 0$ なので、 $\varphi \simeq \frac{\pi}{2}$ となる。 $\sin \varphi$ および $\cos \varphi$ についてこの領域 ($\varphi \simeq \frac{\pi}{2}$) で成立する近似、

$$\sin \varphi \simeq 1 - \frac{1}{2} \left(\varphi - \frac{1}{2}\right)^2, \quad \cos \varphi \simeq \frac{\pi}{2} - \varphi$$

を特性方程式(14)の左辺に適用すると、左辺は

$$\text{左辺} = 1 - \frac{\pi}{2} \left(\frac{\pi^2}{4} - \varphi^2\right)$$

となる。 $\varphi = \cos^{-1} \sqrt{b} \simeq \frac{\pi}{2} (1 - b^{\frac{1}{2}})$ を使うと、式(14)は

$$1 - \frac{1}{8} \pi^2 b^{\frac{1}{2}} = \frac{\pi}{4v} \left(2M + \frac{3}{2}\right)$$

となる。Case(a)と同様に実効屈折率 n_{eff}^2 について解くと

$$n_{eff}^2 = n_b^2 + \frac{4}{\pi^4} \left(\frac{1}{k_0^2 a^2}\right) \left[4k_0 a \sqrt{n_0^2 - n_b^2} - \pi \left(2M + \frac{3}{2}\right)\right]^2, \quad M = 0, 1, 2, \dots \quad (20)$$

のような n_{eff} と導波路パラメータの関係式が得られる。

4. 屈折率の推定方法

ここでは、前節で導かれたモードの実効屈折率 $n_{eff}(= \beta/k_0)$ と屈折率との関係を使って、 n_{eff} の測定値から屈折率分布を得る推定方法が示される。

n_{eff} の値は、低次モード領域 (Case (a) の領域) では式 (19) に示したように、モード次数 M を含むパラメータ $(2M + \frac{3}{2})^{\frac{2}{3}}$ に対して一次関数的に変化する。一方、高次モード領域 (Case (b) の領域) では式 (20) に示したように $\pi(2M + \frac{3}{2})$ に対して2次関数的に変化する。図3には、 n_{eff} の測定値の $(2M + \frac{3}{2})^{\frac{2}{3}}$ に対するプロットが示されている。一方、図4には、同じ測定値の $\pi(2M + \frac{3}{2})$ に対するプロットが示されている。予想通り、低次モード領域では、 n_{eff} は $(2M + \frac{3}{2})^{\frac{2}{3}}$ に対して線形に変化している。高次モード領域では、 $\pi(2M + \frac{3}{2})$ に対して2次関数で変化している。

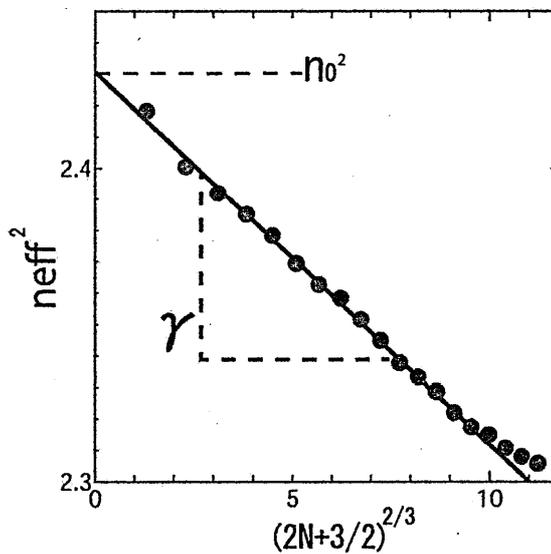


図3 $n_{eff}^2 - (2M + \frac{3}{2})^{\frac{2}{3}}$ プロット
(低次モード域)

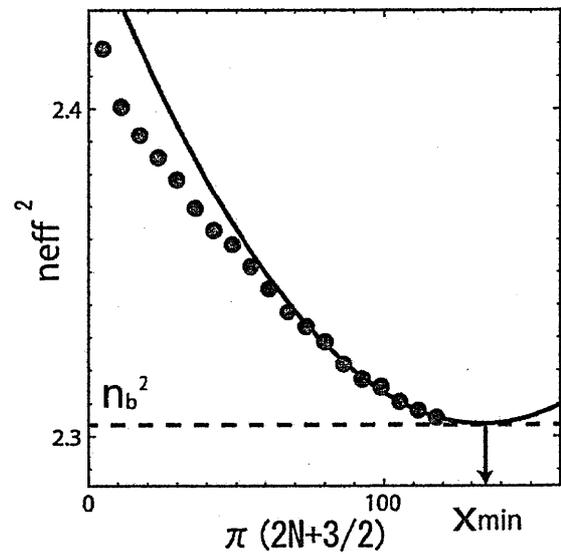


図4 $n_{eff}^2 - \pi(2M + \frac{3}{2})$ プロット
(高次モード域)

(a) 基板表面の屈折率 n_0 の推定

低次モード領域の n_{eff} の関係式 (19) を用いる。 n_{eff}^2 を $(2M + \frac{3}{2})^{\frac{2}{3}}$ の1次関数とみなすと、 $(2M + \frac{3}{2})^{\frac{2}{3}} = 0$ のとき、式 (19) より $n_{eff}^2 = n_0^2$ となる。即ち、図3に示したプロットを延長して、縦軸 (n_{eff}^2 軸) との交点を読み取る事によって、 n_0 の値を推定できる。実際には、低次モード領域での n_{eff}^2 のプロットにフィットする直線を引き、その直線と縦軸との交点を読み取る。

(b) 基板の屈折率 n_b の推定

高次モード領域の n_{eff} の関係式 (20) を用いる。 $\pi(2M + \frac{3}{2}) = 4k_0a\sqrt{n_0^2 - n_b^2} (= x_{min})$ のとき、 n_{eff}^2 は極値を取り、その値は n_b^2 となるのが式 (20) より解る。従って、 n_{eff}^2 のプロットにフィットする2次曲線を描き、その頂点の値 (極小値) を読み取る事により、 n_b の値を推定する事ができる。

(c) 屈折率分布の広がり a の値の推定

図3の直線のプロットの傾きは

$$\gamma = \frac{4 \left(\frac{1}{2}\right)^{-\frac{1}{3}}}{\pi^{\frac{4}{3}}} \left(\frac{n_0^2 - n_b^2}{k_0 a} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (21)$$

で与えられる。図2のプロットより直線の傾き γ の値を読み取り、その値と (b) で得られた n_b を上式に代入すると、

$$a = \frac{8\sqrt{2} (n_0^2 - n_b^2)}{k_0 |\gamma|^{\frac{3}{2}} \pi^2}$$

と a の値を推定できる。

(d) n_b と a を同時に推定する方法

図3の直線のプロットの傾きを与える式 (21) と、式 (20) から判る図4のプロットの極小点 x_{min} を与える式、

$$x_{min} = 4k_0 \sqrt{n_0^2 - n_b^2} \quad (22)$$

を連立させる子事により、 a の値を

$$a = \frac{1}{k_0 \sqrt{|\gamma|}} \left(\frac{x_{min}^2}{\sqrt{2}\pi^2} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (23)$$

と推定できる。さらに、 a の推定値と γ の値を用いると、

$$n_b = \sqrt{n_0^2 - \frac{1}{8\sqrt{2}} k_0 a |\gamma|^{\frac{3}{2}} \pi^2} \quad (24)$$

と n_b の値を推定する事ができる。

4. 導波路の製作

導波路は Soda-lime ガラス基板 (松浪ガラス製スライドガラス) に Ag^+ イオンを熱拡散して作られた。イオン源には、 NaNO_3 (硝酸ナトリウム) で希釈された AgNO_3 (硝酸銀) が用いられた。混合比 (希釈度) を変えた塩を入れたステンレスビーカを温度が制御されたマントルヒータで一定温度に加熱して溶融させ、ガラス基板を一定時間浸して Ag^+ イオンを基板内に拡散させた。溶融塩の温度は、全ての希釈塩に対して 350°C 一定とした。

表1に希釈度毎に複数製作された導波路の拡散時間が纏められている。拡散時間は推定に必要なモード数を確保する目的で希釈度に応じて変化させた。

表1 希釈度毎の拡散時間

希釈度 [mol %]								
0.4	-	-	20分	40分	60分	80分	120分	150分
1.5	-	-	20分	40分	60分	80分	120分	150分
2.0	5分	10分	20分	40分	60分	80分	-	-

希釈度はモル濃度の比で表示されている。即ち、イオン源に用いられる NaNO_3 と AgNO_3 のそれぞれの重量からモル数 $[\text{NaNO}_3]$ と $[\text{AgNO}_3]$ を算出して、

$$\text{mol\%} = \frac{[\text{AgNO}_3]}{[\text{AgNO}_3] + [\text{NaNO}_3]} \times 100 \%$$

によって表示されている。

5. 推定値

ここでは、前節で述べた推定法 (a) によって得られた n_0 の推定値と、方法 (b) による n_b と a の推定値が示される。伝搬定数 β の測定には、波長 $0.6328 \mu\text{m}$ の He-Ne ガスレーザが用いられた。

5.1 n_0 の推定値

推定された n_0 の推定結果を表 2 に示す。表面屈折率の値は拡散時間には依存せず、希釈度に依存するので、希釈度に対する変化が纏められている。

表 2 基板表面の屈折率 n_0 の希釈度に対する変化

希釈度 [mol %]	0.4	1.5	2.0
n_0 の推定値	1.566	1.579	1.588

5.2 a の推定値

拡散された金属イオンの濃度分布は、希釈度と拡散時間の両方に依存するので、希釈後と拡散時間を変えて製作された全ての導波路で a の値は異なっている。表 3 に推定値が纏められている。

表 3 a [$1/\mu\text{m}$] の推定値

mol%	5分	10分	20分	40分	60分	80分	120分	150分	拡散時間
0.4	-	-	5815	7.224	9.999	11.373	12.482	13.271	
1.5	-	-	6.617	8.157	11.630	12.237	13.061	15.852	
2.0	3.730	5.775	6.685	9.286	11.807	13.333	-	-	

5.3 基板の屈折率 n_b の推定値

基板の屈折率は、イオン源の希釈度、拡散時間の何れにも依存せず一定値であるので、全ての導波路の測定で得られた値の平均を取って推定値とした。結果は、 $n_b=1.517$ となった。

5.4 推定されたパラメータによる指数関数分布

推定されたパラメータを用いて計算された屈折率の指数関数分布の拡散時間に対する変化を希釈度毎に図 5~7 に示それぞれ示されている。

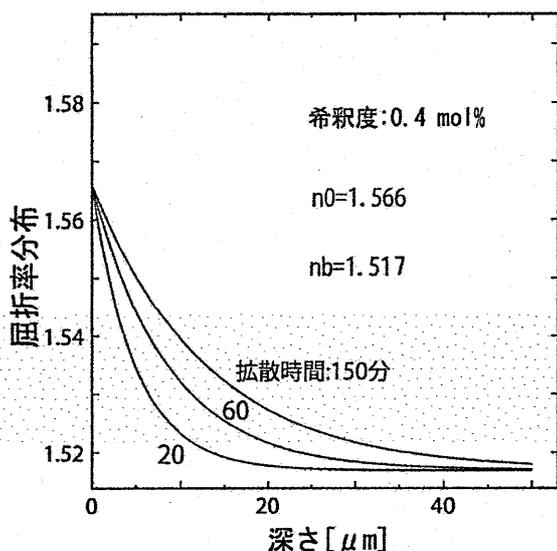


図5 希釈度：0.4 mol %

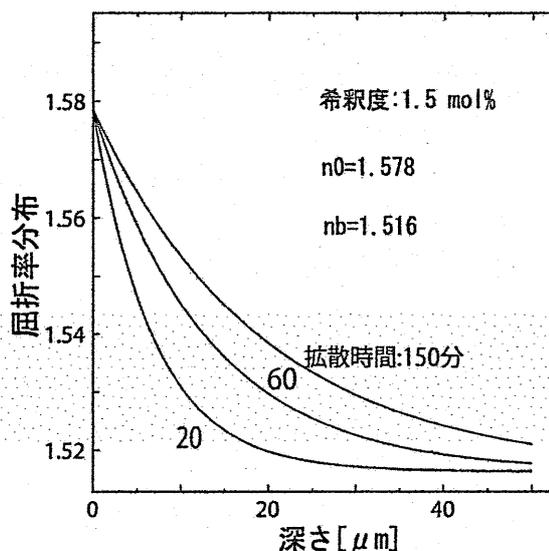


図6 希釈度：1.5 mol %

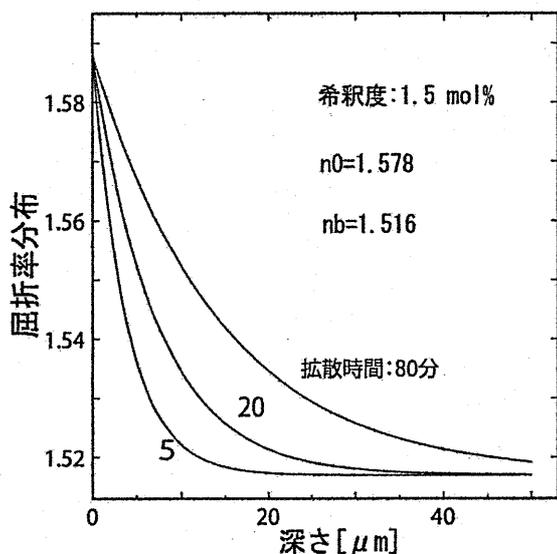


図7 希釈度：2.0 mol %

6. 拡散係数 D の推定

拡散方程式を解いて得られる基板内に拡散された Ag^+ イオン濃度分布より得られる屈折率分布は、 t を拡散時間として、

$$n(x;t) = (n_0 - n_b) \operatorname{erfc} \left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}} \right) + n_b \quad (25)$$

と表される。屈折率の厳密な分布を与えるこの式には拡散係数が未知数として含まれている。 D の値を推測できれば、拡散時間が変化しても厳密な分布を得る事が可能となる。

Ag^+ イオンの拡散係数 D の値は、拡散方程式を解く事によって得られた厳密な屈折率分布を、推定されたパラメータによって計算される指数関数分布にフィッティングさせる事

によって推定される。即ち、erfc-分布と考えている希釈度と拡散時間での exp-分布との差が最小となるように未知数である D の値を決める。図 8 には、 D を変えて計算された 2 つの分布の差の 2 乗積分の値のプロットの一例が示されている。曲線が極小を取る位置での D の値が求める推定値となる。

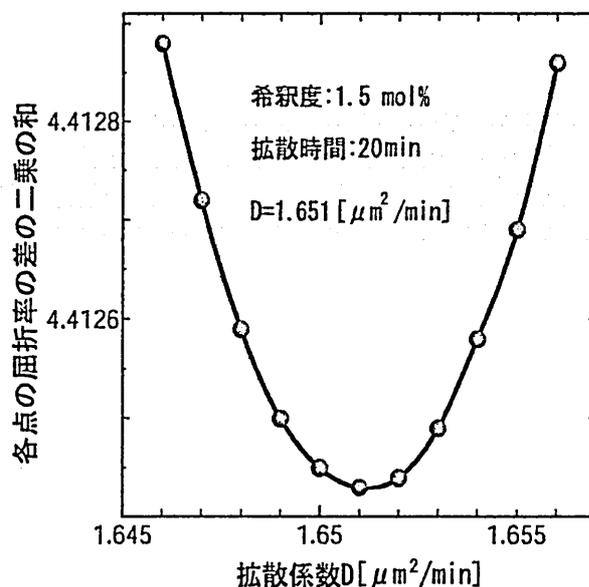


図 8 erfc 曲線と exp 曲線の差の 2 乗の D の値に対する変化

この方法で得られた D の推定値は、表 4 に希釈度に対する変化としてまとめられている。 D の値は希釈度に依存するが、拡散時間には依存しないとして、各希釈度で異なる拡散時間で作られた導波路から得られた推定値の平均をその希釈度での推定値とした。

表 4 D の推定値

mol %	0.4	1.5	2.0
D [$\mu\text{m}^2/\text{min}$]	0.833	1.668	1.755

図 9~11 には、得られた D の値を基にして拡散方程式を解いて得られた屈折率分布が、希釈度毎に拡散時間を変えてプロットされている (実線)。フィッティングに用いられた指数分布も同時にプロットされている (破線)。

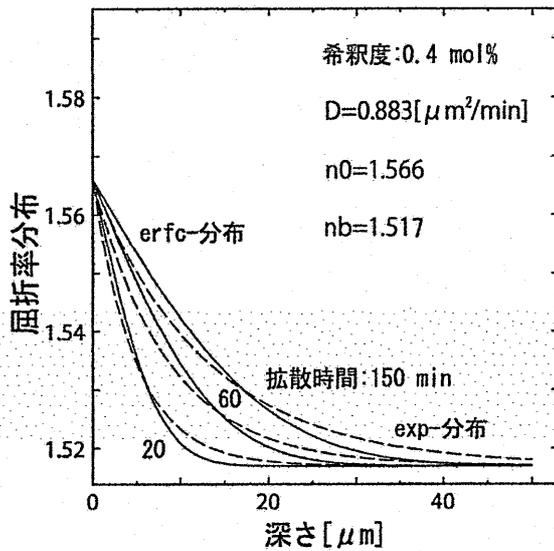


図9 希釈度：0.4 mol %

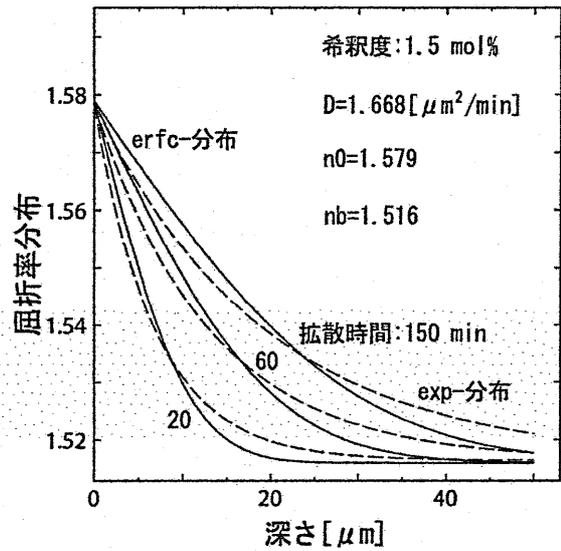


図10 希釈度：1.5 mol %

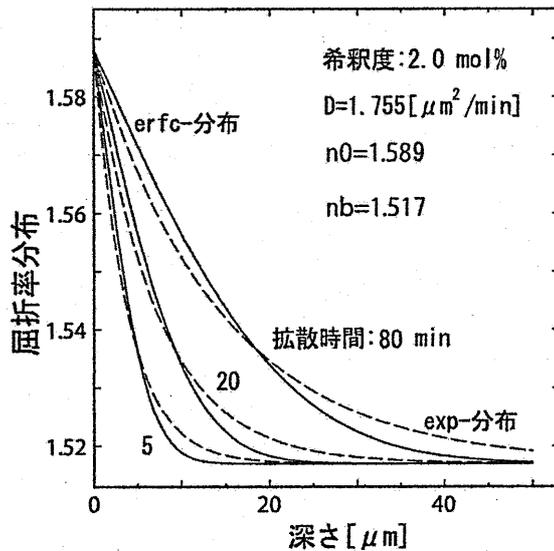


図11 希釈度：2.0 mol %

2次元の断面をもつチャンネル導波路は、導波路部分がスリット状に開いた金属薄膜の拡散防止マスクを基板表面に作成して、イオン源に浸して作られる。このようなスリット状の開口から拡散したイオンの基板内の2次元分布は、図12に示す基板断面の構造に対する2次元の拡散方程式

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) C = \frac{1}{D} \frac{\partial C}{\partial t} \quad (25)$$

を解くことによって得られる。開口スリットの境界では $C(0, y) = 1$, ($|y| < W/2$)、金属マスク下の基板表面では $C(0, y) = 0$, ($|y| > W/2$) の Dirichlet 条件を与えると、基板内

部 ($x < 0$) のイオン濃度分布は、

$$C(x, y, t) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\frac{x}{2\sqrt{Dt}}}^{\infty} e^{-\xi^2} \left\{ \operatorname{erf} \left[\frac{\xi}{x} \left(y + \frac{W}{2} \right) \right] - \operatorname{erf} \left[\frac{\xi}{x} \left(y - \frac{W}{2} \right) \right] \right\} d\xi$$

によって計算することができる [1]。図 13 には得られた D の値を用いて計算された 2 次元断面内の拡散によって生じた Ag^+ イオン分布の計算例が示されている。

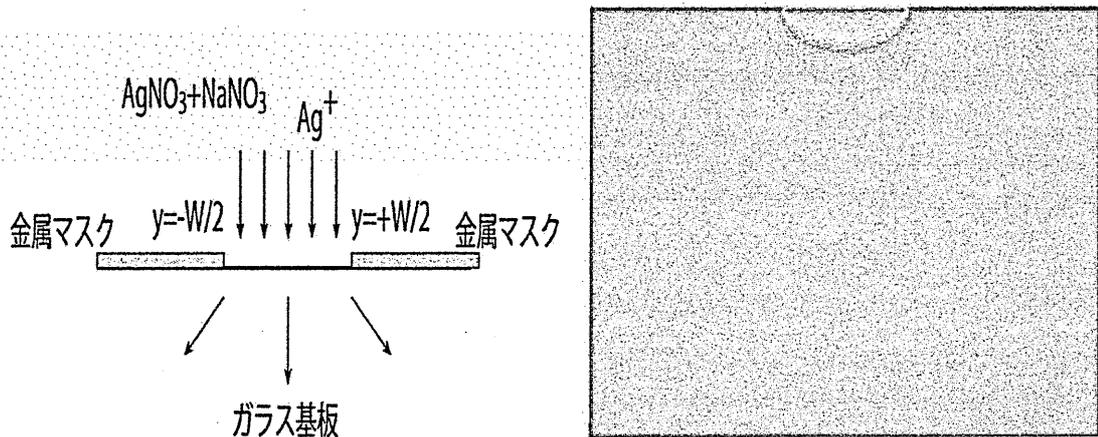


図 12 拡散時の基板断面

(a) $t = 10$ min.



(b) $t = 40$ min.

(c) $t = 80$ min.

図 13 2 次元拡散で形成されたイオン分布 (希釈度: 2 mol)

7. n_{eff}^2 のプロットの読み取りに関する検討

(1) n_0 の推定するための近似直線 (図 3)

幾つのモードの n_{eff} の測定値を用いて直線を近似するかで、 n_0 の推定値は厳密には異なる。しかし、上で示した推定の範囲では、近似に用いるモードの数に対する n_0 の変化は緩慢で、低次モードから数個 (4~6 個) の測定値を用いることによって安定に推定できる。

(2) n_b の推定のための 2 次関数近似 (図 4)

一方、図 14 の 2 次関数近似に対しては、近似に用いるモード数を変えると、 n_b の推定値は大きく変動する。図には近似に用いたモード数に対する n_b の推定値の変化の例が示されている (希釈度: 0.4 mol%)。図の横軸の数は、最高次のモードから数えて 2 次曲線の近似に使ったモード数である。図には高次モードから数えて、3 個のモードの n_{eff} の値を使った結果 (図では最も左側) から、14 個のモードの測定値を使った結果 (図の最も右側) がプロットされている。

使った測定値が少ない場合は測定値に含まれる誤差のため、推定値に大きな変動が現れている。一方、多くの測定値を使った場合には、低次モードの n_{eff} の値も使われるので、近似が悪くなると予想される。中間の個数の領域には、モード数に対して推定値の変動幅が小さい領域が存在する。基板の屈折率である n_b の値がモードの数に対して変動しない領域の推定値が真値に近いと考えられる。破線で示されるように変動の少ない領域での値の平均を取って推定値としている。

図には、 n_b と a の値を同時に推定する方法 (d) によって得られた n_b の値もプロットされている。この方法による推定値の変動幅は推定方法 (b) を用いた場合に比べて大きい。従って、 n_b の推定法としては、(b) の法が有効である事が判る。

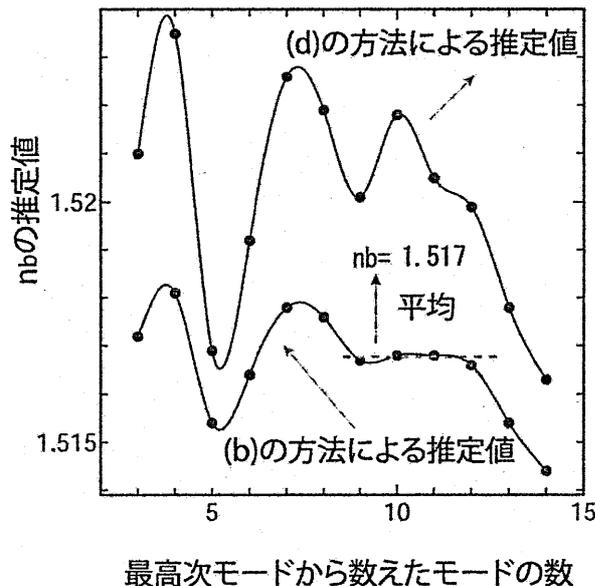


図 14 2 次曲線の近似に用いられるモード数に対する n_b の推定値の変化

8. あとがき

Soda-lime ガラス基板に Ag^+ イオンを拡散して作られる導波路の屈折率分布を決定するパラメータの値と基板の屈折率を同時に推定できる簡便な方法を示した。さらに、推定されたパラメータの値より、 Ag^+ イオンのガラス基板内の拡散係数の値も推定し、与えられた任意の拡散時間に対する屈折率分布を与えた。

推定された基板表面の屈折率と基板の屈折率、および、イオンの拡散係数の値を用いることによって、チャンネル導波路の 2 次元断面内の分布も容易に得ることができ、本法は導波路の設計・製作に有効に利用できると期待される。

文献

- [1] K.Kishioka, "Determination of Diffusion-Parameter Values in K^+ -Ion Exchange Waveguides Made by Diluted KNO_3 in Soda-Lime Glass", IEICE Trans., Electron. Vol-E78-C, No.10, pp.1409-1418, 1995.
- [2] G.L.Yip, P. C. Noutsios, and K.Kishioka, "Characteristics of optical waveguides made by electric-fieldn-assisted K^+ -ion exchange", Opt., Lett., Vol.15, no.14, pp.789-791, 1990.
- [3] 岸岡、立川 ; "BK-7ガラス基板に希釈 $AgNO_3$ で作られる拡散導波路のパラメータ推定"、電気学会論文誌C分冊、Vol.123, No.2, pp.381-382, 2003.
- [4] J. M. White and P. F. Heidrich, "Optical waveguide refractive index profiles determined from measurement of mode indices: A simple analysis", Appl. Opt., Vol.15, No.1, pp.151-155, Jan. , 1976.

**All-Fiber Single-Channel Bandpass Filters Formed by
a High Attenuation Fiber Spliced between
Two Long-Period Fiber Gratings**

2つの長周期光ファイバグレーティング間に接続された
高減衰光ファイバより構成された全光ファイバ
単一チャネル帯域通過フィルタ

Fatemeh ABRISHAMIAN and Katsumi MORISHITA

アブリシャーミアン ファテメイ 森下 克己

Osaka Electro-Communication University

大阪電気通信大学

2016年3月31日

於 同志社大学

All-Fiber Single-Channel Bandpass Filters Formed by a High Attenuation Fiber Spliced between Two Long-Period Fiber Gratings

Fatemeh ABRISHAMIAN and Katsumi MORISHITA

Osaka Electro-Communication University, 18-8 Hatsu-cho, Neyagawa-shi, Osaka, 572-8530 Japan

Abstract We proposed and demonstrated all-fiber single-channel bandpass filters that employed a high attenuation metal-doped fiber spliced between two long-period fiber gratings (LPGs). The grating periods of the LPGs written in dissimilar fibers were adjusted so as to match the resonance wavelengths of only one pair of the same order cladding modes and also avoid matching those of other pairs. The first LPG couples the resonant core mode to the cladding mode, and the coupled cladding mode passes through the attenuation fiber with low loss. The second LPG changes the resonant coupled cladding mode back to the core mode, and a single-channel passband appears. However the non-resonant coupled cladding modes go through the second LPG, and are absorbed by the coating, and the stopbands are produced. On the other hand, the non-resonant core mode passing through the first LPG is absorbed by the attenuation fiber, and the stopbands are formed. LPGs were written in three single-mode fibers with relative index difference of about 2 – 2.5, 0.8, and 0.46 %. Their grating periods were adjusted so that the resonance wavelengths of the LP₀₄ modes agreed with each other, and a single-channel bandpass filter was constructed by splicing the two LPGs and the attenuation fiber. The insertion loss and the full-width at half-maximum bandwidth of the passband were 6.6 dB and 4.7 nm, 6.9 dB and 6.4 nm, and 7.9 dB and 7.1 nm, respectively.

2つの長周期光ファイバグレーティング間に接続された 高減衰光ファイバより構成された全光ファイバ 単一チャネル帯域通過フィルタ

アブリシャミアン ファテメイ 森下 克己

大阪電気通信大学 〒572-8530 大阪府寝屋川市初町 18-8

概要 2つの長周期光ファイバグレーティング (LPG) 間に高減衰金属添加光ファイバを融着接続した全光ファイバ単一チャネル帯域通過フィルタを提案し製作した。異なる光ファイバに書き込んだ LPG の同次数の1対のクラッドモードの共振波長のみが一致し、他のクラッドモード対に対しては一致しないようにグレーティング周期を調節した。最初の LPG で共振コアモードはクラッドモードに変換され、減衰光ファイバを低損失で通過する。変換された共振クラッドモードは2番目の LPG で再びコアモードに戻され通過帯域が形成される。しかし、変換された非共振クラッドモードは2番目の LPG を通過し、被覆で吸収されて阻止帯域となる。他方、最初の LPG を通過する非共振コアモードは減衰光ファイバで吸収されて、阻止帯域が形成される。比屈折率差約 2–2.5, 0.8, 0.46% の3つのシングルモード光ファイバを使って LPG を製作した。LP₀₄モードの共振波長が一致するようにグレーティング周期を調節した LPG 対と減衰光ファイバとを融着接続して単一チャネル帯域通過フィルタを製作した。通過帯域における挿入損失と半値全幅はそれぞれ、6.6 dB と 4.7 nm, 6.9 dB と 6.4 nm, 7.9 dB と 7.1 nm となった。

1. Introduction

Various optical devices are used to construct optical communication and optical sensor systems. Long-period fiber gratings (LPGs) have drawn attention as all-fiber inline devices owing to easy fabrication, low insertion loss, low back-reflection, low polarization-dependent loss, and potentially low cost. LPGs have been widely applied as in-line devices, such as band-rejection filters [1]-[8], bandpass filters [9]-[18], gain-flattening filters [19]-[22],

dispersion compensators [23], add/drop filters [24]-[26], amplitude modulators [27], [28], and optical sensors [29], [30]. The transmission spectrum of an LPG contains inherently several stopbands where the periodic structures couple the core mode to the forward-propagating cladding modes. The coupled cladding modes decay rapidly owing to absorption loss caused by the fiber coating.

To obtain the bandpass characteristics, a π -phase shift was inserted in the middle of an LPG [9]-[11]. However

the effective spectral area of the filter was limited to within its stopband. All-fiber bandpass filters were demonstrated by employing a pair of LPFGs and a core mode blocker (CMB) [12]-[18]. The CMB was placed between the two LPFGs to intercept the non-resonant core mode transmission. Several techniques for fabricating the CMB have been presented, and were based on the local damage of the core of an H₂-loaded Ge-doped fiber induced by high UV beam energy [12], the local core damage of an H₂-loaded Ge-B co-doped fiber by using an electric arc discharge [13], a hollow fiber [14], [15], an absorptive thin film at the core region on the fiber end [16], and a micro-sized crater made by using a femtosecond laser ablation technique [17]. The core damage, the hollow core, and the crater in the core scatter the non-resonant core light and attenuate the core mode. They, however, cause the scattering and the back-reflection, and a part of the scattered light would be coupled back to the core mode by the second LPFG, and emerge within the stopbands. Therefore the stopband attenuation would become worse.

A single-channel bandpass filter was proposed by employing an absorptive thin film CMB on the fiber end and two LPFGs written in a same fiber with different grating periods [16]. The two LPFGs were designed to have a common resonant wavelength for their different order cladding modes, LP₀₆ and LP₀₇. The coupled cladding mode LP₀₆ passing through the section of the CMB was incident on the cladding of the second LPFG and excited the different cladding mode LP₀₇. The second LPFG coupled the excited cladding mode LP₀₇ back into the core at the common resonant wavelength, and a single-channel passband was formed at around the resonant wavelength. The insertion loss was about 9.3 dB and the stopband attenuation was about 20 dB and more than 20 dB over most

of the wavelength range of 1.2 – 1.7 μm.

In this paper, we demonstrated all-fiber single-channel bandpass filters composed of a high attenuation metal-doped fiber spliced between two LPFGs written in different fibers. The metal-doped fiber was used as a CMB to absorb the core mode and increase the stopband attenuation. We designed the two LPFGs with only one common resonant wavelength for their same order cladding modes to achieve a single-channel bandpass filter and reduce the insertion loss.

2. Composition of Single-Channel Bandpass Filters

Fig. 1 shows the schematic diagram of an all-fiber single-channel bandpass filter composed of a pair of LPFGs and a high attenuation metal-doped fiber as a CMB. To make single-channel bandpass filters, the grating periods of the two LPFGs were adjusted so as to match the resonant wavelengths of only one pair of the same order cladding modes, LP_{0m}, and also avoid matching the resonance wavelengths of other pairs, LP_{0l} and LP_{0n}, as shown in Fig. 1(b). The first LPFG, LPFG1, couples the resonant core mode LP₀₁ to the cladding mode LP_{0m}, and the coupled cladding mode LP_{0m} passes through the metal-doped fiber with low loss because of the low proportion of the mode power in the core. The second LPFG, LPFG2, couples the resonant cladding mode LP_{0m} back to the core mode, and then the single-channel passband is formed as shown in Fig. 1(c).

However the non-resonant coupled cladding modes, LP_{0l} and LP_{0n}, go through the metal-doped fiber and LPFG2 without coupling to the core mode LP₀₁, and are absorbed by the fiber coating. On the other hand, the non-resonant core mode LP₀₁ passes through LPFG1 without coupling to

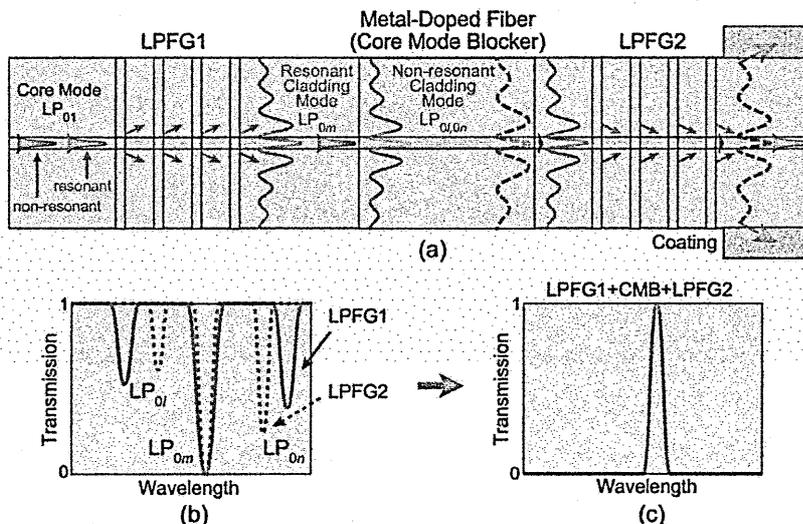


Fig. 1. (a) Schematic diagram of a single-channel bandpass filter formed by a high attenuation metal-doped fiber placed between two LPFGs, LPFG1 and LPFG2. (b) Transmission spectra of LPFG1 and LPFG2. Their periods are adjusted so as to match the resonant wavelengths of only one pair of the same order cladding modes LP_{0m}. (c) Transmission spectrum of the concatenated LPFG1, CMB, and LPFG2.

the cladding modes, and attenuates significantly while travelling the metal-doped fiber owing to the high power proportion in the core. Therefore the single-channel bandpass filter is constructed by the two LPFGs written in different fibers and the metal-doped fiber inserted between them as shown in Fig. 1(a).

We employed a metal-doped fiber, ATN-FBX (CorActive High-Tech Inc.), as a CMB. The specifications of ATN-FBX fiber are shown in Table 1. The core diameter, the cladding diameter, and the relative index difference are almost identical to those of conventional single-mode fibers. The attenuation of the core mode is 23.67 dB/cm over the 1.25 – 1.65 μm wavelength range and very large. ATN-FBX fiber is designed to attenuate the core mode with the absorption material in the core. To evaluate the attenuation loss of the cladding modes, we applied the scalar approximation to analyze ATN-FBX fiber with three layers of core, cladding, and air, and calculated the power proportion of the core and the cladding modes in the core.

Fig. 2 shows the power proportion of the core mode LP₀₁ and the cladding modes LP₀₂, LP₀₃, LP₀₄, and LP₀₅ in the core. The insets are the radial power distributions of the cladding modes at 1.35 μm and 1.55 μm and their contour maps of the mode power distribution at 1.45 μm. The power proportion of the cladding mode in the core increases with increasing the operating wavelength and the mode number. Contrarily the power proportion of the core mode

Table 1. Specifications of the Metal-Doped Fiber

Fiber Name	ATN-FBX
Attenuation	23.67 dB/cm
Core Diameter	6.24 μm
Cladding Diameter	125.1 μm
Relative Index Difference Δ	0.50 %
Effective NA	0.145
Core Material	Metal-Doped Silica Glass
Cladding Material	Silica Glass

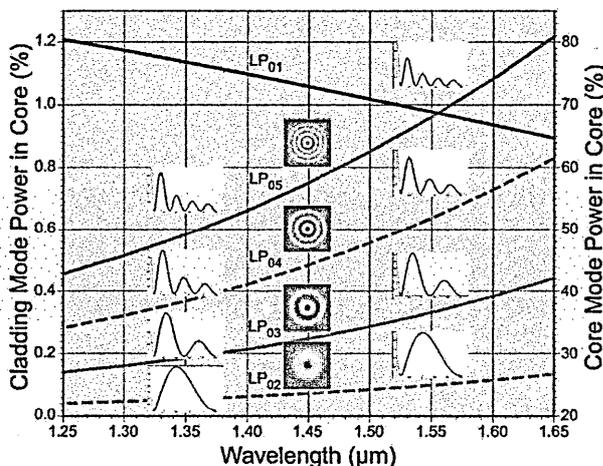


Fig. 2. Power proportion of the core mode LP₀₁ and the cladding modes LP₀₂, LP₀₃, LP₀₄, and LP₀₅ in the core for ATN-FBX fiber. The insets are the radial power distributions of the cladding modes at 1.35 and 1.55 μm and the contour maps of their mode power distributions at 1.45 μm.

LP₀₁ in the core decreases as the operating wavelength increases. Therefore the attenuation of the cladding mode increases with the increasing wavelength and mode number. Assuming that the attenuation is proportional to the ratio of the mode power in the core and the attenuation of the core mode of ATN-FBX fiber is 23.67 dB/cm, the attenuations of the cladding modes, LP₀₂, LP₀₃, LP₀₄, and LP₀₅, are estimated at 0.01, 0.05, 0.10, and 0.16 dB/cm at 1.3 μm, and 0.03, 0.11, 0.22, and 0.33 dB/cm at 1.55 μm, respectively. Therefore ATN-FBX fiber would be effective enough to stop the core mode with high loss and pass the cladding modes with low loss, and be suitable for a CMB.

3. Experimental Results

Conventional single-mode fibers have similar characteristics, and resonant wavelengths of LPFGs written in them can be matched nearly with each other by adjusting the grating periods. To make single-channel bandpass filters, we need to employ fibers with dissimilar relative index difference and adjust the grating periods. We fabricated LPFG1 and LPFG2 in different fibers so as to match the resonant wavelengths of only one pair of the same order cladding modes and also avoid matching the resonant wavelengths of other pairs. This made it easy to design a single-channel bandpass filter at a desired specific wavelength. LPFGs were written in single-mode fibers without photosensitization by a point-by-point arc discharge technique [31].

Table 2 shows the specifications of the fibers in which LPFGs were written. The three fibers have extremely-different relative index difference (Δ). SMF-28e+ fiber (Corning Inc.) is a conventional silica fiber with Δ = 0.46 %, HD fiber (Mitsubishi Cable Industries, Ltd.) has high relative index difference Δ = 2 – 2.5 %, and RHD fiber (Mitsubishi Cable Industries, Ltd.) has relatively-high relative index difference Δ = 0.8 %. Spacing between resonant wavelengths becomes shorter for the LPFG written in the fiber with the larger relative index difference. LPFG1 and LPFG2 were written in the three fibers shown in Table 2, and single-channel bandpass filters were constructed by splicing LPFG1, ATN-FBX fiber, and LPFG2. We used a commercial fusion splicer (FMS-30S, Fujikura Ltd.) to splice them in the usual manner.

Table 2. Specifications of the Fibers Written LPFGs

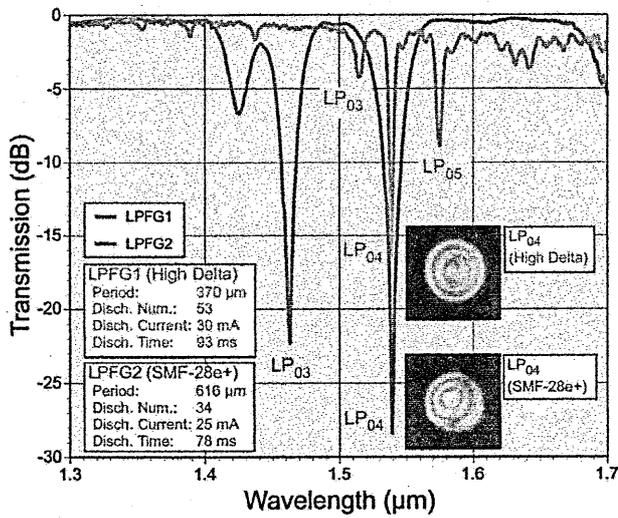
Fiber Name	SMF-28e+	High Delta (HD Fiber)	Relatively High Delta (RHD Fiber)
Core Diameter	8.2 μm	2 μm	4.3 μm
Cladding Diameter	125 ± 0.7 μm	125 μm	125 μm
Relative Index Difference Δ	0.46 %	2~2.5 %	0.8 %
Mode Field Diameter	10.4 ± 0.4 μm @1.55 μm	5.4 μm @1.55 μm	7.04 μm @1.55 μm
Cutoff Wavelength	1.186 μm	0.788 μm	1.04 μm

We fabricated LPFG1 in HD fiber by the point-by-point arc discharge technique with grating period $\Lambda_1 = 370 \mu\text{m}$ and 53 times of arc discharge. The discharge current and time were 30 mA and 93 ms, respectively. LPFG2 was written in SMF-28e+ fiber. The grating period was adjusted so that only the resonant wavelength of the LP₀₄ cladding mode of LPFG2 agreed well with that of LPFG1, because the coupling between the core mode LP₀₁ and the cladding mode LP₀₄ was a little stronger and the background loss of the fabricated LPFG was relatively small. The grating period of LPFG2 and the number of discharges were $\Lambda_2 = 616 \mu\text{m}$ and 34, respectively. The discharge current and time were 25 mA and 78 ms, respectively.

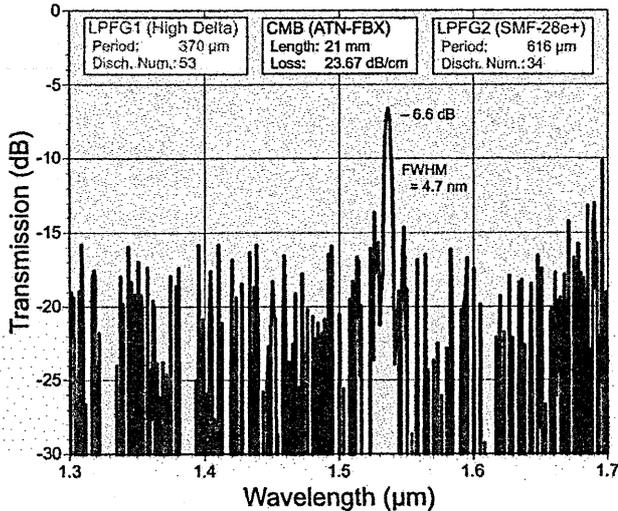
The transmission spectra were measured using an optical spectrum analyzer [Advantest Q8381A, resolution 0.1 to 5.0

nm, measurement range -85 to 10 dBm (1.1 to 1.6 μm)] and a white light source of a tungsten halogen lamp. Fig. 3(a) shows the transmission spectra of the fabricated LPFG1 and LPFG2. To identify the orders of the coupled cladding modes for both fabricated LPFGs, we measured the intensity profiles by an infrared camera (C2741-03, Hamamatsu Photonics K. K.) and a tunable laser with wavelength range of 1500 - 1580 nm. The intensity patterns are shown as the insets in Fig. 3(a). We confirmed the notches for LPFG1 and LPFG2 at around 1.54 μm were related to the LP₀₄ cladding modes.

The transmission spectrum of the single-channel bandpass filter constructed by splicing LPFG1, the 21 mm long ATN-FBX fiber, and LPFG2 is shown in Fig. 3(b). The transmission peaks at 1536 nm, and the insertion loss

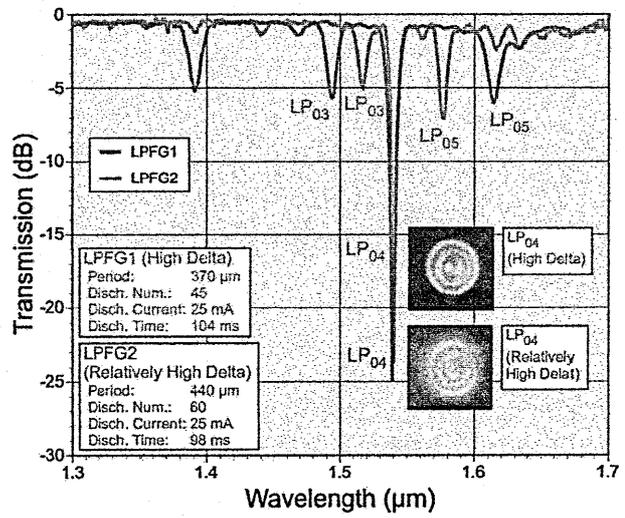


(a) Transmission spectra of LPFG1 and LPFG2.

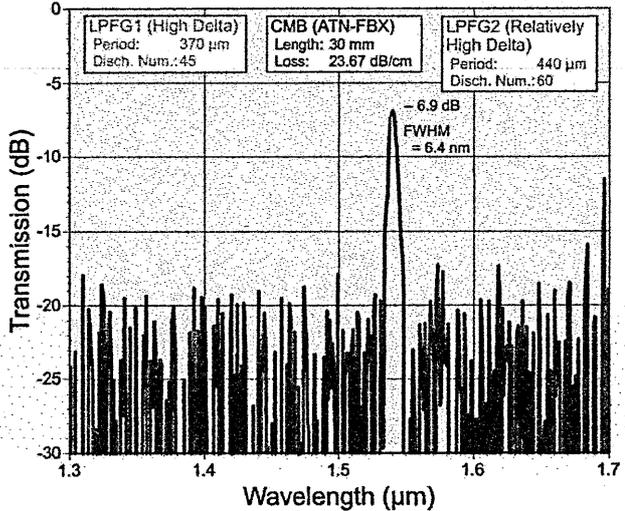


(b) Transmission spectrum of the constructed bandpass filter.

Fig. 3. (a) The transmission spectra of LPFG1 and LPFG2. The insets are the photos of the LP₀₄ cladding modes generated by LPFG1 and LPFG2 at around the resonant wavelengths. (b) The transmission spectrum of the single-channel bandpass filter constructed by LPFG1, LPFG2, and the 21 mm long ATN-FBX fiber.



(a) Transmission spectra of LPFG1 and LPFG2.

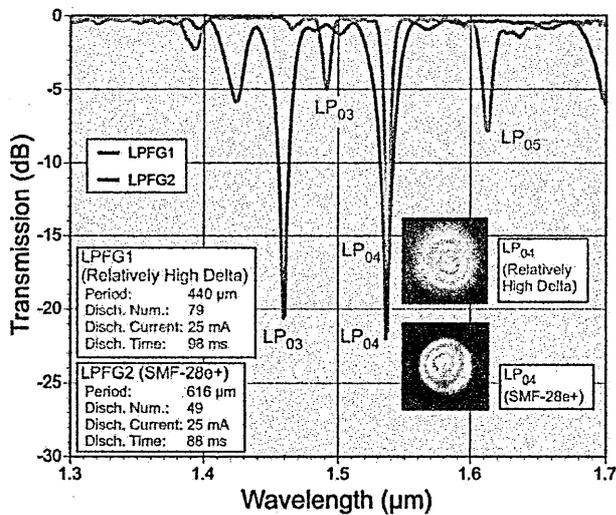


(b) Transmission spectrum of the constructed bandpass filter.

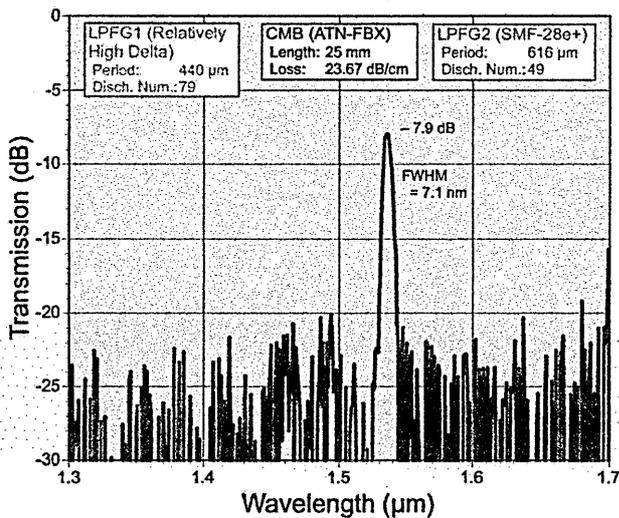
Fig. 4. (a) The transmission spectra of LPFG1 and LPFG2. The insets are the photos of the LP₀₄ cladding modes generated by LPFG1 and LPFG2 at around the resonant wavelengths. (b) The transmission spectrum of the single-channel bandpass filter constructed by LPFG1, LPFG2, and the 30 mm long ATN-FBX fiber.

and the full-width at half-maximum (FWHM) bandwidth are 6.6 dB and 4.7 nm, respectively. The spiky transmission spectrum except the passband was caused by the limitation of the optical spectrum analyzer and the power limit of the white light source. Therefore its stopband attenuation is thought to be more than 15 dB. The mode conversion losses of LPFG1 and LPFG2 are estimated at less than about 1 dB and the transmission loss of the 21 mm long ATN-FBX fiber is calculated at 0.4 dB for the LP₀₄ cladding mode at 1536 nm. Therefore the splice loss between the LP₀₄ cladding modes of ATN-FBX fiber and LPFGs is roughly calculated to be about 4.2 dB.

Next we fabricated LPFG1 in HD fiber with grating period of $\Lambda_1 = 370 \mu\text{m}$ and 45 times of arc discharge. The discharge current and time were 25 mA and 104 ms,



(a) Transmission spectra of LPFG1 and LPFG2.



(b) Transmission spectrum of the constructed bandpass filter.

Fig. 5. (a) The transmission spectra of LPFG1 and LPFG2. The insets are the photos of the LP₀₄ cladding modes generated by LPFG1 and LPFG2 at around the resonant wavelengths. (b) The transmission spectrum of the single-channel bandpass filter constructed by LPFG1, LPFG2, and the 25 mm long ATN-FBX fiber.

respectively. LPFG2 was written in RHD fiber. The grating period of LPFG2 and the number of discharges were $\Lambda_2 = 440 \mu\text{m}$ and 60, respectively. The discharge current and time were 25 mA and 98 ms, respectively. Fig. 4(a) shows the transmission spectra of LPFG1 and LPFG2. We can see that there are the notches of LPFG1 and LPFG2 at almost the same resonant wavelengths. To know the coupled cladding modes at around the notches, we observed their intensity profiles, which are indicated as the insets in Fig. 4(a). We confirmed the notches were generated by the LP₀₄ cladding modes.

Fig. 4(b) shows the transmission spectrum of the single-channel bandpass filter formed by splicing LPFG1, the 30 mm long ATN-FBX fiber, and LPFG2. The transmission peaks at 1540 nm, and the insertion loss and the FWHM bandwidth are 6.9 dB and 6.4 nm, respectively. The stopband attenuation is more than 20 dB. The mode conversion losses of LPFG1 and LPFG2 are less than about 1 dB and the calculated transmission loss of the 30 mm long ATN-FBX fiber is 0.6 dB for the LP₀₄ cladding mode at 1540 nm. Therefore the splice loss between ATN-FBX fiber and LPFGs is roughly estimated at 4.3 dB or more for the LP₀₄ cladding modes.

Last we wrote LPFG1 in RHD fiber with grating period of $\Lambda_1 = 440 \mu\text{m}$ and 79 times of arc discharge. The discharge current and time were 25 mA and 98 ms, respectively. LPFG2 was fabricated in SMF-28e+ fiber. The grating period of LPFG2 and the number of discharges were $\Lambda_2 = 616 \mu\text{m}$ and 49, respectively. The discharge current and time were 25 mA and 88 ms, respectively. Fig. 5(a) shows the transmission spectra of LPFG1 and LPFG2. The intensity profiles of the coupled LP₀₄ cladding modes at around the notches are indicated as the insets in Fig. 5(a). The resonant wavelengths of the LP₀₄ cladding modes of LPFG1 and LPFG2 almost agree with each other.

Fig. 5(b) shows the transmission spectrum of the single-channel bandpass filter splicing LPFG1, the 25 mm long ATN-FBX fiber, and LPFG2. The insertion loss at the center of the passband, 1536 nm, is 7.9 dB, the FWHM bandwidth is 7.1 nm, and the stopband attenuation is greater than 20 dB. The mode conversion losses of LPFG1 and LPFG2 are less than 1 dB and the transmission loss of the 25 mm long ATN-FBX fiber is calculated at 0.5 dB for the LP₀₄ cladding mode at 1536 nm. Therefore the splice loss between ATN-FBX fiber and LPFGs is roughly estimated at 5.4 dB or more.

We theoretically computed the mode conversion at the junction of an LPFG and ATN-FBX fiber to investigate the possibility of reducing the splice loss between them. The mode conversion coefficient C_{klmn} between the LP_{kl} mode in a fiber written an LPFG and the LP_{mn} mode in ATN-FBX fiber is represented approximately as

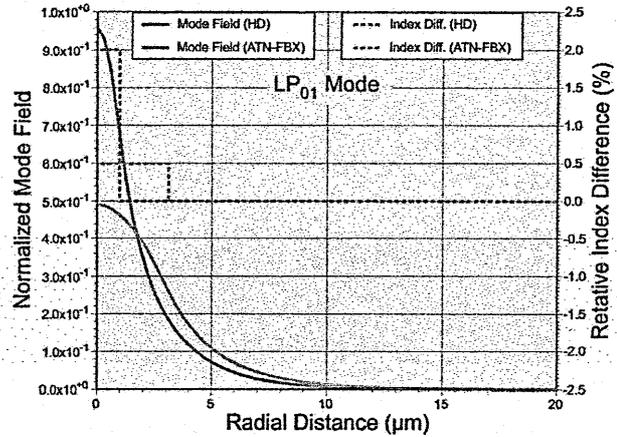
$$C_{klmn} = \frac{\left(\int_S \phi_{kl} \phi_{mn} ds \right)^2}{\int_S \phi_{kl}^2 ds \int_S \phi_{mn}^2 ds} \quad (1)$$

where ϕ_{kl} and ϕ_{mn} are the field distributions of the LP_{kl} and the LP_{mn} modes, respectively [32]. The mode field distributions were obtained by using the scalar approximation, and the coefficients C_{klmn} were calculated.

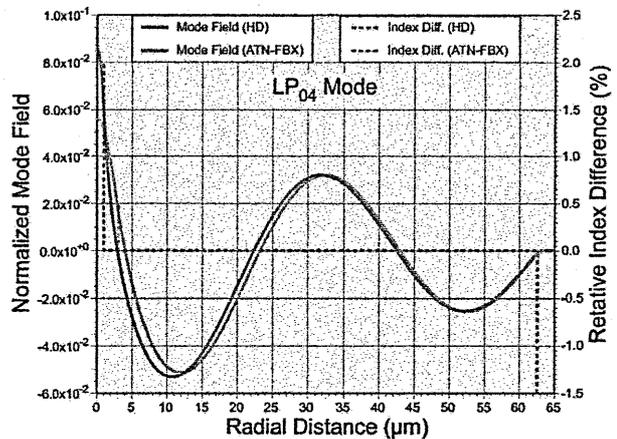
The mode conversion coefficients between the LP_{0l} mode in HD fiber and the LP_{0n} mode in ATN-FBX fiber at 1.55 μm are shown in Table 3. The core and cladding modes in HD fiber are transferred to the same order modes in ATN-FBX fiber with high efficiency, especially for the cladding modes. HD fiber has about 4 times larger relative index difference Δ and about 3 times thinner core diameter than those of ATN-FBX fiber, and the core mode LP_{01} suffers a large splice loss of 11.4 %. However the cladding modes, LP_{02} , LP_{03} , LP_{04} , and LP_{05} , have small splice losses of 0.2, 0.7, 1.4, and 2.2 %, respectively, because the cladding mode fields are little affected by the core index profile.

Fig. 6(a) shows the radial field distributions of the LP_{01} core modes in HD and ATN-FBX fibers at 1.55 μm and their index profiles. The blue and red solid lines indicate the radial field distributions of the LP_{01} modes in HD and ATN-FBX fibers and the blue and red broken lines are their index profiles, respectively. Their index profiles differ considerably, and their mode field distributions are confined strongly in the core and very different from each other. Therefore the mode conversion coefficient between the LP_{01} core modes becomes worse and is 0.886, and the splice loss is estimated at 11.4 %. As shown in Fig. 6(b), however, the field distributions of the LP_{04} cladding modes are quite similar to each other, and the LP_{04} mode in HD fiber is

converted to the LP_{04} mode in ATN-FBX fiber with the mode conversion coefficient of 0.986, and the splice loss is evaluated at only 1.4 %.



(a) Field distributions of the LP_{01} core modes.



(b) Field distributions of the LP_{04} cladding modes.

Fig. 6. Radial field distributions of (a) the LP_{01} and (b) the LP_{04} modes in HD and ATN-FBX fibers and their refractive index profiles.

Table 3. Mode Conversion Coefficients Caused by Splicing HD fiber and ATN-FBX fiber

		Metal-Doped Fiber (ATN-FBX Fiber) (core rad. = 3.12 μm , fiber rad. = 62.55 μm , $\Delta = 0.50$ %)				
		LP01	LP02	LP03	LP04	LP05
High Delta Fiber (HD Fiber) (core rad. = 1.0 μm , fiber rad. = 62.5 μm , $\Delta = 2$ %)	LP01	0.886	2.0E-04	6.7E-04	1.2E-03	1.8E-03
	LP02	5.3E-04	0.998	1.1E-03	2.6E-04	1.4E-04
	LP03	1.7E-03	1.2E-03	0.993	2.6E-03	6.4E-04
	LP04	2.9E-03	3.0E-04	3.3E-03	0.986	4.3E-03
	LP05	4.1E-03	1.7E-04	7.9E-04	5.9E-03	0.978

Table 4. Mode Conversion Coefficients Caused by Splicing RHD fiber and ATN-FBX fiber

		Metal-Doped Fiber (ATN-FBX Fiber) (core rad. = 3.12 μm , fiber rad. = 62.55 μm , $\Delta = 0.50$ %)				
		LP01	LP02	LP03	LP04	LP05
Relatively High Delta Fiber (RHD Fiber) (core rad. = 2.15 μm , fiber rad. = 62.5 μm , $\Delta = 0.8$ %)	LP01	0.967	1.4E-04	4.4E-04	7.8E-04	1.1E-03
	LP02	2.1E-04	0.999	4.2E-04	9.6E-05	5.6E-05
	LP03	6.6E-04	4.6E-04	0.997	1.0E-03	2.3E-04
	LP04	1.1E-03	1.0E-04	1.2E-03	0.995	1.7E-03
	LP05	1.5E-03	6.1E-05	2.6E-04	2.1E-03	0.992

Table 4 shows the mode conversion coefficients between the LP_{0l} mode in RHD fiber and the LP_{0n} mode in ATN-FBX fiber. The relative index difference Δ and the core diameter of RHD fiber are 1.6 times larger and about 1.5 times thinner than those of ATN-FBX fiber, respectively. Since the differences of relative index difference and the core diameter from those of ATN-FBX fiber become smaller, the splice losses of the core mode and the cladding modes are reduced to 3.3 % and less than 1 %, respectively.

Table 5 shows the mode conversion coefficients between the LP_{0l} mode in SMF-28e+ fiber and the LP_{0n} mode in ATN-FBX fiber. The index profile of SMF-28e+ fiber is similar to that of ATN-FBX fiber, and the relative index difference Δ and the core diameter of SMF-28e+ fiber are about 0.9 times larger and about 1.3 times thicker than those of ATN-FBX fiber, respectively. Therefore the splice losses of the core and the cladding modes are decreased greatly to 0.9 % and less than 0.1 %, respectively.

The splice losses of the LP₀₄ mode are estimated to be 4.2, 4.4, and 5.4 dB based on the calculated attenuations of the cladding modes and the experimental results shown in Figs. 3(b), 4(b), and 5(b), respectively. The estimated splice losses are much larger than the calculated results shown in Table 3, 4, and 5. We could decrease the insertion loss in the passband by improving the splicing between LPFGs and ATN-FBX fiber. The gradual index change around the splice points might reduce the insertion loss. Thermal diffusion might be a possible solution for the gradual index change [33].

4. Conclusions

All-fiber single-channel bandpass filters were proposed and demonstrated using a pair of LPFGs and a high

attenuation metal-doped fiber as a core mode blocker. We employed fibers with dissimilar relative index difference to match the resonant wavelengths of only one pair of the same order cladding modes of the LPFGs. The single-channel bandpass filters were designed and fabricated for the LP₀₄ coupled cladding modes. The insertion losses in the passband were 6.6 dB, 6.9 dB, and 7.9 dB for the single-channel bandpass filters formed by LPFGs written in three single-mode fibers with relative index difference of about 2 – 2.5, 0.8, and 0.46 %. Compared to previous methods, the high attenuation metal-doped fiber causes little scattering and back-reflection, and greater stopband attenuation. Improving splicing between the attenuation fiber and LPFGs could decrease splice losses of the coupled cladding modes, and seems to result in reduction of the insertion loss in the passband.

Acknowledgment

The authors would like to thank M. Tanaka of Mitsubishi Cable Industries, Ltd. for providing the fibers with large relative index difference.

References

- [1] A. M. Vengsarkar, P. J. Lemaire, J. B. Judkins, V. Bhatia, T. Erdogan, and J. E. Sipe, "Long-period fiber gratings as band-rejection filters," *J. Lightw. Technol.*, vol. 14, no. 1, pp. 58-65, Jan. 1996.
- [2] B. H. Lee and J. Nishii, "Dependence of fringe spacing on the grating separation in a long-period fiber grating pair," *Appl. Opt.*, vol. 38, no. 16, pp. 3450-3459, June 1999.
- [3] L. Wang and T. Erdogan, "Layer peeling algorithm for reconstruction of long-period fibre gratings," *Electron. Lett.*, vol. 37, no. 3, pp. 154-156, Feb. 2001.
- [4] J. Zhang, P. Shum, S. Y. Li, N. Q. Ngo, X. P. Cheng, and J. H. Ng, "Design and fabrication of flat-band long-period grating," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 15, no. 11, pp. 1558-1560, Nov. 2003.
- [5] M. Yan, S. Luo, L. Zhan, Y. Wang, Y. Xia, Z. Zhang, "Step-changed period chirped long-period fiber gratings fabricated by CO₂ laser," *Opt. Commun.*, vol. 281, no. 10, pp. 2784-2788, May 2008.
- [6] W. Shin, B. -A. Yu, Y. -C. Noh, J. Lee, and D. -K. Ko, and K. Oh, "Bandwidth-tunable band-rejection filter based on helicoidal fiber grating pair of opposite helicities," *Opt. Lett.*, vol. 32, no. 10, pp. 1214-1216, May 2007.
- [7] H. Jeong and K. Oh, "Enhancement of free spectral range of the resonance peaks in a long-period fiber grating by controlling material dispersion of cladding modes," *Opt. Commun.*, vol. 199, no. 1-4, pp. 103-110, Nov. 2001.
- [8] C.-L. Lee and P. Han, "Optimal design of single resonant and ultrabroadband long-period fiber grating filters," *Opt. Eng.*, vol. 48, no. 8, pp. 080501-1-08501-3, Aug. 2009.

Table 5. Mode Conversion Coefficients Caused by Splicing SMF-28e+ fiber and ATN-FBX fiber

		Metal-Doped Fiber (ATN-FBX Fiber) (core rad. = 3.12 μ m, fiber rad. = 62.55 μ m, Δ = 0.50 %)				
		LP01	LP02	LP03	LP04	LP05
Conventional Fiber (SMF-28e+ Fiber) (core rad. = 4.1 μ m, fiber rad. = 62.5 μ m, Δ = 0.46 %)	LP01	0.991	3.7E-06	6.4E-06	2.3E-06	9.9E-07
	LP02	4.6E-06	1.000	2.1E-07	2.6E-06	1.7E-07
	LP03	8.8E-06	1.9E-07	1.000	1.5E-06	1.0E-05
	LP04	4.4E-06	2.5E-06	1.3E-06	1.000	6.0E-06
	LP05	8.4E-08	1.6E-07	9.8E-06	5.7E-06	1.000

- [9] O. Deparis, R. Kiyon, O. Pottiez, M. Blondel, I. G. Korolev, S. A. Vasiliev, and E. M. Dianov, "Bandpass filters based on π -shifted long-period fiber gratings for actively mode-locked erbium fiber lasers," *Opt. Lett.*, vol. 26, no. 16, pp. 1239-1241, Aug. 2001.
- [10] G. Humbert and A. Malki, "High performance bandpass filters based on electric arc-induced π -shifted long-period fibre gratings," *Electron. Lett.*, vol. 39, no. 21, pp. 1506-1507, Oct. 2003.
- [11] Y. Zhu, P. Shum, H. -W. Bay, X. Chen, C. -H. Tan, and C. Lu, "Wide-passband, temperature-insensitive, and compact π -phase-shifted long-period gratings in endlessly single-mode photonic crystal fiber," *Opt. Lett.*, vol. 29, no. 22, pp. 2608-2610, Nov. 2004.
- [12] D. S. Starodubov, V. Grubsky, and J. Feinberg, "All-fiber bandpass filter with adjustable transmission using cladding-mode coupling," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 10, no. 11, pp. 1590-1592, Nov. 1998.
- [13] Y. -G. Han, U. -C. Paek, and Y. Chung, "Fabrication of a novel core mode blocker and its application to tunable bandpass filters," *IEICE Trans. Electron.* vol. E86-C, no. 5, pp. 705-708, May 2003.
- [14] S. Choi, T. J. Eom, J. W. Yu, B. H. Lee, and K. Oh, "Novel all-fiber bandpass filter based on hollow optical fiber," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 14, no. 12, pp. 1701-1703, Dec. 2002.
- [15] S. Choi, T. J. Eom, Y. Jung, B. H. Lee, J. W. Lee, and K. Oh, "Broad-band tunable all-fiber bandpass filter based on hollow optical fiber and long-period grating pair," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 17, no. 1, pp. 115-117, Jan. 2005.
- [16] H. Sakata, Y. Takata, and S. Suzuki, "Single-channel bandpass filter based on vernier-aligned long-period fiber gratings," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 19, no. 20, pp. 1661-1663, Oct. 2007.
- [17] S. D. Lim, J. G. Kim, K. Lee, S. B. Lee, and B. Y. Kim, "Fabrication of a highly efficient core-mode blocker using a femtosecond laser ablation technique," *Optics Express*, vol. 17, no. 21, pp. 18449-18454, Oct. 2009.
- [18] J. Bae, J. Bae, and S. B. Lee, "Design of tunable flat-top bandpass filter based on two long-period fiber grating and core mode blocker," *J. Opt. Soc. Korea*, vol. 15, no. 2, pp. 202-206, June 2011.
- [19] A. M. Vengsarkar, J. R. Pedrazzani, J. B. Judkins, P. J. Lemaire, N. S. Bergano, and C. R. Davidson, "Long-period fiber-grating-based gain equalizers," *Opt. Lett.*, vol. 21, no. 5, pp. 336-338, Mar. 1996.
- [20] P. F. Wysocki, J. B. Judkins, R. P. Espindola, M. Andrejco, and A. M. Vengsarkar, "Broad-band erbium-doped fiber amplifier flattened beyond 40 nm using long-period grating filter," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 9, no. 10, pp. 1343-1345, Oct. 1997.
- [21] J. R. Qian and H. F. Chen, "Gain flattening fibre filters using phase-shifted long period fibre gratings," *Electron. Lett.*, vol. 34, no. 11, pp. 1132-1133, May 1998.
- [22] M. Harumoto, M. Shigehara, and H. Suganuma, "Gain-flattening filter using long-period fiber gratings," *J. Lightw. Technol.*, vol. 20, no. 6, pp. 1027-1033, Jun. 2002.
- [23] D. B. Stegall and T. Erdogan, "Dispersion control with use of long-period fiber gratings," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 17, no. 2, pp. 304-312, Feb. 2000.
- [24] V. Grubsky, D. S. Starodubov, and J. Feinberg, "Wavelength-selective coupler and add-drop multiplexer using long-period fiber gratings," in *Tech. Dig. Optical Fiber Communication Conference (OFC2000)*, vol. 4, pp. 28-30, March 2000.
- [25] K. S. Chiang, F. Y. M. Chan, and M. N. Ng, "Analysis of two parallel long-period fiber gratings," *J. Lightw. Technol.*, vol. 22, no. 5, pp. 1358-1366, May 2004.
- [26] Y. -G. Han, S. B. Lee, C. -S. Kim, and M. Y. Jeong, "Tunable optical add-drop multiplexer based on long-period fiber gratings for coarse wavelength division multiplexing systems," *Opt. Lett.*, vol. 31, no. 6, pp. 703-705, Mar. 2006.
- [27] D. S. Starodubov, V. Grubsky, A. Skorucak, J. Feinberg, J. -X. Cai, K. -M. Feng, and A. E. Willner, "Novel fiber amplitude modulators for dynamic channel power equalization in WDM systems," in *Optical Fiber Communication Conference (OFC1998)*, Postdeadline paper PD8-1, 1998.
- [28] D. M. Costantini, H. G. Limberger, R. P. Salathé, C. A. P. Muller, P. Murali, N. Setter, S. A. Vasiliev, O. I. Medvedkov, and E. M. Dianov, "Acousto-optic amplitude modulator based on a long-period fiber grating Mach-Zehnder interferometer," in *Tech. Dig. Bragg Gratings, Photosensitivity, and Poling in Glass Waveguides*, pp. 35-37, 1999.
- [29] V. Bhatia and A. M. Vengsarkar, "Optical fiber long-period grating sensors," *Opt. Lett.*, vol. 21, no. 9, pp. 692-694, May 1996.
- [30] Y. -G. Han, S. B. Lee, C. -S. Kim, J. U. Kang, U. -C. Paek, and Y. Chung, "Simultaneous measurement of temperature and strain using dual long-period fiber gratings with controlled temperature and strain sensitivities," *Opt. Express*, vol. 11, no. 5, pp. 476-481, Mar. 2003.
- [31] F. Abrishamian, N. Dragomir, and K. Morishita, "Refractive index profile changes caused by arc discharge in long-period fiber gratings fabricated by a point-by-point method," *Appl. Opt.*, vol. 51, no. 34, pp. 8271-8276, Dec. 2012.
- [32] K. Morishita, H. Ikeda, and N. Kumagai, "Compensation of intermodal dispersion by splicing two graded-index multimode fibers," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-30, no. 5, pp. 694-700, May 1982.
- [33] M. Ratuszek, Z. Zakrzewski, and J. Majewski, "Characteristics of thermally diffused transit areas of single-mode telecommunication fibers," *J. Lightw. Technol.*, vol. 27, no. 15, pp. 3050-3056, Aug. 2009.

見通し外車車間通信環境におけるレイトレーシングに
基づく伝搬損失簡易計算式

A Path Loss Calculation Formula based on Ray-tracing Approach
in Over-the-corner Vehicle to Vehicle Communication Environment

菅江 一平 岩井誠人 笹岡秀一
Ippei Sugae Hisato Iwai Hideichi Sasaoka

同志社大学大学院 理工学研究科
Graduate School of Science and Engineering, Doshisha University

2016年3月31日

於 同志社大学

見通し外車車間通信環境におけるレイトレーシングに基づく 伝搬損失簡易計算式

同志社大学大学院 理工学研究科
菅江一平 岩井誠人 笹岡秀一

概要

車車間通信環境の伝搬解析では、計算量と計算精度の均衡が取れるレイトレーシングが良く利用される。しかし、車車間通信環境のような多量の無線チャネルの計算を実施するためには、より簡易な計算方法が求められている。本稿では、交差点越え車車間通信環境を対象として、三次元レイトレーシングと同等の伝搬損失を計算可能な修正簡易計算式を提案する。本手法は、既に筆者等が提案している二次元環境における簡易計算式に、大地反射波の考慮及び簡易化条件を除外した、完全なレイトレーシングにより近い伝搬損失を計算可能とするものである。また、この提案手法により計算される伝搬損失をレイトレーシングによる結果と比較し、その計算精度を評価する。

キーワード :ITS, 車車間通信, 伝搬損失, 簡易計算式, レイトレーシング

1. はじめに

近年、交通事故防止を目的とした安全性の高い運転支援システムの開発が進められている¹⁾。中でも、車車間通信や路車間通信等のV2X(Vehicle-to-X communication)を利用したITS(Intelligent Transport System: 高度道路交通システム)のサービスが検討されている。このような目的に対して、日本では760MHz帯の割当てが決定し、2015年にサービスが開始された²⁾。北米においても5.9GHz帯を利用したサービスが2016年に開始予定である³⁾。このように多様な周波数を利用した無線通信に基づく安全に関するサービスの実現には伝搬特性の把握や計算が必要とされ、高い信頼性が求められる。

ITS無線通信を含む移動通信環境の伝搬特性解析には、レイトレーシングが多用される。これは、高周波近似により電波を光線(レイ)として近似して幾何学的な伝搬経路を求め、送受信点間に存在する複数のレイを合成して伝搬特性を求めるものであり、計算量及びその計算精度が、実用的なレベルでバランスが取れた方式である。現状では唯一の現実的な移動通信環境の伝搬特性解析手法であると言える。しかしながら、レイトレーシングを用いても、多量の無線チャネルの計算を必要とするような目的に対しては、その計算量は現実的とは言えない。例えばITSのシミュレーションでは、一つの街レベルの広がりを持つ空間を対象として多量の車両を道路上に配置し、すべての車両間の無線チャネルの伝送特性を、車両位置の時間変化に対応しながら求める必要がある⁴⁾。そのようなチャネル特性を計算し、有意なシミュレーション結果を得るには、レイトレーシングは必要とする計算量が明らかに大きすぎる。このような目的に対しては、道路形状パラメータの関数として伝搬損失が計算により求めることができるような、数式に基づく伝搬損失計算式が有効である。

筆者らはこれまでに、対象環境を交差点越え車車間通信環境に限定することにより、レイトレーシング自体を簡易化し、理論的に伝搬損失の計算を可能とする式を提案した(以後、簡易計算式と呼ぶ)⁵⁾。簡易計算式は、対象を二次元環境に限定し、また送受信点を道路の中央に固定する、反射波は必ず交差点のある一地点を通過する、等の簡易化条件を付加することにより、処理負荷を低減し、他の手法に比べ、レイトレーシ

グ計算に近い手法であり、精度良く二次元レイトレーシングを簡易している。この手法は交差点見え見通し外車車間通信環境の伝搬メカニズムを上手く捉えたもので、二次元レイトレーシングには精度良く一致したが、実際の環境である三次元レイトレーシングに対する一致度が低いという問題がある。本稿では、三次元レイトレーシングによる計算結果に対する誤差を低減することを目的に、三次元空間に拡張した場合や送受信点が道路幅方向に移動した場合を想定し、簡易計算式を基本とした以下の2つの修正簡易計算式を提案する。

- ① 大地反射波を考慮した三次元環境を対象とする修正簡易計算式1
- ② ①に加え、送受信点位置および反射波経路に関する条件を除外した修正簡易計算式2

さらに、これらの計算式による伝搬損失の計算結果をレイトレーシングによる計算結果と比較し、その計算精度を評価する。また従来見通し外伝搬損失計算式として、理論的アプローチであるITU-Rモデル⁹⁾による計算結果とも比較する。

2. 交差点モデルと簡易計算式

2.1. 交差点モデル

本稿で想定する交差点モデルを Fig. 1 に示す。建物の壁面の高さは無限大とする。

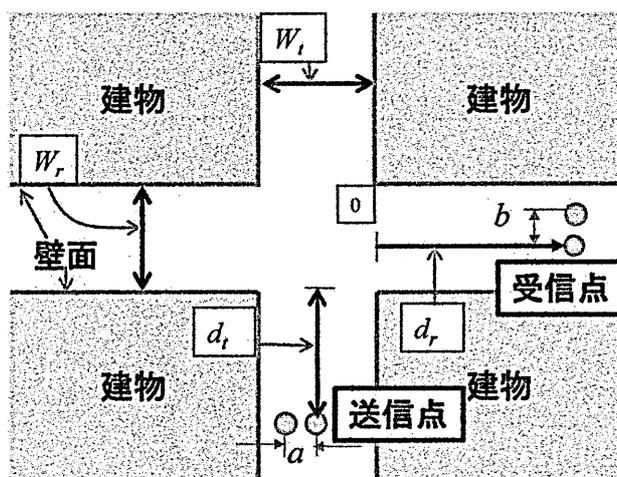


Fig. 1 Intersection model.

Table 1 Common parameters

周波数	760MHz, 5.9GHz		
偏波	垂直		
交差点から受信点までの距離 d_r	10-1000m		
材質	壁面 (コンクリート)	比誘電率	7.0
		比透磁率	1.0
		導電率	0.0023S/m
	地面 (アスファルト)	比誘電率	3.0
		比透磁率	1.0
		導電率	0.0001S/m

W_t , W_r は送受信側の道路幅, d_t , d_r は送受信点から交差点までの距離, a , b は送・受信点の道路中央からの変位量である. これ以後, レイトレーシングや伝搬損失計算式の計算に用いる共通のパラメータを Table 1 に示す. また, 比誘電率等の電気定数は周波数によらず定数として扱う. 以後の定量的評価において示す特性は, 全て横軸を d_r とした伝搬損失の距離特性である. d_r は 0.4m 間隔で取得し, 2m 間隔の短区間中央値処理をしている.

2.2. 簡易計算式

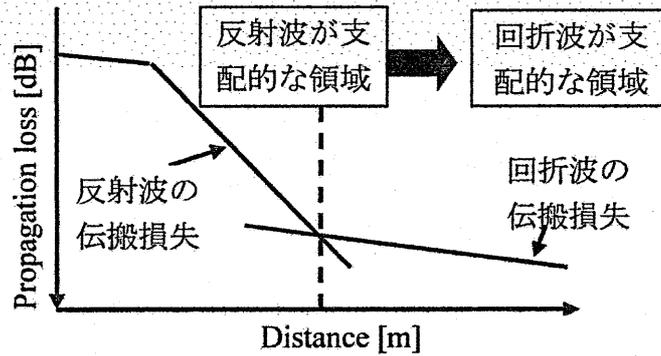


Fig. 2 General characteristics of propagation loss at an intersection.

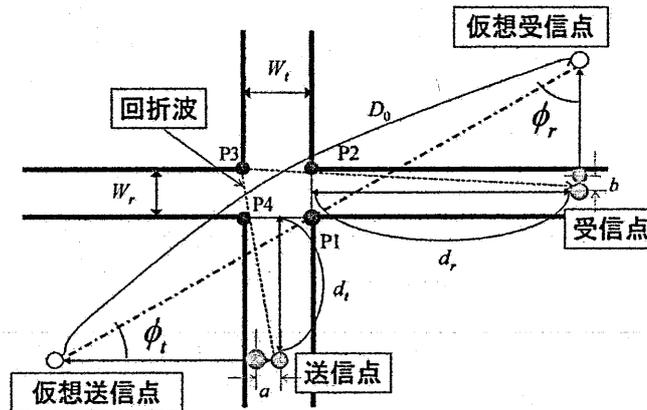


Fig. 3 Conceptual diagram of calculation method of simplified model.

車車間通信環境における見通し外の伝搬損失は, Fig. 2 に示すように, 反射波が支配的な領域と回折波が支配的な領域に分けることができる⁷⁻⁸⁾. 筆者らが既に提案している車車間通信環境における伝搬損失計算式(簡易計算式)は, レイトレーシングにおける反射波が支配的な領域と回折波が支配的な領域における複数のパスを簡易な計算により計算し, その合成として受信電力を求め, 伝搬損失を計算する手法である⁹⁾.

この手法は, 送受信点は道路の中央に配置し, Fig. 3 に示すように反射波は必ず P1 を, 回折波は必ず P3 を通るという条件を課し, 大地反射波を考慮しない二次元環境で伝搬損失を求めることで計算の簡易化を図っている. レイトレーシングでは反射回数は整数値であり, 仮想送受信点を結んだ線が P1-P2 間のどの位置を通過するのかは道路幅等のパラメータに依存する. このモデルでは簡易化を目的として, 仮想送信点を結んだ線が P1 を通ると仮定する. この場合, 反射回数は非整数となる. 反射波が P1 を必ず通るという条件により, 送受信点の最短伝搬経路は送受信点の両側の壁面までの距離を最小反射回数分移動させた仮想送信点,

仮想受信点の各点と P1 を結ぶ経路の合計により計算される。最小反射回数は道路幅や送・受信点と交差点までの距離によって一意に計算することができる。計算方法および各変数の詳細は文献¹⁰⁾を参照頂きたい。

○反射波の伝搬損失 L_R [dB]:

$$L_R = 20 \log \left(\frac{4\pi}{\lambda} \right) - 10 \log \left(\left(\frac{R(\phi_i)^n R(\phi_r)^n}{D_0} \right)^2 + \left(\frac{(R(\phi_{i+}))^{n^+} (R(\phi_{r-}))^{n^-}}{D_{i+}} \right)^2 + \left(\frac{(R(\phi_{r+}))^{n^+} (R(\phi_{i-}))^{n^-}}{D_{r+}} \right)^2 \right) \quad (1)$$

ただし、 λ は波長[m]、 $R(\phi)$ は壁面に対して角度 ϕ で入射する場合の反射係数である。偏波については、二次元環境であると仮定し、全て垂直偏波成分のみを対象とする。

式(1)によって与えられる L_R の構成は、第1項の自由空間伝搬損失の距離を除いた係数部と、第2項の伝搬距離損失および反射損失部である。第2項の $10 \log$ 内の第1項は、最小反射回数パスの送受信側壁面での反射損失(n 回の多重反射)と伝搬経路長に相当する距離損失である。また第2項の $10 \log$ 内の第2項および第3項は、第1項の最小反射回数パスから、送信側および受信側で反射回数を1回ずつ増加させ、もう一方を1回ずつ減少させたパスの同損失である。 L_R は、これら3パスを合成したものである。

・最小反射回数 n [回](送・受信側の壁面への反射回数的一方を増加、もう一方を減少させた場合の反射回数: n^+ [回], n^- [回]):

$$n = A - 1/2, \quad (A \equiv \sqrt{d_i d_r / W_i W_r})$$

$$n^+ = A + 1/2, \quad n^- = A^2 / (A + 1) - 1/2$$

・最小反射回数パスの送受信側の壁面への入射角 ϕ , ϕ [rad] (送・受信側の反射回数的一方を増加、もう一方を減少させた場合の送・受信側の壁面への入射角: $\phi_{(i,r)^+}$ [rad], $\phi_{(r,i)^-}$ [rad]):

$$\phi_i = \arctan \left(\frac{d_i}{AW_i} \right), \quad \phi_r = \pi/2 - \phi_i, \quad \phi_{(i,r)^+} = \arctan \left(\frac{d_{(i,r)^+}}{(A+1)W_{(i,r)^+}} \right), \quad \phi_{(r,i)^-} = \pi/2 - \phi_{(i,r)^+}$$

・送・受信点間距離 D_0 [m](送・受信側の反射回数的一方を増加、もう一方を減少させた場合の送受信点間距離: $D_{(i,r)^+}$ [m]):

$$D_0 = \sqrt{(AW_i + d_r)^2 + (AW_r + d_i)^2},$$

$$D_{(i,r)^+} = \sqrt{\left((A+1)W_{(i,r)^+} + d_{(r,i)^-} \right)^2 + \left(\frac{A^2}{A+1} W_{(r,i)^-} + d_{(i,r)^+} \right)^2}$$

○回折波の伝搬損失 L_D [dB]:

$$L_D = 20 \log \left(\frac{4\pi}{\lambda} \right) + 20 \log \left(\frac{60\pi}{19\sqrt{3}\lambda} \right) - 10 \log \left(\sum_{n_r=0}^4 \left(\sum_{n_i=0}^{4-n_r} \frac{(R^{n_i}(\theta_{n_i}) R^{n_r}(\theta_{n_r}))^2}{s_{1,n_i} s_{2,n_r} (s_{1,n_i} + s_{2,n_r})} \right) \right) \quad (2)$$

Fig. 1 に示す交差点モデルにおいて回折波が支配的となる送受信点が交差点遠方となる環境では、交差点の4つのエッジで回折するパスの内、最も強度の大きいパスは点 P3 を通過するパスであり、この環境では点 P3 の入射角と出射角のなす角度は 90° に近い。この考えに基づき、式(2)ではこの角度を 90° に近似し、回折係数を固定値に近似している。式(2)で与えられる L_D の構成は、第1項の自由空間伝搬損失の距離を除いた係数部、

第2項の近似した回折係数部と、第3項の回折前後に生じる道路壁での反射を最大4回まで考慮し、合計15パスの計算をしている反射損失および伝搬経路長に相当する距離損失である。

・送受信点から回折点までの伝搬距離 $s_{1, nr}$, $s_{2, nr}$ [m]:

$$s_{1, nr} = \sqrt{((n_r + 1/2)W_r)^2 + (W_r + d_r)^2}, \quad s_{2, nr} = \sqrt{((n_r + 1/2)W_r)^2 + (W_r + d_r)^2}$$

・送受信側それぞれの道路壁への入射角 θ_{ni} , θ_{nr} [rad]:

$$\theta_{ni} = \arctan\left(\frac{W_r/2 + d_r}{(n_r + 1/2)W_r}\right), \quad \theta_{nr} = \arctan\left(\frac{W_r/2 + d_r}{(n_r + 1/2)W_r}\right)$$

○送受信点間の伝搬損失(反射波と回折波を合成した伝搬損失) L [dB]:

$$L = -10 \log(10^{-L_R/10} + 10^{-L_D/10}) \quad (3)$$

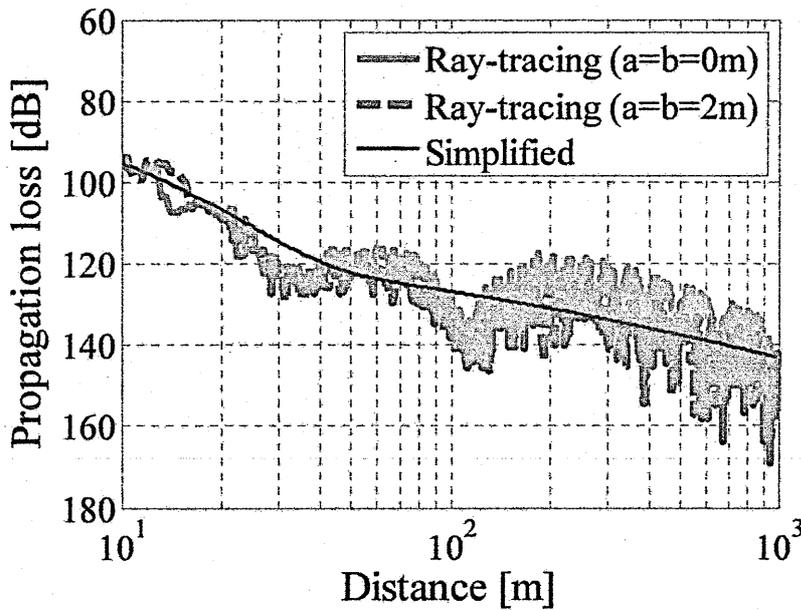


Fig. 4 Comparison between 3D ray-tracing and simplified method when transmitting and receiving points move to road width direction.

ここでは、この簡易計算式による計算結果と送受信点が道路幅方向に変位した場合の三次元のレイトレーシングによる計算結果を比較する。評価環境は、Fig. 1の交差点モデル、Table 1の共通パラメータを用い、周波数は5.9GHzとする。送、受信側道路幅は6m, 10m, 送信点から交差点までの距離は30m, 送、受信アンテナ高は2m, また送受信点の道路中心から道路幅方向への変位量 a , b をそれぞれ0m, 0mと2m, 2mの2パターンとする。レイトレーシング計算における最大反射回数は6回, 最大回折回数は1回として計算する。三次元レイトレーシングによる伝搬損失計算においては、受信点に到来する複数パスを、電界次元で合成する結果(図中:Ray-tracing)を示す。

Fig. 4は、三次元レイトレーシングおよび簡易計算式によって得た受信点距離 d_r に対する伝搬損失特性を示

している。また、簡易計算式による結果(図中:Simplified)を併せて示している。

Fig. 4において簡易計算式と三次元のレイトレーシングの比較により、比較的交差点に近い領域で近い結果が得られ、交差点から遠方の領域において誤差が大きいことがわかる。これは、簡易計算式では考慮していない大地反射波が存在し、その影響により誤差が生じていると考えられる。これは、直接波と大地反射波による大地反射二波モデルと同じ現象である。また送受信点の道路幅方向への変位有無による、三次元のレイトレーシング結果を比較すると、Fig. 4の10-20m付近においては、計算誤差が大きいことがわかる。これは、レイトレーシングでは送受信点の位置が変化することで、反射波の有無や経路が変化するため、伝搬損失が変化し、計算結果に誤差が生じたものと考えられる。

以上の結果より、簡易計算式で三次元空間を考慮する場合と送受信点の位置を道路中央より変更を考慮する場合は、簡易計算式を修正する必要があると考えられる。

3. 修正簡易計算式の提案

本章では、まず大地反射波を考慮し、簡易計算式を三次元空間に拡張する。次に送受信点を交差点中央の固定、および反射波はP1を必ず通るという制約条件を除外することで、計算精度のさらなる向上を図る。

3.1. 修正簡易計算式 1

大地反射波を考慮し、簡易計算式を三次元空間に拡張するため、大地反射二波モデルの考え方を適用する。つまり、簡易計算式の式(1)の3パス、(2)の15パスそれぞれに対して大地反射波を追加することによって、大地反射波を考慮した修正簡易計算式を構築する。送受信アンテナ高に比べて水平距離が十分に大きい環境では、大地反射波の伝搬距離は二次元で探索したパス(以後:二次元パス)とおおよそ等しく、交差点遠方になるにつれて、二次元パスと大地反射波の位相関係は逆相に近い位相となり、これらを合成することによって、大地反射二波モデルとなる⁹⁻¹⁰⁾。一方、周囲の壁面による反射波間の伝搬距離差は波長に比べ十分に大きいと考えられ、それに伴う位相差は $0\sim 2\pi$ の範囲でランダムに分布すると考えられる。位相が無相関に変化する際には、空間的な平均電力は、各到来波の電力和で近似できる。大地反射二波モデルは、送受信点間を上空から俯瞰した二次元距離を d [m]とし、 d が送受信アンテナ高に対して十分大きい場合、送受信点間の直接波と大地反射波の伝搬距離の差は $2h_t h_r / d$ と近似できる¹¹⁾。それ故、大地反射二波モデルによる受信レベルの減衰は、

$$\left| 1 - \exp\left(-jk_0 \frac{2h_t h_r}{d}\right) \right| \cong \left| 2 \sin \frac{k_0 h_t h_r}{d} \right| = \left| 2 \sin \frac{2\pi h_t h_r}{\lambda d} \right| \quad (4)$$

と近似できる。 $k_0=2\pi/\lambda$ は波数である。そこで、二次元環境でのパスそれぞれを大地反射二波モデルで表し、それらを電力合成することで、簡易計算式を三次元空間に拡張する。このような考え方に基づいて拡張した修正簡易計算式1を以下に示す。

○反射波の伝搬損失 $L_{R,M1}$ [dB]:

$$L_{R,M1} = 20 \log\left(\frac{4\pi}{\lambda}\right) - 10 \log \left[\left| 2 \left(\frac{R(\phi_1^+) R(\phi_1^-)}{D_0} \sin\left(\frac{2\pi h_t h_r}{\lambda D_0}\right) \right) \right|^2 + \left| 2 \left(\frac{R(\phi_{1,+})^* R(\phi_{1,-})}{D_{1,+}} \sin\left(\frac{2\pi h_t h_r}{\lambda D_{1,+}}\right) \right) \right|^2 + \left| 2 \left(\frac{R(\phi_{1,+})^* R(\phi_{1,-})}{D_{1,-}} \sin\left(\frac{2\pi h_t h_r}{\lambda D_{1,-}}\right) \right) \right|^2 \right] \quad (5)$$

○回折波の伝搬損失 $L_{D,M1}$ [dB]:

$$L_{D,M1} = 20 \log \left(\frac{4\pi}{\lambda} \right) + 20 \log \left(\frac{60\pi}{19\sqrt{3}\lambda} \right) - 10 \log \left(\sum_{n_r=0}^4 \sum_{n_s=0}^{4-n_r} \frac{2 \left(R^{n_r}(\theta_{n_r}) R^{n_s}(\theta_{n_s}) \sin \left(\frac{2\pi h_r h_s}{\lambda(s_{1,n_r} + s_{2,n_s})} \right) \right)^2}{s_{1,n_r} s_{2,n_s} (s_{1,n_r} + s_{2,n_s})} \right) \quad (6)$$

○送受信点間の伝搬損失 L_{M1} [dB]:

$$L_{M1} = -10 \log \left(10^{-L_{R,M1}/10} + 10^{-L_{D,M1}/10} \right) \quad (7)$$

式(5)や式(6)は、それらの水平伝搬距離から得られる直接波と大地反射波の距離差および大地反射係数(大地と水平に入射と近似し、-1)を考慮して得られる電界次元の増減係数である \sin の項を掛け合わせた表現となっている。

3.2. 修正簡易計算式 2

Fig. 3 に示すように、簡易計算式では反射波は P1 を通るという簡易化条件を課していた。この条件を除外し、Fig. 5 に示すように P1 と P2 の間を通過するという条件に変更する。反射波が P1 と P2 の間を通過する直前に反射する壁面は、必ず送信側道路の P4 側の壁面である。そのため、仮想送信点と P1, P2, P4 を結ぶ直線の発射角をそれぞれ ϕ_1, ϕ_2, ϕ_4 とした場合、P1 と P2 の間を通過する条件は、仮想送信点からの発射角、つまり送信側の道路壁面に対する入射角、 ϕ が $\phi_1 \leq \phi \leq \min(\phi_2, \phi_4)$ の条件を満たすことである。これに加えて、道路中心からの変位量 a, b ($-W_r/2 < a < W_r/2, -W_s/2 < b < W_s/2$) を送受信点位置のパラメータとして修正簡易計算式 1 に追加することで、修正簡易計算式 2 とする。

なお、簡易計算式や修正簡易計算式 1 では、 ϕ, ϕ は道路パラメータより一意に計算できるが、修正簡易計算式 2 では、反射回数を変化させて P1 と P2 の間を通過する条件に合う角度を求める計算が必要となる。修正簡易計算式 2 を以下に示す。

○反射波の伝搬損失 $L_{R,M2}$ [dB]:

$$L_{R,M2} = 20 \log \left(\frac{4\pi}{\lambda} \right) - 10 \log \left[\sum_{n_r=0}^N \sum_{n_s=0}^{N-n_r} 2 \left(\frac{(R(\phi_r))^{n_r} R(\phi_s)^{n_s}}{D} \right) \sin \left(\frac{2\pi h_r h_s}{\lambda D} \right) \right]^2 \quad (8)$$

修正簡易計算式 2 の最大反射回数 N は、特に見通し外環境のように、反射回数が増加する傾向にある場合、反射波のパスの伝搬経路に影響を与え、伝搬損失が変化する。そのため、 N は、レイトレーシングの最大反射回数と一致させることで、パスの伝搬経路を同等のものとして、推定精度を向上させることができる。

・反射波の伝搬距離 D [m]:

$$D = \sqrt{\left(\left(n_r + \frac{1}{2} \right) W_r - (2 \bmod(n_r, 2) - 1) a + d_r \right)^2 + \left(\left(n_s + \frac{1}{2} \right) W_s - (2 \bmod(n_s, 2) - 1) b + d_s \right)^2}$$

・送受信側の壁面への入射角 ϕ, ϕ [rad]:

$$\phi_r = \arctan \left(\frac{\left(\left(n_r + \frac{1}{2} \right) W_r - (2 \bmod(n_r, 2) - 1) b + d_r \right)}{\left(\left(n_r + \frac{1}{2} \right) W_r - (2 \bmod(n_r, 2) - 1) a + d_r \right)} \right), \quad \phi_s = \pi/2 - \phi_r$$

グによる結果の比較を Fig. 6 に示す。またストリートキャニオン環境の伝搬損失計算式の中でも、本稿の手法と比較的近い理論的モデルであり、ITU-R によって勧告化されている ITU-R モデル(図中: ITU-R model)⁶⁾による結果を同時に示す。このモデルは、本稿と同様に反射波、回折波が支配的な領域をそれぞれ計算し、それらの合成によって計算しているものである。

Fig. 6 より、周波数や送信アンテナ高によらず修正簡易計算式 1 および 2 はレイトレーシング結果と良い一致を示すことがわかる。また修正簡易計算式 2 は修正簡易計算式 1 に比べ、レイトレーシングの結果と良い一致が見られた。これは、修正簡易計算式 2 は、交差点の固定点を通る、送受信点を道路中心に固定するという簡易化条件を除外し、交差点通過条件によってパスの有無を考慮していることから、レイトレーシングにより近い計算となるためであると考えられる。さらに Fig. 6(b) の 25-60m 付近において、修正簡易計算式 1 に対し、レイトレーシングの伝搬損失が増加しているが、これは、レイトレーシングの最大反射回数の影響で、反射波のみで構成されるパスが到達できないためであると考えられる。修正簡易計算式 2 の最大反射回数 N が、レイトレーシングと同じ 6 回であるため、修正簡易計算式 2 の結果が修正簡易推定式 1 の結果に対して、レイトレーシングの結果により一致させることができている。また修正簡易計算式 1 および 2 は、ITU-R モデルよりレイトレーシング結果により近い値を与えることがわかる。

一方、交差点より遠い回折波領域では、修正簡易計算式 1 および 2 の計算結果がレイトレーシング結果に近い結果となっている。これは、大地反射二波モデルを適用して、三次元に拡張したためであると考えられる。

Table 2 Parameters of comparison environments

諸元	値
送信アンテナ高 h_t	2m
受信アンテナ高 h_r	2m
送信側道路幅 W_t	6m
受信側道路幅 W_r	10m
送信点から交差点までの距離 d_t	30m
送信点位置 a	2m
受信点位置 b	2m

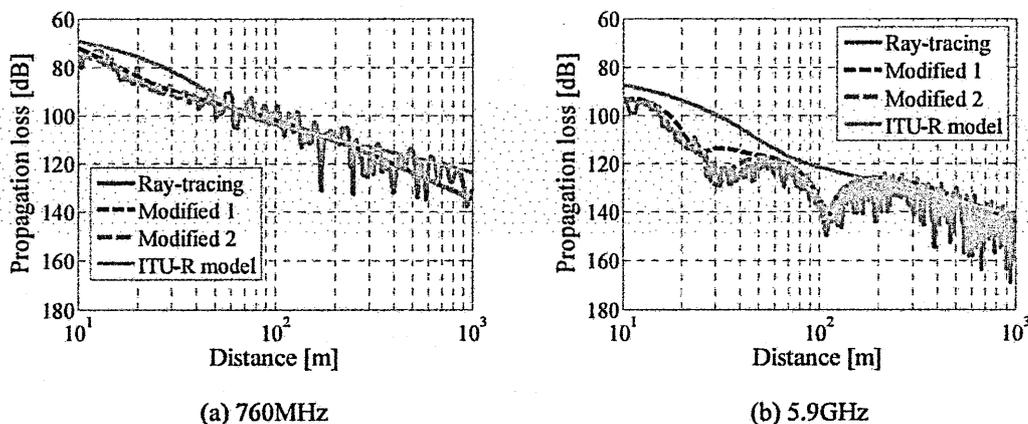


Fig. 6 Comparison between ray-tracing and path loss calculation formulae.

4.2. 伝搬損失計算式の定量的な精度評価

ここでは、レイトレーシング結果に対する各計算式の計算精度を定量的に評価する。比較する環境を Table 3 に示す。計算精度の指標としては、各計算式により計算された伝搬損失とレイトレーシングによって計算された伝搬損失の dB 次元での二乗平均平方根誤差(Root Mean Square Error: RMSE)を用いる。これを Table 3 に示したパラメータの全ての組合せで求め、全体の RMSE を計算する。比較対象であるレイトレーシングの最大反射・回折回数をそれぞれ 6 回, 1 回として計算する。Table 3 に示した全ての組合せで求め、全体の RMSE を計算した結果を Table 4 に示す。

Table 4 の 760MHz において、簡易計算式よりも修正簡易計算式 1 および 2 は RMSE が 6dB 程度低減している。これは、修正簡易計算式 1 および 2 が大地反射波を考慮し、大地反射二波モデルを適用したことで、二次元環境では現れなかった直接波と大地反射波の打消しが発生し、簡易推定式よりも、三次元レイトレーシングの結果により近い計算結果となったと考えられる。5.9GHz において、修正簡易計算式 1 と簡易計算式が 1dB 以内の精度誤差であり、おおよそ同じ精度である。これは簡易計算式及び修正簡易計算式 1 は修正簡易計算式 2 とは異なり、反射波のみで構成されたパスが、必ず受信点に到達するため、エネルギーが大きくなっていると考えられる。それに対し、修正簡易計算式 2 は完全なレイトレーシングに近い計算手法であり、1.93dB の改善が見られた。

Table 3 Parameters of comparison environments.

諸元	値
送信アンテナ高 h_t	1, 2, 5m
受信アンテナ高 h_r	1, 2m
送信側道路幅 W_t	6, 10, 20, 50m
受信側道路幅 W_r	6, 10, 20, 50m
送信点から交差点までの距離 d_t	10-100m(10m 間隔)
送, 受信点位置 (a, b)	(0m, 0m) (1m, 1m) (2m, 2m)

Table 4 RMSE of ray-tracing and proposed method.

伝搬損失計算式	760MHz	5.9GHz
簡易計算式	15.98dB	9.29dB
修正簡易計算式 1	9.72dB	9.57dB
修正簡易計算式 2	9.61dB	7.36dB
ITU-R モデル	18.40dB	16.86dB

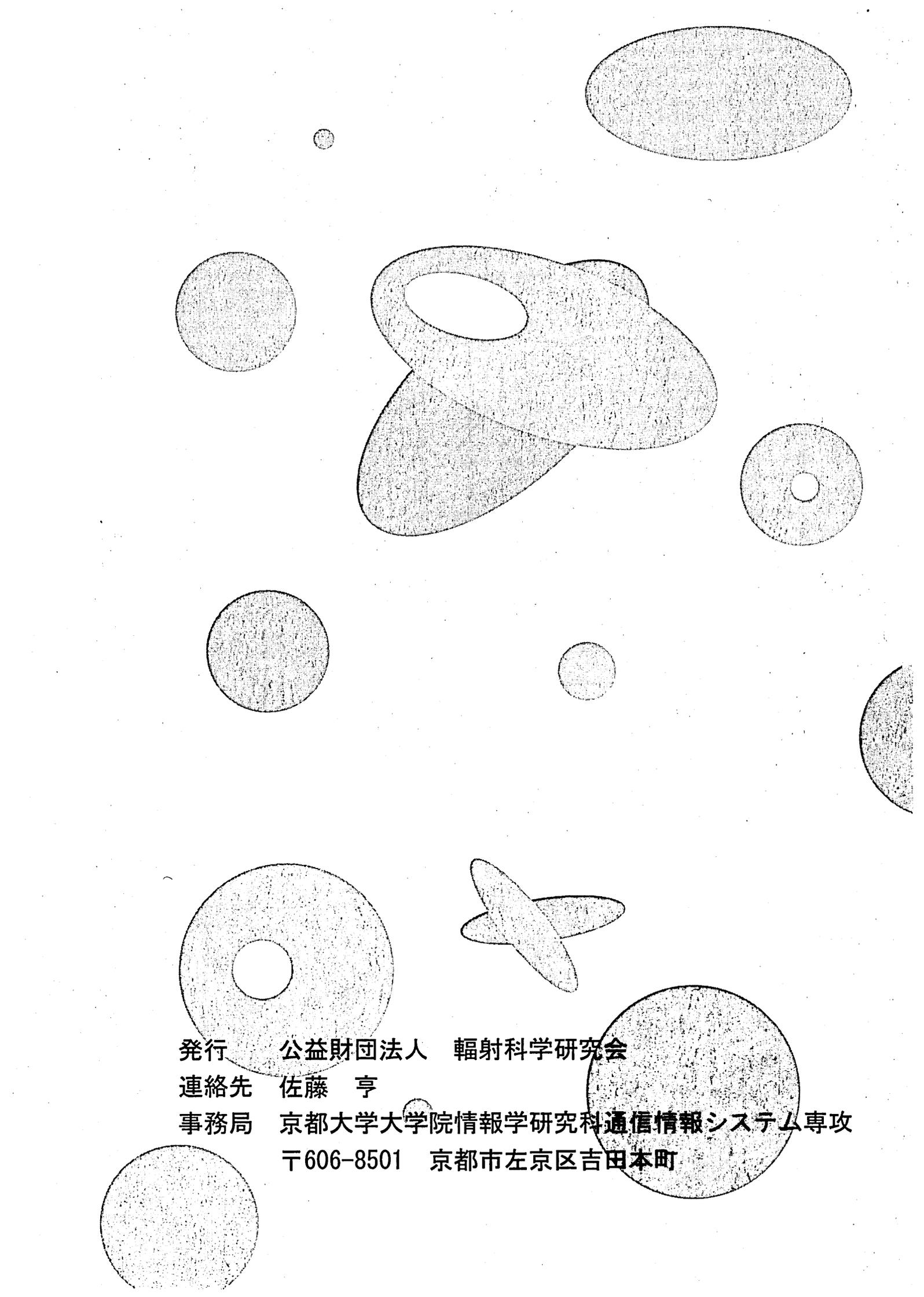
5. まとめ

本稿では、筆者らが提案してきた交差点越え車車間通信環境における伝搬損失簡易計算式を修正し、二つの修正簡易計算式を提案した。一つは、大地反射波を考慮した大地反射二波モデルを適用し三次元に拡張し

た修正簡易計算式 1 を提案した。さらに簡易計算式において簡易化のために設けた条件である、送受信点の道路中央への固定と、反射波は交差点の固定点を通過するという条件を除外し、よりレイトレーシング計算に近い修正簡易計算式 2 を構築した。次に、レイトレーシングに対する伝搬損失計算式の計算精度を比較した。修正簡易計算式 1 は、送受信点の位置を固定するなどの簡易化条件により、より簡易化された方法である。それに対し、修正簡易計算式 2 は完全なレイトレーシングに近い計算方法であるため、より計算精度が高くなることがわかった。また修正簡易計算式 1, 2 は、レイトレーシングと比較すると、計算量が格段に少なくなっているため、ITS 環境におけるシミュレーションにも十分に対応できる。さらにレイトレーシングは、計算機のプログラミングが避けられないが、これらの提案手法は表計算ソフトレベルで計算可能である。

参考文献

- 1) 小林茂男, “オープン ITS が拓く未来,” 情報管理, vol.56, no.6, pp.335-343, (2013).
- 2) トヨタ自動車株式会社, “ITS 専用周波数を活用した世界初の運転支援システム ITS Connect を新型車に採用,” <http://newsroom.toyota.co.jp/jp/detail/9652000/>, (2015).
- 3) General Motors Company, LLC, “Mary Barra Addresses Intelligent Transport Society,” <http://media.gm.com/media/us/en/gm/news.detail.html/content/Pages/news/us/en/2014/Sep/0907-its-speech.html>, General Motors Company, LLC News Release, (2014).
- 4) 財団法人 日本自動車研究所, “ITS 通信シミュレーション評価シナリオ (Ver 1.2), ” <http://www.jari.or.jp/tabid/346/Default.aspx>, (2012).
- 5) 丹後俊宏他, “車々間通信における交差点見通し外環境での伝搬損失簡易推定法の検討,” 信学技報, AP2007-173, pp.1-6, (2008).
- 6) ITU-R, Rec. P.1411-8, “Propagation data and prediction methods for the planning of short-range outdoor radiocommunication systems and radio local area networks in the frequency range 300MHz to 100GHz,” pp.11, (2015).
- 7) T. Tango, et al., “An analysis of propagation loss characteristics for inter-vehicle communications in non line-of-sight intersections using ray-tracing technique,” *Proc. ISAP2007*, POS1-19, (2007).
- 8) 秋元守他, “低基地局アンテナ高における道路曲がり角での電波伝搬に関する検討,” 信学'93 秋大, B-10, (1993).
- 9) V. Erceg et al, “Diffraction around corners and its effects on the microcell coverage area in urban and suburban environments at 900 MHz, 2 GHz, and 6 GHz,” *IEEE Trans. Vehicle Technology*, vol.43, no.3, pp.762-766, (1994).
- 10) J. S. Lu et al, “Site-specific model of the received power for radio communication in urban street canyons,” *IEEE Trans. Antennas Propagation*, vol.82, no.4, pp.2192-2200, (2014).
- 11) 進士昌明, 無線通信の電波伝搬, pp.269-273, (社)電子情報通信学会, (1992).



発行 公益財団法人 輻射科学研究会

連絡先 佐藤 亨

事務局 京都大学大学院情報学研究科通信情報システム専攻
〒606-8501 京都市左京区吉田本町