

電磁メタマテリアルの基礎とテラヘルツ領域での応用紹介

宮丸文章^{1,2}, 中田陽介²

¹ 信州大学 学術研究院 理学系

² 信州大学 環境・エネルギー材料科学研究所

概要

メタマテリアルとは広義には、自然界に存在しない材料、または、自然界に存在する材料を超えた材料を指します。それらの中で、特に材料の電磁気的な応答に着目したものを電磁メタマテリアルと呼び、他の音響メタマテリアルや力学的なメタマテリアルと区別します。本講演では、電磁メタマテリアルについて紹介します。

まずメタマテリアルの基本的な概念を説明し、電磁メタマテリアルとしてどのようなものが主に研究されているかを紹介します。ほとんどの電磁メタマテリアルは、対象となる波長よりも小さい人工的な構造物を無数に集積することによって作製されていて、幾つかの構造について基本的な電磁気特性とその用途を説明します。メタマテリアル研究では、多種多様な構造体がいわれていますが、それらの構造の基本的な概念を理解することで、メタマテリアル設計の指針が得られるものと考えています。

後半では、メタマテリアルを用いた幾つかの光学素子開発に関する例を紹介します。本講演では、特にテラヘルツ領域に着目し、結合共振器系や自己補対系の構造を用いたメタマテリアルによって、テラヘルツ波の振幅や偏光、位相、群速度などを制御する光学素子の作製事例を紹介します。

1 はじめに

よく利用される光学素子として、レンズや波長板があります。例えばレンズを設計する際には、レンズの形状とともに適切な硝材を選ばなければなりません。一般的に屈折率が大きい硝材を選ぶと球面収差を小さくすることができますが、色分散が大きくなりがちです。逆に、色分散が小さい材料を選ぶと、屈折率が小さくなりがちになります。このように光学素子の設計において、材料で決まってしまう屈折率などによって設計の自由度が制限されてしまうことがあります。

材料自体の特性を変えるのが難しい場合、フォトニック結晶やメタマテリアルなどのように、構造によって所望の光学特性を得る方法があります。フォトニック結晶は、対象と

なる電磁波の波長程度の周期性を利用することにより光学特性を制御します。メタマテリアルは、波長よりも小さい構造によって光学特性を制御することが特徴的です。但し、メタマテリアルの定義として明確なものではなく、近年、広義にはメタマテリアルと呼ばれるものが増えていますので、こういったものがメタマテリアルと呼ばれるのか一概には言えません。本講演では、主にサブ波長の構造が集積されたものをメタマテリアルとして紹介します。

2 メタマテリアルの基礎

2.1 有効誘電率と有効透磁率

古典電磁気学において物質の電磁気学的な特性は誘電率と透磁率によって表されます。物質は非常に多くの原子が集まって構成されていますが、それらの個々の原子と電磁波との相互作用をすべて考慮すると計算が非常に複雑になります。そこで古典電磁気学では、電磁波の波長が原子の大きさよりも十分に大きい場合に限って物質を均一なもののみとし、その全体的な応答を誘電率や透磁率で表します。これを粗視化と呼びます。

メタマテリアルではこのような粗視化を、波長よりも小さい構造体(メタアトムと呼びます)の集合体に対して同様に行います。その際に得られる電磁気学的な応答を表す量を、材料自体の誘電率や透磁率と区別して、有効誘電率及び有効透磁率と呼びます。メタアトムの大きさは電磁波の波長より小さいとはいえ、波長の大きさに近いものも多いですので、このような有効媒質近似がいつも適用できるわけではありませんが、それでもこの考え方はメタマテリアル設計に有益な示唆を与えます。

2.2 特徴ある光学特性の例 -負の屈折率-

構造によって有効誘電率や有効透磁率を制御することができると、従来の媒質とは異なった特性を得ることができます。特に、テラヘルツ領域以上の高周波数領域の電磁波においては、通常の媒質における比透磁率は1とみなされていて、比誘電率のみによって屈折率が決まっていた。その場合、例えば比誘電率の実部のみを考えたとき、その値が正のとき屈折率は正の実数となりますが、負のときは屈折率は純虚数となり媒質へ進入することができなくなります。

一方、メタマテリアルにおいて有効誘電率と有効透磁率を自由に制御し、両方の値を負にした場合、有効屈折率を負の値にすることができます。このような媒質は負屈折率媒質と呼ばれ、自然界には存在しない媒質です。負屈折率媒質と通常の媒質(空気など)との界面においてもスネルの法則は成立するので、その界面において光が屈折する際の屈折角は負の値になります。また負屈折率媒質内の波数の方向はポインティングベクトルの方向

と逆向きになります。このような一見奇妙に思われる光の振る舞いは、理論的には研究されていましたが [1], メタマテリアルを用いて有効誘電率や有効透磁率を制御することによって、実験的にも検証されるようになってきました [2-4]。

2.3 有効透磁率の制御

有効誘電率に加え、有効透磁率を制御することによって自然界に存在しない有効媒質を得ることができると前節で述べました。ここでは有効透磁率を制御する方法の具体例を述べます。

有効透磁率の制御で最もよく利用されているのが分割リング共振器 (Split Ring Resonator: SRR) です [5,6]。模式図を図1に示します。

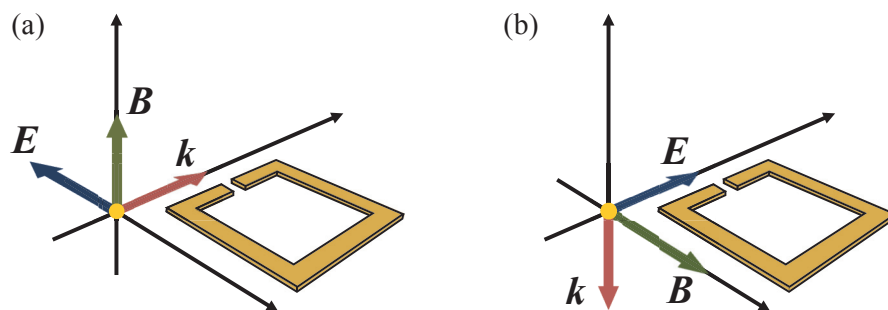


図 1: 分割リング共振器の模式図

金属のリングに1箇所ギャップが空いている構造です。ギャップの数が複数あったり、リングが2重になっていたりするものもありますが、ここでは最も単純な構造を示しています。実際のメタマテリアルでは、非常に多くのSRRが並んでいます。このようなSRRは共振器と考えることができ、図1(a)のような偏光配置で共鳴周波数の電磁波が入射したとき、入射磁場 B がSRR内を貫くことによって金属リングに周回電流が流れ、共鳴的な応答が現れます。この周回電流による共鳴モードを以後、LC共鳴モードと呼びます。このような入射磁場による応答は、有効透磁率が共鳴周波数付近でローレンツ型の分散をもつものと解釈することができます。振動子強度が十分に大きいとき、共鳴周波数よりも高周波数付近で有効透磁率が負の値をもつ場合があります。このように入射磁場による共鳴を用いることによって、有効透磁率を制御します。

2.4 SRRにおける複異方性

SRRは入射磁場だけでなく、入射電場によっても共鳴応答を示すことがあります。図1(b)のような偏光配置で共鳴周波数の電磁波が入射したとき、入射電場 E に平行な2本の

金属ライン (ギャップのある辺とその反対側の辺) に流れる電流の大きさに差が生まれるため、周回電流が流れ、LC 共鳴が生じます。これは電場によって磁気共鳴が励起されていると考えることができ、複異方性と呼ばれます [7,8]。このような複異方性によって、SRR の面に垂直な方向から電磁波を入射した場合でも磁気共鳴を励起することができ、メタ表面と呼ばれる 2次元のメタマテリアルにおいても、実験的に磁気共鳴を観測することができますようになります。実際、多くのメタ表面の研究に、複異方性による磁気共鳴励起が使用されています。

2.5 負屈折率媒質以外の有効媒質

2.2 節で負屈折率媒質について述べましたが、メタマテリアルによってそれ以外の有効媒質も実現されています。一例としてクローキング媒質が挙げられます [9,10]。日本語では透明マントと呼ばれていて、有効誘電率や有効透磁率の空間分布を制御することにより、ある物質を迂回するように電磁波を伝搬させ、その物体を見えなくします。

その他にも、有効誘電率の値が 0 に近い媒質 (epsilon-near-zero 媒質) [11,12] や、双極型分散媒質 [13–15] などが研究されています。双極型分散媒質とは極端に異方性を持った媒質で、例えば xy 面内を伝搬する電磁波に対して $\epsilon_x > 0$, $\epsilon_y < 0$ となるような媒質です。このとき、図 2 に示すように、ある周波数における x 方向の波数 k_x と y 方向の波数 k_y の関係が双曲線になります。このような媒質では、高波数の電磁波が伝搬できるようになるので、より小さい空間に電磁波を集めることができるようになります。

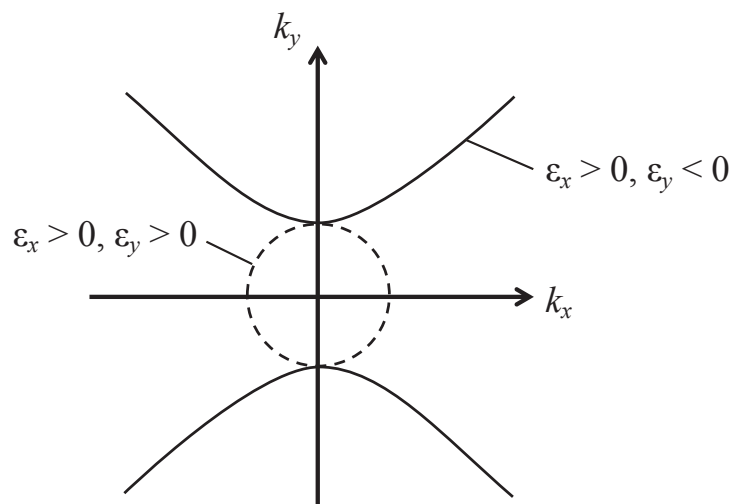


図 2: 通常の媒質 (破線) と双極型分散媒質 (実線) の $k_x - k_y$ の関係

2.6 有効媒質以外のメタマテリアルへの展開

3次元的な有効媒質とみなせるメタマテリアル以外にもメタマテリアル研究が展開されています。

メタアトムを2次元平面上に配置したものをメタ表面と呼びます。メタアトム構造を作製するのは2次元面上だけですので、3次元のメタマテリアルに比べて全体の構造はシンプルですが、多くの有益な特性を得ることができます。例えば、メタアトムとして共鳴構造が多く使われていますので、周波数フィルター(バンドパスまたはバンドストップフィルターなど)が実現できます。さらにメタ表面の基板として半導体を用いることにより、光学的 [16–18] または電氣的 [19,20] な外部刺激によってフィルター特性を変調することもできます。また、MEMS技術を利用して、力学的に変調する研究も報告されています [21]。その他、メタアトムによって電磁波の位相が変化する特性を利用して、偏光制御素子などに利用する研究や [22–24]、入射した電磁波の電場と磁場の両方に応答する構造を作製することによって、反射ロスを極力少なくして波面や偏光を自由に制御する Huygens メタ表面と呼ばれるメタ表面の研究も報告されています [25,26]。

これらのように、有効媒質以外にもメタマテリアルの研究範囲は年々広がっています。次節以降では、幾つかの具体的な研究例について紹介したいと思います。特に、テラヘルツ領域の電磁波に対して応答を示すメタマテリアルの例を紹介します。

3 テラヘルツ領域のメタマテリアル

テラヘルツ領域の明確な定義はありませんが、周波数でいうとおよそ 0.1~10 THz の範囲(波長でいうと 30~3000 μm) の電磁波領域です。テラヘルツ領域は他の周波数領域と比べて、よい光源や検出器が少なかった領域ですが、ここ 20 年ほどの技術開発によって、十分に強い光源 [27,28] やテラヘルツ用カメラなどが開発されてきました。しかしながら、テラヘルツ領域で使用できる光学素子は、可視光領域などと比べてまだまだ少ないのが現状です。そこでメタマテリアルを用いてテラヘルツ領域の光学素子を開発することが重要になります。メタマテリアルを用いることによって、これまでテラヘルツ領域で得ることができなかった光学特性を実現できる可能性が広がります。

3.1 結合共振器型メタマテリアル

Yen らは、テラヘルツ領域に共鳴周波数を持つ SRR を作製し、テラヘルツ波による磁気応答を観測しました [29]。それ以後、テラヘルツメタマテリアルに関する非常に多くの報告がされ、メタアトムの構造もより複雑になっていきました。多様なメタマテリアル構造の一つとして2つの異なるメタアトムを近接させ、それらの共鳴モードを結合させるこ

とにより新たな共鳴モードを得ることを目的とした、結合共振器型メタマテリアルがあります。

一般的に、共鳴周波数が近い2つの共振器を結合させることにより、それぞれの共振器の元の固有モードとは異なる2つの結合モードが形成されます。メタマテリアルでは、このとき透過率(または反射率)と位相のスペクトルが、個々のメタアトムにおけるスペクトルと異なります。

結合共振器の具体的な例として、Liu らが作製したメタマテリアルを図 3(a) に示します [30]。

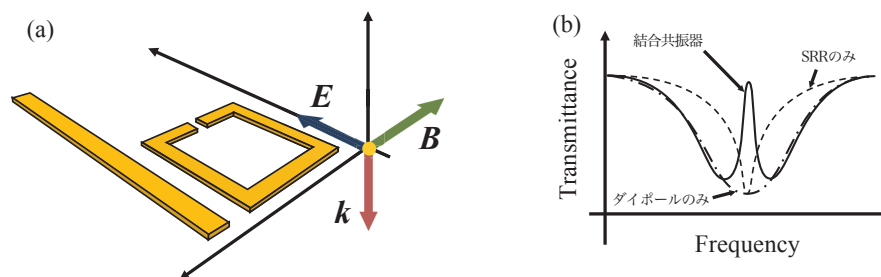


図 3: (a) 結合共振器の模式図。(b) 結合共振器の透過スペクトルの例 (実線)。ダイポールのみでの透過スペクトル (一点破線)。偏光が (a) で示したものと 90 度回転した場合の SRR のみの透過スペクトル (点線)。

一つのダイポールと一つの SRR を近接して配置しています。Liu らは、ダイポールの両側に SRR を配置していますが、簡単のため片側だけ示しています。ダイポールの最低次の共鳴モードの共鳴周波数と、SRR の LC 共鳴モードの共鳴周波数がほぼ等しくなるようにそれぞれのサイズを設計しています。ダイポール単独の透過スペクトルの模式図を図 3(b) に一点破線で示しています。このとき図 3(a) のような偏光配置で電磁波を垂直に入射します。入射電場はダイポールの共振モードを励起します。一方、入射磁場は SRR の面に平行で、かつ入射電場に対して SRR は鏡面对称であるため、LC 共鳴モードは励起されません。図 3(b) には、入射偏光が図 3(a) で示したものと 90 度回転した場合の SRR の透過スペクトルを参考までに点線で示しています。SRR の LC 共鳴モードは、近接しているダイポールの共鳴モードに伴う磁場成分によって励起されます。励起された LC 共鳴モードは、ダイポールの共鳴モードに影響を与え、最終的に両者が結合したモードになります。両者が結合したときの透過スペクトルは図 3(b) の実線のようにになります。それぞれ単独の透過スペクトルとは異なり、線幅の広いディップの中央に透過窓があるようなスペクトルになっています。このようなスペクトルは、電磁誘起透明化 (Electromagnetically induced transparency: EIT) で観測されるスペクトルと似ていることから、古典電磁気学のメタマテリアルによって量子現象である EIT を模擬しているものと考えられます。また量子現象である EIT も単純化すると 2 つの共鳴モードの結合の結果生じていると

いうアナロジーが適用されます。このようなメタマテリアルを用いて、電磁波をメタマテリアル内に保存し、その後再生するといった応用例が報告されています [31]。但し、コントロール光によって結合が誘起されるということまでメタマテリアルで模擬する場合は、上記のような簡単な構造では模擬することが出来ません。そのような真の電磁誘起透明化のメタマテリアルでの実現には非線形光学現象を取り入れなければならず、中西らによって詳細な原理の説明と実験が報告されています [32]。

上記のような結合モードは、異なる2つのメタアトムのみで構成されるだけでなく、同じメタアトムの組み合わせによっても生じることがあります。図4のような構造を単位構造としたメタマテリアルを考えます [33]。

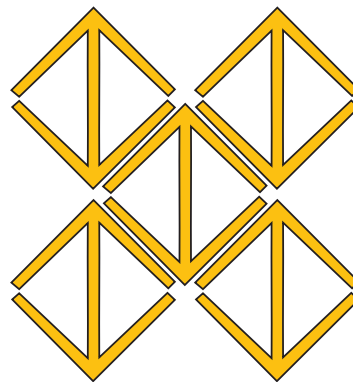


図 4: 同一メタアトムによる結合共振器の単位構造

5つのメタアトムから構成されていますが、四隅の4つのメタアトムを狭い周期のメタマテリアルの構成要素と考えますと、真ん中のメタアトムが無いときは、通常の周期的なメタマテリアルと同様に単純な共鳴モードが観測されます。それに対し、真ん中に1つメタアトムを加えることによって結合モードが生じ、その結果、透過スペクトルが変化します。このように、すべて等しいメタアトムを用いた場合でも、それらの配置によって結合モードを形成することができるようになります。

3.2 自己補対構造のメタマテリアル

3.2.1 バビネの原理

図1で示したようなSRRの金属部分と空気部分を逆転させた構造を考え、ネガ型と呼ぶことにします。それに対し、通常のをポジ型と呼ぶことにします。今、真空中に置かれた吸収がない完全導体で形成されたあるパターンとそれをネガ-ポジ反転したパターンを考えます。互いに反転したこれら2つの振幅透過率(t_p, t_n)を合わせると1になります。

$$t_p + t_n = 1 \quad (1)$$

これをバビネの原理と言います。但し、電磁波の場合偏光を考える必要があり、ポジ型とネガ型の入射電場と入射磁場を入れ替えた状態でバビネの原理が成り立ちます。強度透過率の関係は、

$$T_p + T_n = 1 \quad (2)$$

となります。

3.2.2 自己補対構造

ポジ型とネガ型は互いに反転した構造ですが、自分自身の反転構造が自分自身になるものを自己補対構造と呼びます。ここでは図5(a)に示したようなチェッカーボード型の自己補対構造を考えます。

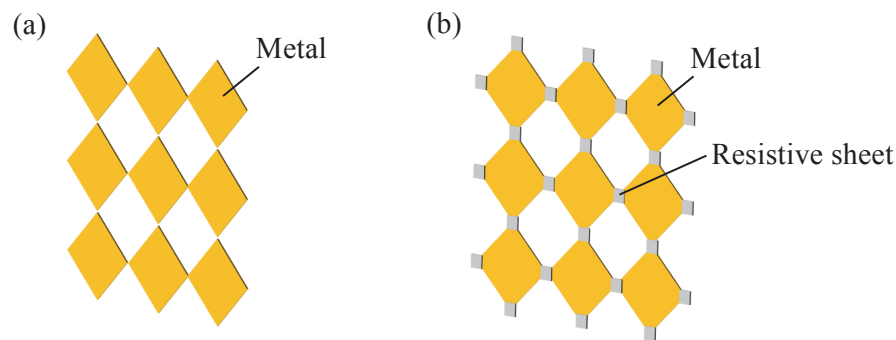


図 5: (a) 理想的な自己補対構造。(b) 抵抗シートが導入された自己補対構造。

自己補対構造では、 t_p と t_n は等しくなりますので、 $t_p = t_n = 1/2$ となります。しかしこのとき、 $T_p = T_n = 1/4$ となり、全体の $1/2$ の強度分が余ってしまいます。これは、吸収がない場合、理想的な自己補対構造は物理的に実現できないことを意味しています。

3.2.3 バビネの原理の拡張

上記で考えていたバビネの原理では吸収を考慮していませんでしたが、吸収を考慮することによって自己補対構造を実現することができるようになります。中田らは、図5(b)に示すような自己補対構造を提案しました [34]。それぞれの四角形の接点にシートインピーダンスが $Z_c = Z_0/2$ (Z_0 は真空のインピーダンス) となる抵抗シートを導入しています。このような自己補対構造では、透過強度は周波数に依存せず $1/4$ となります。前節の吸収がない場合において余っていた $1/2$ の強度の電磁波は、接点の抵抗シートに吸収されることとなります。浦出らによって、この自己補対構造の透過・吸収特性は実験的にも確認されています [35]。このように、バビネの原理を吸収がある場合まで拡張することにより、自己補対構造を実現することができるようになりました。

さらに自己補対構造をベースとした振幅、偏光スイッチング素子が、主に中田と浦出によって研究され、いくつかの報告がされています [36–38]。講演では、それらの詳細も紹介したいと思います。

参考文献

- [1] V. G. Veselago, *Sov. Phys. Usp* **10**, 509 (1968).
- [2] R. A. Shelby, D. R. Smith, S. C. Nemat-Nasser, and S. Schultz, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 489 (2001).
- [3] R. A. Shelby, D. R. Smith, and S. Schultz, *Science* **292**, 77 (2001).
- [4] C. G. Parazzoli, R. B. Gregor, K. Li, B. E. C. Koltenbah, and M. Tanielian, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 107401 (2003).
- [5] W. N. Hardry and L. A. Whitehead, *Rev. Sci. Instrum.* **52**, 213 (1981).
- [6] J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins, and W. J. Stewart, *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.* **47**, 2075 (1999).
- [7] R. Marques, F. Medina, and R. Rafii-El-Idrissi, *Phys. Rev. B* **65**, 144440 (2002).
- [8] W. J. Padilla, A. J. Taylor, C. Highstrete, M. Lee, R. D. Averitt, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 107401 (2006).
- [9] J. B. Pendry, D. Schurig, and D. R. Smith, *Science* **312**, 1780 (2006).
- [10] D. Schurig, J. J. Mock, B. J. Justice, S. A. Cummer, J. B. Pendry, A. F. Starr, and D. R. Smith, *Science* **314**, 977 (2006).
- [11] A. Alu, M. G. Silveirinha, A. Salandrino, and N. Engheta, *Phys. Rev. B* **75**, 155410 (2007).
- [12] R. Liu, Q. Cheng, T. Hand, J. J. Mock, T. J. Cui, S. A. Cummer, and D. R. Smith, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 023903 (2008).
- [13] Z. Jacob, L. V. Alekseyev, and E. Narimanov, *Opt. Express* **14**, 8247 (2006).
- [14] Z. Liu, H. Lee, Y. Xiong, C. Sun, and X. Zhang, *Science* **315**, 1686 (2007).
- [15] J. Yao, Z. Liu, Y. Liu, Y. Wang, C. Sun, G. Bartal, A. M. Stacy and X. Zhang, *Science* **321**, 930 (2008).
- [16] H.-T. Chen, J. F. O'Hara, A. K. Azad, A. J. Taylor, R. D. Averitt, D. B. Shrekenhamer, and W. J. Padilla, *Nat. Photo.* **2**, 295 (2008).
- [17] J.-M. Manceau, N.-H. Shen, M. Kafesaki, C. M. Soukoulis, and S. Tzortzakis, *Appl. Phys. Lett.* **96**, 021111 (2010).

- [18] N.-H. Shen, M. Massaouti, M. Gokkavas, J.-M. Manceau, E. Ozbay, M. Kafesaki, T. Koschny, S. Tzortzakis, and C. M. Soukoulis, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 037403 (2011).
- [19] H.-T. Chen, W. J. Padilla, J. M. O. Zide, A. C. Gossard, A. J. Taylor, and R. D. Averitt, *Nature* **444**, 597 (2006).
- [20] H.-T. Chen, W. J. Padilla, M. J. Cich, A. K. Azad, R. D. Averitt, and A. J. Taylor, *Nat. Photo.* **3**, 148 (2009).
- [21] H. Tao, A. C. Strikwerda, K. Fan, W. J. Padilla, X. Zhang, and R. D. Averitt, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 147401 (2009).
- [22] N. Yu, P. Genevet, M. A. Kats, F. Aieta, J.-P. Tetienne, F. Capasso, and Z. Gaburro, *Science* **334**, 333 (2011).
- [23] N. Yu and F. Capasso, *Nat. Mat.* **13**, 139 (2014).
- [24] C. Pfeiffer, C. Zhang, V. Ray, L. J. Guo, and A. Grbic, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 023902 (2014).
- [25] C. Pfeiffer and A. Grbic, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 197401 (2013).
- [26] Y. Nakata, Y. Taira, T. Nakanishi, and F. Miyamaru, *Opt. Express* **25**, 2107 (2017).
- [27] A. G. Stepanov, J. Hebling, and J. Kuhl, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 3000 (2003).
- [28] H. Hirori, A. Doi, F. Blanchard, and K. Tanaka, *Appl. Phys. Lett.* **98**, 091106 (2011).
- [29] T. J. Yen, W. J. Padilla, N. Fang, D. C. Vier, D. R. Smith, J. B. Pendry, D. N. Basov, and X. Zhang, *Science* **303**, 1494 (2004).
- [30] X. Liu, J. Gu, R. Singh, Y. Ma, J. Zhu, Z. Tian, M. He, J. Han, and W. Zhang, *Appl. Phys. Lett.* **100**, 131101 (2012).
- [31] T. Nakanishi, T. Otani, Y. Tamayama, and M. Kitano, *Phys. Rev. B* **87**, 161110(R) (2013).
- [32] T. Nakanishi and M. Kitano, *Phys. Rev. Appl.* **4**, 024013 (2015).
- [33] T. Nishida, Y. Nakata, F. Miyamaru, T. Nakanishi, and M. W. Takeda, *Appl. Phys. Express* **9**, 012201 (2016).
- [34] Y. Nakata, Y. Urade, T. Nakanishi, and M. Kitano, *Phys. Rev. B* **88**, 205138 (2013).
- [35] Y. Urade, Y. Nakata, T. Nakanishi, and M. Kitano, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 237401 (2015).
- [36] Y. Urade, Y. Nakata, K. Okimura, T. Nakanishi, F. Miyamaru, M. W. Takeda, and M. Kitano, *Opt. Express* **24**, 4405 (2016).
- [37] Y. Nakata, Y. Urade, K. Okimura, T. Nakanishi, F. Miyamaru, M. W. Takeda, and M. Kitano, *Phys. Rev. Appl.* **6**, 044022 (2016).
- [38] Y. Urade, Y. Nakata, T. Nakanishi, M. Kitano, *EPJ Appl. Metamat.* **4**, 2 (2017).