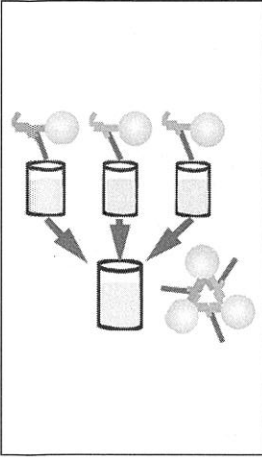


光学迷彩とメタマテリアルフィルム



東京工業大学 科学技術創成研究院／工学院電気電子系
雨宮智宏，金澤 徹，平谷拓生，西山伸彦，荒井滋久
三井化学株式会社 機能材料研究所
浦上達宣
理化学研究所 田中メタマテリアル研究室
田中拓男
岡山大学 大学院自然科学研究科 産業創成工学専攻
石川 篤

1. はじめに

光学迷彩とは，入射光を曲げることによって特定の空間を迂回させ，その内部に存在する物体を視覚対象から消す装置である。そういうことなら，対象となる空間の周囲にプリズムなどを配置して上手く光を迂回させれば良いのではないかという声が聞こえてきそうだが，話はそう単純ではない。

光学迷彩には，「あらゆる方向からの入射光が，反射や位相ずれを起こすことなく装置を迂回しなければならない」という厳しい条件が課せられている。反射光や位相干渉による光の強度変化は，装置周囲に視覚の歪みを生じさせるため，これらを無くさない限りは，真の意味で光学迷彩を実現したとは言えないからである。

では，そのような特殊な条件を満たすためには，どのような物質が必要とされるのだろうか。詳細は2節にて述べるが，ここでは簡単のために，反射条件のみに話を絞って少し考えてみよう。空間光学において反射が生じるかどうかは，以下の式で与えられる波動インピーダンス z によって知ることができる。

$$z = \sqrt{\mu} / \sqrt{\varepsilon} \quad (1)$$

ここで， ε ， μ は各々，媒質の誘電率および透磁率である。空間全域において波動インピーダンス z が一定であった場合，光は空間のどの部分でも反射することなく進むことができる。例えば，空気中 ($\varepsilon=1$ ， $\mu=1$ なので $z=1$) から，ある媒質に光が入射した場合，その媒質中でも $z=1$ を保ち続ける限りは，光の伝搬中に反射が生じることはない。しかし，可視光のような高周波においては，全ての物質の透磁率は一定 ($\mu=1$) であることから，異なる媒質間では必ず波動インピーダンスが空間的に変化する。プリズムに光を入射すると，スネルの法則にしたがって入射光が曲がると同時に，その界面では反射が生じるのはこのためである。

反射が生じないように光路を変えていくためには，屈折率 ($n = \sqrt{\varepsilon} \sqrt{\mu}$) を変えながら， ε と μ の比も常に一定にすることが要求される。特に，空気中から光学迷彩へ向けて光を入射する場合は，以下の関係式を満たすことが必須となる。

$$\varepsilon = \mu \quad (2)$$

つまり，反射の生じない光学迷彩を実現するためには，最低限，誘電率と透磁率が同じ値をもつ媒質を空間に配置する必要がある。しかし，「所望の誘電率と透磁率をもつ物質が，偶然にも自然界に存在している」などということは，もとより望むべくもなく，この点が光学迷彩を実現する上で最大の問題ともいえる。

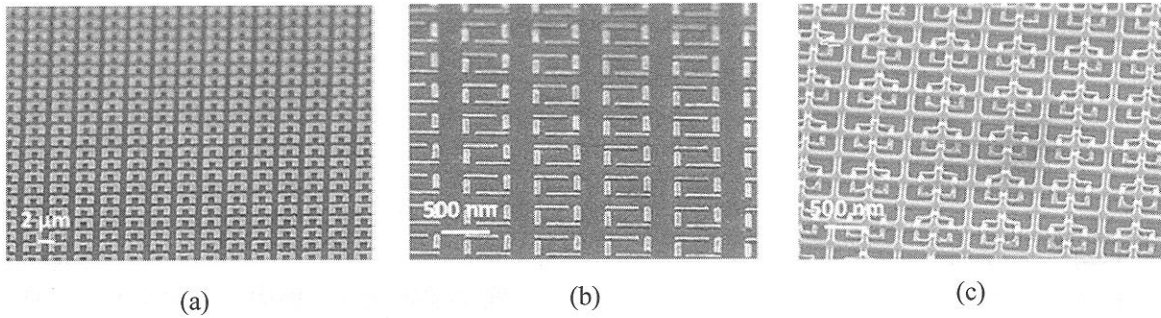


図 1 当グループで作製した様々なメタマテリアル

- (a) テラヘルツ領域で動作する動的メタマテリアル（リング直下の半導体薄膜層に光励起を行うことで、特性の制御が可能）¹⁾。
- (b) 光領域で動作する静的メタマテリアル（4分割共振回路により高周波まで対応）²⁾。
- (c) 光領域で動作する動的メタマテリアル（4分割共振回路と半導体 fin 構造を組み合わせることで、電圧印加により特性の制御が可能）³⁾。

しかし、近年になって物質固有だと思われてきた誘電率や透磁率の値を人工的に制御して、自然界に存在しない特性をもつ物質を作り出そうという研究が盛んに行われ始めた。このような物質を総称して、メタマテリアル (metamaterial) と呼ぶが、これらに関する近年の様々な研究は、負の屈折率をはじめとして、電磁気学に新たなフロンティアを与えている。メタマテリアルを用いれば、空間の所望の位置に所望の誘電率と透磁率をデザインすることが可能になるため、光学迷彩の必須条件の一つである式(2)を満たすこともできそうである。そのような背景も相まって、光学迷彩とメタマテリアルは同時期に脚光を浴びることとなった。

メタマテリアルとは、図 1 に示すような‘金属で構成されたナノスケールの電気回路 (RLC 回路) の集合体’である。入射光の周波数が回路の共振周波数に一致すると、RLC回路内に強い自由電子の振動が現れ、それに伴って誘導磁界が生じる。この誘導磁界は入射光の周波数に追従しており、これを巨視的な磁化とみなすことで、透磁率の値を人工的に変化させることが可能となる。メタマテリアルの詳細については、例えば文献 4, 5 などを参照して頂ければと思う。いずれもメタマテリアルの基礎を理解する上で一読の価値があると思われる。

2. 光学迷彩の手法

本節では、変換光学 (Transformation optics) に基づく光学迷彩の理論を解説する。変換光学は、インペリアル・カレッジ・ロンドンの J. Pendry 教授らによって 2006 年に提案された手法であり、光学迷彩の理論としては古典ともいえるものであるが、理論の美しさ・設計の容易さという面から他の追随を許さない⁶⁾。メタマテリアルの動作周波数に律速される形で光学迷彩の動作帯も狭域になるという欠点があるものの、数多くの研究機関でその応用が取り組まれている[†]。

変換光学では、はじめに 3 つの空間を準備する。1 つ目は真空空間と呼ばれるものであり、媒質で満たされていない平たんな空間である (図 2a 参照)。2 つ目は数学空間と呼ばれる仮想の空間であり、媒質で満たされてはいないが、空間自体が歪んでいる (図 2b 参照)。アインシュタインの一般相対性理論では、質量が極めて大きい星々が宇宙空間を歪め、それによって光の経路も曲がること示されているが、そのような現象を想像して頂ければ分かりやすいと思う。3 つ目は媒質空間であり、その名のとおり、平たんな空間を媒質で満たしたものである (図 2c 参照)。要するに、我々が普段目にする一般的な空間である。

† 変換光学以外の理論としては、テキサス大学オースティン校の A. Alu 教授らによって提案されたプラズモンクローキング (Plasmonic cloaking) が有名である。プラズモンにより粒子散乱を打ち消すことで、広い動作帯域をもつ光学迷彩が実現可能となる一方、設計指針が若干複雑であり、迷彩対象の形状・サイズに制約が大きいという欠点を有する⁷⁾。

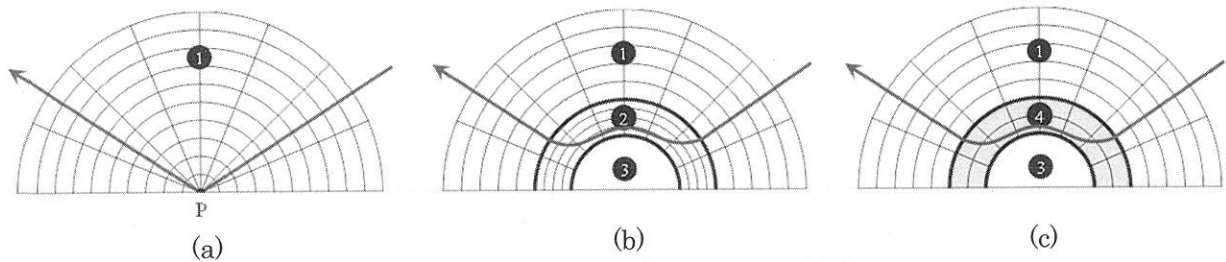


図2 極座標系で考えた3つの空間

- (a) 真空空間。(b) 数学空間：真空空間の中央の一点を引き延ばして作られる歪んだ仮想空間。
 (c) 媒質空間：数学空間と同じ物理現象を示すような媒質で満たされた空間。
 領域1：真空空間（大気空間），領域2：歪められた空間，領域3：場の存在しない空間，
 領域4：媒質で満たされた空間

我々が最終的に知りたいのは、「光学迷彩を実現するためには、媒質空間において、どのような誘電率と透磁率をもつ物質をどのような位置関係で配置するのか」ということである。変換光学では、上記3つの空間の対応関係を用いることで、比較的容易にその答えにたどり着くことができる。

2-1 光学迷彩の形状決定

まず、真空空間から数学空間への変換プロセスを経ることで、光学迷彩の形状を決定する。例えば、図2aのような平坦な空間の地面にある一点Pを各方向に引き延ばして、図2bのような数学空間を作ることを考える。数学空間の中央には場が存在しないため、その内部では各種物理現象は起こらない。そのため、この領域内部の物体は外界から隔離される。このような、空間の一点を引き伸ばすというアルゴリズムは汎用性があり、各方向に対して別々に空間を伸縮させると考えれば、様々な形状の光学迷彩が実現可能である。

数学空間の歪みは、計量テンソル g_{ij} というパラメータで与えられる。真空空間の座標系 x' （計量テンソル g'_{ij} ）においても数学空間の座標系 x （計量テンソル g_{ij} ）においても長さ ds の定義は変わらないことから、以下の式が成立する。

$$ds^2 = g'_{ij} dx'^i dx'^j = g_{ij} dx^i dx^j = g_{ij} \Lambda^i_r \Lambda^j_s dx'^r dx'^s \quad (3)$$

ここで、

$$\Lambda^i_r = \frac{\partial x^i}{\partial x'^r} \quad (4)$$

これにより、数学空間の計量テンソル \mathbf{g} は、真空空間の計量テンソル \mathbf{g}' および Λ^i_r を要素とする変換行列 Λ を用いて、以下のように与えられる。

$$\mathbf{g} = \Lambda^{-T} \mathbf{g}' \Lambda^{-1} \quad (5)$$

極座標系 (r, θ, ϕ) において θ, ϕ で指定される各方向に対して別々に空間を伸縮させると考えると、変換行列 Λ は簡単に計算できる。加えて、真空空間の計量テンソル \mathbf{g}' は平坦計量であり、座標系を選択した時点で一意に決定される。これにより、式(5)から、数学空間の計量テンソル \mathbf{g} を即座に求めることができる。

2-2 光学迷彩に必要な誘電率と透磁率の決定

次に、数学空間から媒質空間への変換プロセスを経ることで、光学迷彩を実現するための誘電率および透磁率の空間分布を求める。ここでは、光の原則である Maxwell 方程式に立ち戻り、「歪んだ数学空間における光の軌跡」と「屈折率（誘電率と透磁率）が変化している媒質空間における光の軌跡」が全く同じになるような必要十分条件を導き出す。

歪んだ空間の Maxwell 方程式は、電場 E 磁場 H を共変ベクトルの形で表した場合、以下の式で与えられる⁸⁾。

$$\begin{aligned} (\sqrt{g} g^{ij} E_j)_i &= \frac{\sqrt{g} \rho}{\epsilon_0}, & (\sqrt{g} g^{ij} H_j)_i &= 0, \\ [ijk] E_{k,j} &= -\mu_0 \frac{\partial(\pm \sqrt{g} g^{ij} H_j)}{\partial t}, \\ [ijk] H_{k,j} &= \epsilon_0 \frac{\partial(\pm \sqrt{g} g^{ij} E_j)}{\partial t} \pm \sqrt{g} j^i \end{aligned} \quad (6)$$

ここで、 g は g_{ij} の行列式 (g^{ij} は歪んだ空間の計量テンソル)、 $[ijk]$ は Levi-Civita 記号であり、添字が (1, 2, 3) の置換の場合はその符号、そうではなく、添字に重複する数字を持つ場合は 0 を値を持つテンソルである。

一方、平たんな媒質空間における Maxwell 方程式は、

$$\begin{aligned} (\sqrt{\gamma} D^i)_i &= \sqrt{\gamma} \bar{\rho}, & (\sqrt{\gamma} B^i)_i &= 0, \\ [ijk] E_{k,j} &= -\frac{\partial(\sqrt{\gamma} B^i)}{\partial t}, \\ [ijk] H_{k,j} &= \frac{\partial(\sqrt{\gamma} D^i)}{\partial t} + \sqrt{\gamma} J^i \\ (D^i &= \epsilon_0 \epsilon^{ij} E_j, & B^i &= \mu_0 \mu^{ij} H_j) \end{aligned} \quad (7)$$

で与えられる。ここで、 γ_{ij} は媒質空間における計量テンソルを表しており、平たん計量であることから座標系を選択した時点で一意に決定される (γ は γ_{ij} の行列式である)。また、 ϵ_{ij} と μ_{ij} は、各々、媒質の誘電率テンソル、透磁率テンソルである。このとき、電荷密度と電流密度において

$$\bar{\rho} = \pm \sqrt{g} \rho, \quad J^i = \pm \sqrt{g} j^i \quad (8)$$

という単位変更を行う。すると、次の関係式を満たすときに、式(6)と式(7)は完全に一致をみる。

$$\epsilon^{ij} = \mu^{ij} = \pm \frac{\sqrt{g}}{\sqrt{\gamma}} g^{ij} \quad (9)$$

つまり、媒質空間において、式(9)を満たすような誘電率分布・透磁率分布を実現できれば、数学空間における光の挙動を媒質空間においても再現することができるようになる。

2-3 変換光学の公式

2-1 および 2-2 の手順を、最終的に一つの式でまとめることにする。式(5)の両辺に \det をとると

$$g' = g(\det \Lambda)^2 \quad (10)$$

を得る。この式と式(9)により、次の式が導かれる。

$$\epsilon = \mu = \frac{\sqrt{g'}}{\sqrt{g}} \frac{\Lambda (g')^{-1} \Lambda^T}{\det \Lambda} \quad (11)$$

これこそが、変換光学の中核となる式であり、「真空空間の計量テンソル g' 」「光学迷彩の形状を決定する一般座標転換 Λ 」「媒質空間の平たん計量テンソル γ 」の 3 つから、必須となる媒質の誘電率テンソル ϵ 、透磁率テンソル μ を求めることができる。式(11)において、誘電率テンソルと透磁率テンソルが同じ値であることが要求されているが、これは、1 節で言及した波動インピーダンスに関する議論から得られた結果と一致している。

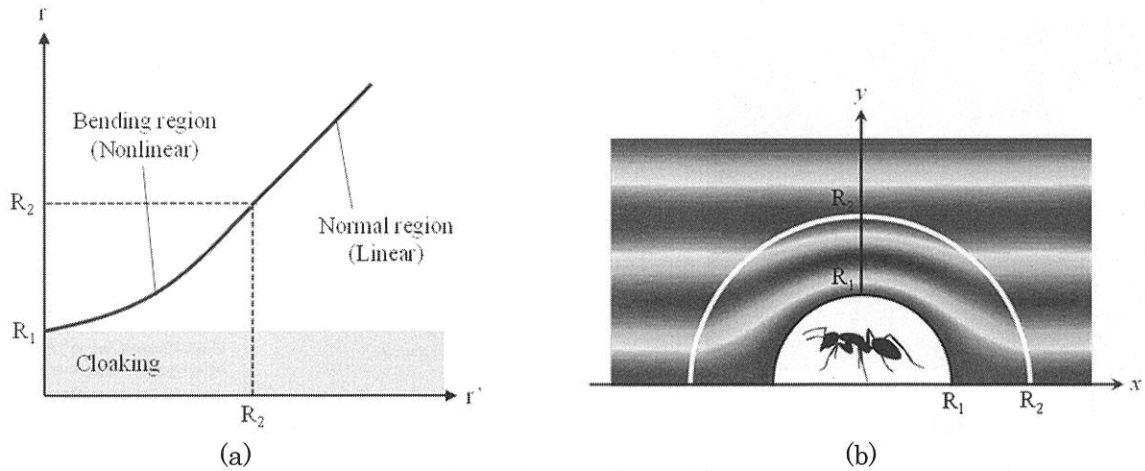


図3 (a) 極座標系 (r, θ, φ) を考えた場合における，真空空間の座標 r' と数学空間の座標 r との対応関係。(b) 計算された光学迷彩周囲の電磁場分布の一例：いずれの方向から入射した電磁場も平坦な地表から反射してきたかのような挙動を示す。図は電磁場が真上から入射した場合を示している。

この理論をベースに，実際に光学迷彩の設計を行ってみる。まず二次元極座標系（円柱座標で電場が z 軸に偏極し，磁場が直行する平面内に存在する系）において，空間の一点を各方向に同じ長さだけ引き延ばす一般座標変換 $(r, \theta, z) \rightarrow (r', \theta', z')$ を考える。

$$\Lambda = \text{diag} (R, 1, 1), \quad R = \frac{dr}{dr'} \quad (12)$$

ここで， $r'-r$ として，例えば，図3aで与えられるような変換を仮定すればよい。ここで，各空間の計量は $\mathbf{g}' = \text{diag} (1, r'^2, 1)$ ， $\mathbf{g} = \text{diag} (1, r^2, 1)$ で与えられる。これらを式(11)に代入することで，円形の光学迷彩を実現するための誘電率テンソルおよび透磁率テンソルは以下のように分かる。

$$\varepsilon^{ij} = \mu^{ij} = \text{diag} \left(R \frac{r'}{r}, \frac{r}{r'R}, \frac{r'}{rR} \right) \quad (13)$$

これらの設計に基づき，媒質の誘電率テンソルおよび透磁率テンソルを空間的に変化させて解析を行った結果を図3bに示す。適切に設計された光学迷彩周囲では，いずれの方向から入射した電磁場も平坦な地表から反射してきたかのような挙動を示すことがわかる（図3bは電磁場が真上から入射した場合）。

3. 光学迷彩の実現手法

3-1 メタマテリアルフィルムの概念

前節の理論により，所望の光学迷彩を実現するための誘電率と透磁率の空間分布が求まるので，あとは，それらの値を持つメタマテリアルを設計どおりに配置すればよい。この方法を用いることで，現在までに，各周波数帯域において様々な形の光学迷彩が実現されている。特に，近赤外・可視光のような高周波帯で動作するメタマテリアル（以降，光メタマテリアル）を用いて光学迷彩の実現を目指す場合，ナノスケールの金属構造体の簡易な3次元実装が必要不可欠となる。しかし，光メタマテリアルの作製手法としてよく用いられる「電子ビーム描画とリフトオフプロセス」や「収束イオンビームによる金属加工」などは，いずれもビーム焦点距離の問題から3次元実装には適さない⁹⁾。また，フェムト秒レーザーによる2光子還元法を用いて金属を3次元析出させる手法なども考案されているが，これらは柔軟な3次元実装ができる反面，ビーム解像度の面から構造体の最小サイズが限定されるという問題を含む¹⁰⁾。

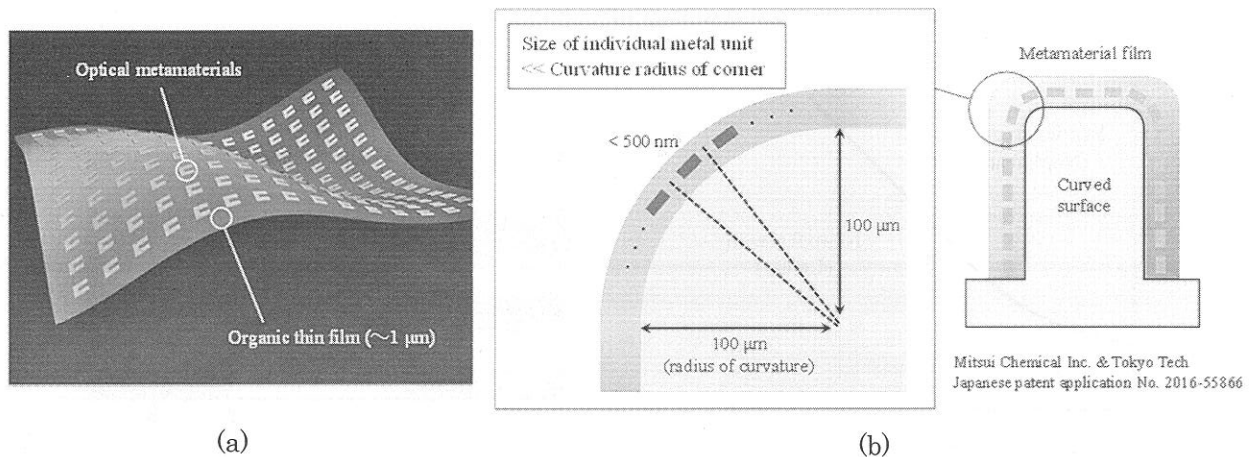


図4 (a)メタマテリアルフィルムの概念図：有機薄膜（ $\sim 1 \mu\text{m}$ ）の内部にメタマテリアルが内包されている。(b)メタマテリアルフィルムの3次元実装：隆起のある表面に貼り付けた場合、金属の展延性によりメタマテリアル自体が損傷することはない。

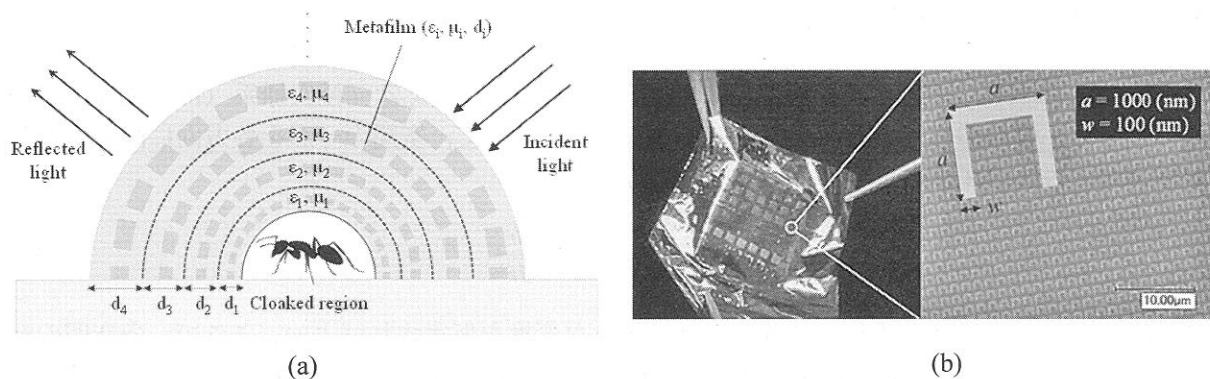


図5 (a)メタマテリアルフィルムを用いた光学迷彩の実現手法。(b)作製したメタマテリアルフィルム(左)と光学顕微鏡画像(右)：フィルム内には、様々な形状のメタマテリアルアレイ(左写真で□に見える部分)が内包されている。光学顕微鏡画像は、 $a=1000 \text{ (nm)}$ 、 $w=100 \text{ (nm)}$ のC型リングアレイ領域を拡大したものを示している。

本節では、光学迷彩へ向けた光メタマテリアルの3次元実装を目的として、当グループで開発されたメタマテリアルを内包した有機薄膜フィルム（以降、メタマテリアルフィルム）について言及を行う^{11,12}。メタマテリアルフィルムの特徴は、膜厚約 $1 \mu\text{m}$ の有機薄膜内にメタマテリアルを内包することで、所望の光学特性（誘電率・透磁率）を持ったフレキシブルフィルムを実現できる点にある（図4a参照）。本フィルムを隆起のある表面に貼り付けると、図4bに示すように、フィルム内部のメタマテリアルは曲面の接線方向にセルフアラインに並ぶことで、簡単に3次元実装される。光メタマテリアルは単位構造サイズが 100 nm から $1 \mu\text{m}$ 程度であることから、湾曲した表面の曲率半径に比べて非常に小さい。そのため、金属の展延性によりフィルム内のメタマテリアルが損傷することはない。最終的には、適切に設計されたメタマテリアルフィルムを幾重にも重ね合わせることで、光学迷彩に必要な誘電率・透磁率の3次元分布を、簡易に作り出すことを目指している（図5a参照）。

3-2 メタマテリアルフィルムの作製および評価

メタマテリアルフィルムのベース材料には、ECRIOSTM（三井化学）を用いる。ECRIOSTMは高分子設計・高分子反応技術を用いて開発された高耐熱性（ 260°C ）と高透明性（可視域全域で透明）を有するポリイミドであり、これによって内包されたメタマテリアルの効果を最大限に引き出すことが可能となる。作製については、まず支持基板上にECRIOSTMをN-メチル-2-ピロリドンで希釈した状態で塗布し、熱処理により硬化させた。その上に、Ti 10nm/Au 30nmのC型リングアレイを、電子

ビーム描画およびリフトオフプロセスを用いて作製し、その後、再度 ECRIOS™ を塗布・硬化させた。最後に、支持基板からフィルムの剥離を行うことで、メタマテリアルフィルムを形成した (図 5b にフィルムの一例を示す)。

実験では、リングサイズが異なる5種類のサンプルを用意した (図 5b において $a=150, 300, 500, 700, 900$ nm, w は 50 nm で固定)。メタマテリアルフィルムの評価は、赤外フーリエ分光を用いることでフィルムの透過および反射強度 (S パラメータ) を測定することにより行った (図 6 参照)。メタマテリアルフィルムの透過スペクトルを図 7a に示す。実験においては、入射電場の向きは、リングのギャップに対して水平になるよう設定し、ECRIOS™ 薄膜単体の光学特性 (ほぼ透明) はバックグラウンドとして除去している。図 7a において 2ヶ所の透過強度の減少は、それぞれ LC 共振, Mie 共振に依るものであり、LC 共振が起きる周波数近傍でフィルムの光学特性 (誘電率・透磁率) が大きく変化する。リングサイズの減少に伴って、共振周波数が 40 THz から 170 THz まで高周波側へシフトしており、これは理論解析で得た傾向 (図 7b) と一致している。

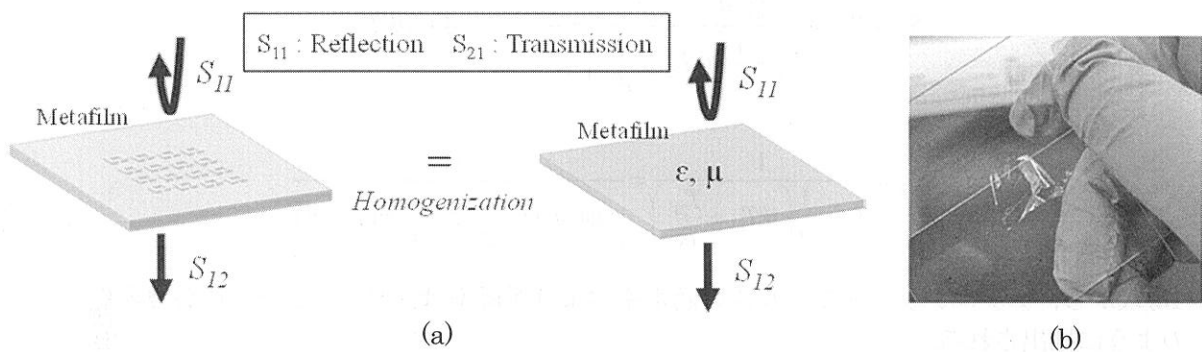


図 6 メタマテリアルフィルムの評価

- (a) メタマテリアルフィルムの均質化と S パラメータの概要: メタマテリアルが内包されたフィルムを1枚の均質なフィルムと見なして光学定数を再構成する。(b) 評価時のメタマテリアルフィルムの写真

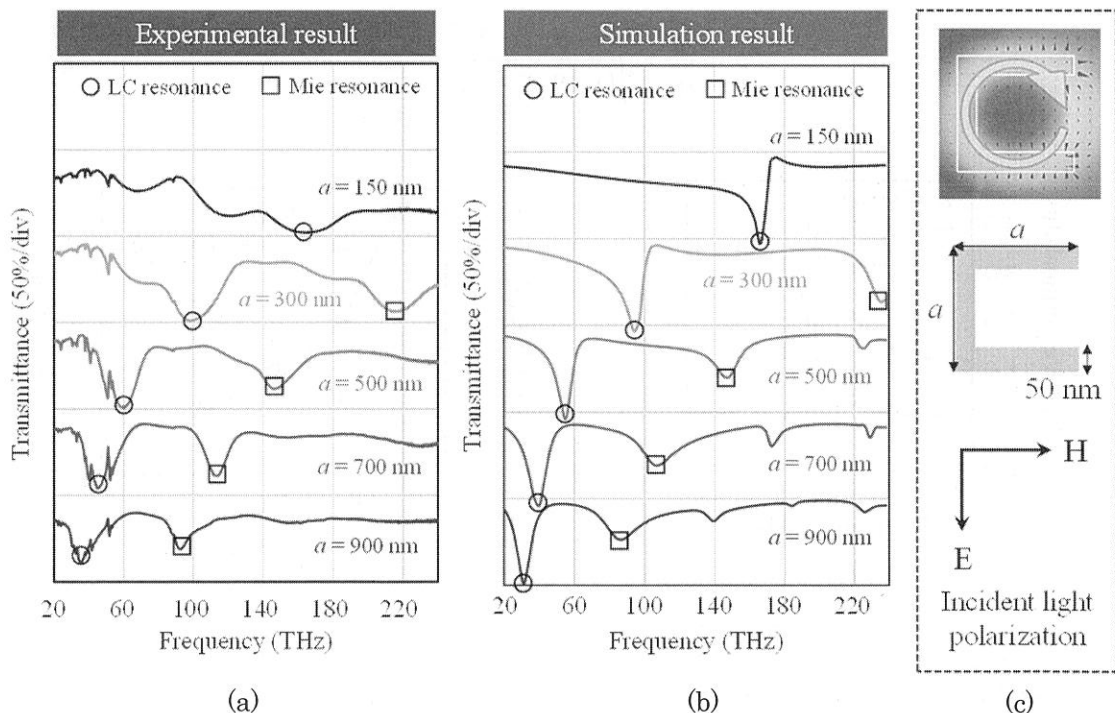


図 7 メタマテリアルフィルムの特性

- (a) 赤外フーリエ分光を用いたメタマテリアルフィルムの透過特性。
 (b) 同一形状のメタマテリアルを内包したメタマテリアルフィルムの理論特性。
 (c) 共振時のリング周辺における電磁場分布の一例, リング形状および入射光の偏光。

実験で得られた透過率と反射率の特性から、メタマテリアルフィルムの誘電率・透磁率を抽出するには、伝搬行列法を用いた手法が有効である¹³⁾。メタマテリアルが内包されたフィルムを均一な単一フィルムとみなした場合、その伝搬行列 \mathbf{T} は次のように与えられる。

$$\mathbf{T} = \begin{pmatrix} \cos(nkd) & -\frac{z}{k}\sin(nkd) \\ \frac{k}{z}\sin(nkd) & \cos(nkd) \end{pmatrix} \quad (14)$$

ここで、 n, z はメタマテリアルフィルムの複素屈折率と複素インピーダンス、 d はフィルム膜厚、 k は波数である。このとき S パラメータの各要素 $S_{11}, S_{12}, S_{21}, S_{22}$ は、式(14)で与えられた伝搬行列 \mathbf{T} の各要素 $T_{11}, T_{12}, T_{21}, T_{22}$ を用いて、以下のように計算することができる。

$$S_{11} = S_{22} = \frac{\frac{1}{2} \left(\frac{T_{21}}{ik} - ikT_{12} \right)}{T_{11} + \frac{1}{2} \left(ikT_{12} + \frac{T_{21}}{ik} \right)} = \frac{i}{2} \left(\frac{1}{z} - z \right) \sin(nkd) \quad (15)$$

$$S_{21} = S_{12} = \frac{1}{T_{11} + \frac{1}{2} \left(ikT_{12} + \frac{T_{21}}{ik} \right)} = \frac{1}{\cos(nkd) - \frac{i}{2} \left(z - \frac{1}{z} \right) \sin(nkd)} \quad (16)$$

(15)(16)式から、メタマテリアルフィルムの誘電率および透磁率は、 S パラメータの各要素を用いて、以下のように抽出される。

$$n = \sqrt{\varepsilon} \sqrt{\mu} = \frac{1}{kd} \operatorname{Arccos} \left[\frac{1}{2S_{21}} (1 - S_{11}^2 + S_{21}^2) \right] \quad (17)$$

$$z = \frac{\sqrt{\mu}}{\sqrt{\varepsilon}} = \sqrt{\frac{(1 + S_{11})^2 - S_{21}^2}{(1 - S_{11})^2 - S_{21}^2}} \quad (18)$$

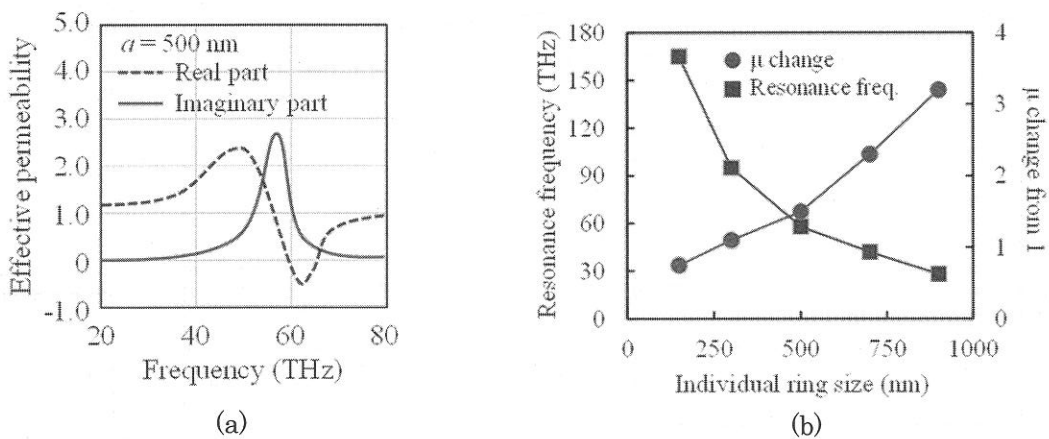


図8 メタマテリアルフィルムの光学定数

- (a) 赤外フーリエ分光を用いたメタマテリアルフィルムの測定結果から再構成された透磁率の周波数依存性 ($a=500\text{nm}$ のメタマテリアルフィルムに対して)。
- (b) メタマテリアルフィルムの共振周波数と透磁率変化のリングサイズ依存性。

一例として、 $a=500\text{ nm}$ のリングが内包されたメタマテリアルフィルムにおいて、(17)(18)式を用いて、誘電率・透磁率の抽出を行った結果を図 8a に示す。これにより、LC 共振が起きている周波数近傍において透磁率が大きく変化していることが見て取れた。併せて、図 8b にメタマテリアルフィルムの動作周波数 (= C 型リングの共振周波数) とその近傍における透磁率変化のリングサイズ依存性を示す。リングサイズの減少に伴って、入射波とメタマテリアルフィルムの相互作用が低下するため透磁率変化は少なくなっていくものの、光帯域まで動作周波数が伸びていることが分かる。

4. まとめ

本稿では、まず典型的な変換光学の理論を復習し、その実現に有効であろうメタマテリアルを内包した有機薄膜フィルム—メタマテリアルフィルム—の解説を行った。メタマテリアルフィルムの特徴は、膜厚 $1\ \mu\text{m}$ 以下の有機薄膜内にメタマテリアルを内包することで、所望の光学特性を持ったフィルムを実現できる点にある。本フィルムを重ね合わせることで、光学迷彩に必要な誘電率・透磁率の 3 次元分布を、簡易に作り出すことが可能となる。

参考文献

- 1) S. Myoga, T. Amemiya, A. Ishikawa, N. Nishiyama, T. Tanaka, S. Arai, "Carrier-concentration-dependent resonance frequency shift in a metamaterial loaded semiconductor," *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 29, No. 8, pp. 2110-2115, 2012.
- 2) T. Amemiya, T. Shindo, D. Takahashi, S. Myoga, N. Nishiyama, S. Arai, "Nonunity permeability in metamaterial-based GaInAsP/InP multimode interferometers," *Optics Letters*, Vol. 36, No. 12, pp. 2327-2329, 2011.
- 3) T. Amemiya, A. Ishikawa, T. Kanazawa, J. Kang, N. Nishiyama, Y. Miyamoto, T. Tanaka, S. Arai, "Permeability-controlled Optical Modulator with Tri-gate Metamaterial: Control of Permeability on InP-based Photonic Integration Platform," *Scientific Reports*, Vol. 5, Issue 8985, 2015.
- 4) S. A. Ramakrishna and T. M. Grzegorzczak, *Physics and Applications of Negative Refractive Index Materials*, CRC Press and SPIE Press, 2008.
- 5) F. Capolino, *Metamaterials Handbook - Two Volume Slipcase Set*, CRC Press, 2009.
- 6) U. Leonhardt, and T. G. Philbin, *Geometry and Light: The Science of Invisibility*, Dover Books on Physics, 2012.
- 7) F. Monticone, and A. Alù, "Invisibility Exposed: Physical Bounds on Passive Cloaking," *Optica*, Vol. 3, No. 7, pp. 718-724, 2016.
- 8) エリ・デ・ランダウ, イェ・エム・リフシッツ, 場の古典論, 東京図書株式会社, pp. 285-287, 2010
- 9) X. Ni, Z. J. Wong, M. Mrejen, Y. Wang, and X. Zhang, "An ultrathin invisibility skin cloak for visible light," *Science*, vol. 349, no. 6254, pp. 1310-1314, 2015.
- 10) T. Ergin, N. Stenger, P. Brenner, J. B. Pendry, and M. Wegener, "Three-Dimensional Invisibility Cloak at Optical Wavelengths," *Science*, vol. 328, 337, 2010.
- 11) 浦上達宣, 岡崎真喜, 福川健一, 雨宮智宏, "メタマテリアルフィルム及びその製造方法," 特願 2016-55866.
- 12) T. Amemiya, T. Kanazawa, T. Urakami, A. Ishikawa, N. Hojo, A. Yasui, N. Nishiyama, T. Tanaka, and S. Arai, "Metafilm: metamaterial array embedded in organic thin film," *The Conference on Lasers and Electro-Optics 2016 (CLEO 2016)*, FTh1D.2, Jun. 2016.
- 13) D. R. Smith, D. C. Vier, Th. Koschny, and C. M. Soukoulis, "Electromagnetic parameter retrieval from inhomogeneous metamaterials," *Phys. Rev. E*, vol. 71, 036617, 2005.



雨宮智宏 AMEMIYA, Tomohiro
東京工業大学 科学技術創成研究院 未来産業技術研究所 助教
〒152-8552 東京都目黒区大岡山 2-12-1 南9号館 707



金澤 徹 KANAZAWA, Toru
東京工業大学 工学院電気電子系 助教
〒152-8552 東京都目黒区大岡山 2-12-1 南9号館 706



平谷拓生 HIRATANI, Takuo
東京工業大学 工学院電気電子系 博士課程
〒152-8552 東京都目黒区大岡山 2-12-1 南9号館 706



西山伸彦 NISHIYAMA, Nobuhiko
東京工業大学 工学院電気電子系 准教授
〒152-8552 東京都目黒区大岡山 2-12-1 南9号館 701



荒井滋久 ARAI, Shigehisa
東京工業大学 科学技術創成研究院 未来産業技術研究所 教授
〒152-8552 東京都目黒区大岡山 2-12-1 南9号館 704



浦上達宣 URAKAMI, Tatsuhiko
三井化学株式会社 機能材料研究所 主席研究員
〒299-0265 千葉県袖ヶ浦市長浦 580-32



田中拓男 TANAKA, Takuo
理化学研究所 田中メタマテリアル研究室 准主任研究員
〒351-0198 埼玉県和光市広沢 2-1



石川 篤 ISHIKAWA, Atsushi
岡山大学 大学院自然科学研究科 産業創成工学専攻 助教
〒700-8530 岡山県岡山市津島中 3-1-1 工学部 3号館 E305