

積層型メタルスリットアレイにおけるブルーシフトモードとスペクトル異常

徳田安紀¹⁾, 坂口浩一郎¹⁾, 渡辺将伍²⁾, 中嶋誠³⁾

- 1) 岡山県立大学 情報工学部 情報通信工学科
- 2) 岡山県立大学大学院 情報系工学研究科 システム工学専攻
- 3) 大阪大学 レーザー科学研究所

1. はじめに

金属板に周期的に貫通した溝を切ったメタルスリットアレイは、そのスリット周期が電磁波の波長より短いとき、たとえその体積のほとんどを金属が占めていても誘電体のような性質を示すことが知られている[1,2]. しかし、この擬似的な誘電体からなる積層構造における光学共鳴モードの振舞いは、必ずしもそれと等価な誘電体多層膜と同じではない[3-6].

我々は、このような人工誘電体系が示す特異な性質をテラヘルツ波の制御に応用することを検討している[6-11]. 本研究では、メタルスリットアレイで空気層を挟んだ構造の透過特性において、偶数次の共鳴モードが示すブルーシフト現象[3]に注目し、その振舞いに対する物理的メカニズムをシミュレーションを用いて明らかにした.

2. 構造とシミュレーション方法

図1に検討したメタルスリットアレイ構造の模式図を示す. 上下のスリットアレイの構造は同一で、スリットの高さを h , 周期を d , 幅を w とし、上下のアレイ間のエアギャップ幅を s とした.

本研究では、時間領域有限差分 (Finite-Difference Time-Domain: FDTD) 法を用いて、金属部を完全導体と仮定し、 y 方向の磁場成分をもつ TM 波を z 方向に沿って垂直に入射させた場合の透過特性をいろいろなスリット幅に対してシミュレーションした.

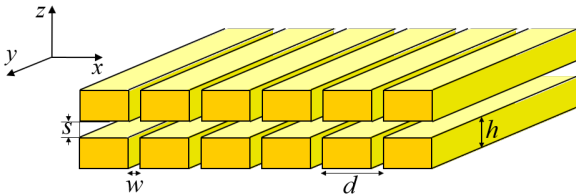


図1 二段型のメタルスリットアレイ構造

3. 結果と考察

3-1 ブルーシフトモードに対する臨界周波数

図2は、 $h = 1000 \mu\text{m}$, $d = 500 \mu\text{m}$, $w = 100 \mu\text{m}$ のメタルスリットアレイの二段構造に対する透過スペクトルのエアギャップ幅 s 依存性を示したものである. c/d で与えられる回折限界周波数 f_{RW} 以下で強い共鳴モードがみられるが、 f_c で示した周波数以上で4次モードは二つのモードに分裂し、6次モードはエ

アギャップが広がるにつれ、その周波数が高くなっている、すなわちブルーシフトしていることが分かる. また、 s が 125 と 220 μm 付近でみられるモード消失現象は、ブルーシフトした4次と6次の偶数次モードが、それぞれ、その上の5次と7次の奇数次モードと周波数的にぶつかり、破壊的な干渉によって生じている[4].

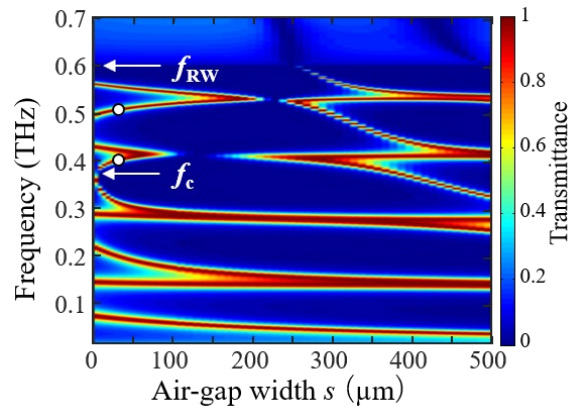


図2 透過スペクトルのエアギャップ幅依存性

最近の研究で、我々はこの臨界周波数 f_c が

$$f_c = c/2(d-w) \quad (1)$$

で表されることが示した[5]. ここで、 f_c に対応する偶数次モードのブルーシフトに対する臨界波長を λ_c とするとき、(1)式は、

$$\lambda_c/2 = d-w \quad (2)$$

と書き替えられる. (2)式から、ブルーシフトが生じるためには、共鳴波長の半分が金属で上下を挟まれた導波路部分に収まる必要があることが分かる.

本研究では、この臨界周波数 f_c に関する物理的意味を視覚的に理解するために、FDTD シミュレーションにより磁場分布 H_y を計算した. 図3に、図2において白丸でマークした位置の4次と6次モードに対する磁場分布の計算結果を示した. ここで、図中の矢印はスリットを繋ぐ横方向の導波路における磁場分布の節の位置を示す.

(2)式より、 f_c から高く離れた共鳴モードほどその半波長は金属の部分の長さ $d-w$ より短くなり、分布の節の位置は導波路内に入り込むことが予想さ

れる．実際に， f_c に近い4次モードに対する節の位置は導波路端に非常に近い位置にあるが[図3(a)]， f_c より十分高い6次モードの節の位置は導波路内にかなり入り込んでいることが確認できる[図3(b)]．

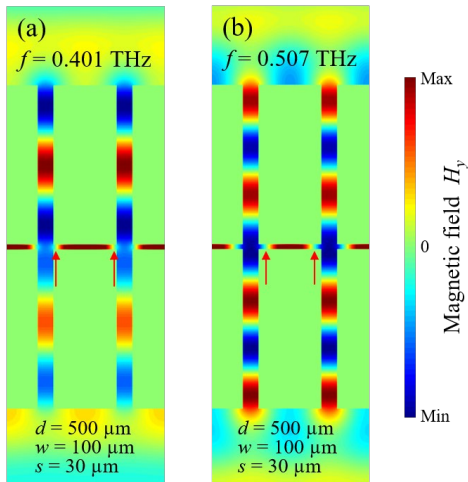


図3 共鳴モードの磁場分布 (H_y)．(a) 4次モード (0.401 THz)と(b) 6次モード (0.507 THz)．

3-2 透過スペクトルにおける異常

次に，わずかにギャップを開いた状態に対する透過スペクトルについて調べた．図4に， $h = 1000 \mu\text{m}$ ， $d = 500 \mu\text{m}$ で，いろいろなスリット幅 w に対する $s = 0.4 \mu\text{m}$ の透過スペクトルを示す．図中に矢印で示したように， w が10から250 μm のスペクトルにおいて通常の透過スペクトルではみられない異常なディップがみられた．その周波数は w が広がるにつれて上昇し， w がスリット周期 d の半分の250 μm で0.6 THz，すなわち回折限界周波数 f_{RW} にほぼ一致している．そして， $w = 300 \mu\text{m}$ では f_c は f_{RW} を超えるため確認できなくなっている．一方， w が0に近づけば， f_c は0.3 THz，すなわち， $f_{RW}/2$ に近づいていくように見える．

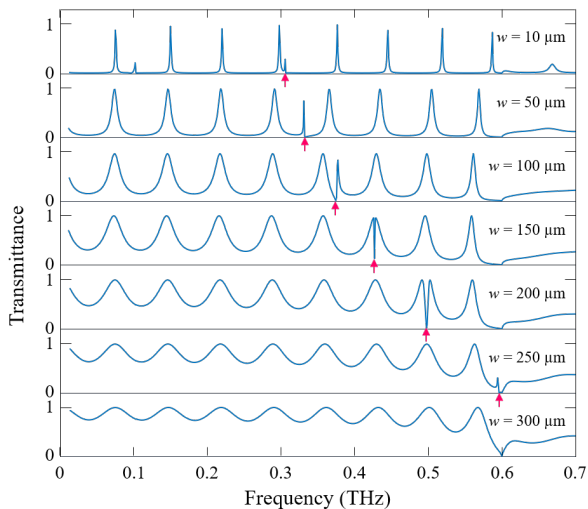


図4 透過スペクトルのスリット幅依存性 ($s = 0.4 \mu\text{m}$)

図5は，(1)式と図4のスペクトルから読みとった f_c の値をプロットしたもので，全ての w の値に対し

て極めてよく一致していることが分かる．これより，透過スペクトルにみられる異常なディップは偶数次モードのブルーシフトに起因していることが分かった．

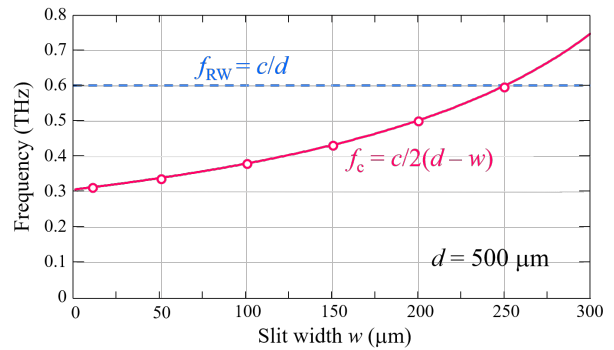


図5 偶数次モードのブルーシフトに対する臨界周波数 f_c のスリット幅依存性

4. まとめ

スリットの回折限界周波数以下で擬似的な誘電体とみなせるメタルスリットアレイからなる積層構造の透過特性のスリット幅依存性についてシミュレーションを用いて調べた．多段化したときに生じる偶数次モードのブルーシフトに対する臨界周波数を与える式の意味を磁場分布の計算から視覚的に明らかにした．また，透過スペクトルに現れる異常なディップの周波数は，その臨界周波数に一致することを示した．

謝辞

本研究の一部はJSPS 科研費 JP16K04982 助成を受けて行った．

【参考文献】

- [1] J. T. Shen, P. B. Catrysse, and S. Fan, Phys. Rev. Lett., **94**, 197401 (2005).
- [2] Y. Tokuda, K. Sakaguchi, K. Takano, T. Fukushima, and M. Hangyo, J. Appl. Phys. **115**, 243104 (2014).
- [3] Y. Tokuda, K. Sakaguchi, K. Takano, Y. Yamaguchi, and T. Fukushima, Appl. Phys. Express, **9**, 032201 (2016).
- [4] Y. Tokuda, K. Sakaguchi, Y. Yamaguchi, and K. Takano, AIP Advances **7**, 035209 (2017).
- [5] Y. Tokuda, K. Takano, K. Sakaguchi, K. Kato, M. Nakajima, and K. Akiyama, J. Appl. Phys. **123**, 183102 (2018).
- [6] Y. Tokuda, K. Sakaguchi, S. Watanabe, K. Kato, K. Takano, M. Nakajima, and K. Akiyama, Jpn. J. Appl. Phys. **58**, 122004 (2019).
- [7] Y. Tokuda, H. Takaiwa, K. Sakaguchi, Y. Yakiyama, K. Takano, K. Akiyama, T. Fukushima, and M. Hangyo, Appl. Phys. Express, **5**, 042502 (2012).
- [8] Y. Tokuda, K. Sakaguchi, K. Takano, T. Fukushima, and M. Hangyo, AIP Advances **2**, 042112 (2012).
- [9] Y. Tokuda, K. Sakaguchi, T. Nishihara, K. Takano, T. Fukushima, and M. Hangyo, Appl. Phys. Express, **6**, 062602 (2013).
- [10] Y. Tokuda, K. Takano, Y. Yamaguchi, K. Sakaguchi, and M. Nakajima, Jpn. J. Appl. Phys. **56**, 030306 (2017).
- [11] Y. Tokuda, K. Takano, K. Sakaguchi, K. Kato, M. Nakajima, and K. Akiyama, AIP Advances **8**, 095305 (2018).