

金属V溝テーパ導波路のTHzモード解析

栗原一嘉¹、山本晃司¹、谷正彦¹、栗島史欣²、森川治³
 福井大学¹、福井工業大学²、海上保安大学校³

周波数 1 THz の電磁波は、波長が 0.3 mm であるので、およそ半波長 0.15 mm のサブミリ寸法で回折限界に達する。回折限界の問題の 1 つは、入射パワー (W) に対するパワー密度 (W/cm^2) に上限が存在することである。これは、非線形光学効果を用いた THz パルス波検出の電気光学 (EO) サンプリングにおいて、検出感度を強く制限するものとなる。この制限を回避するのに、金属 V 溝構造をした金属テーパ導波路を使って、回折限界を超えて直線偏光 THz 波を超集束させる方法がある。その有用性は、既に、EO サンプリングにおいて実証されている[1]。本稿では、金属 V 溝テーパ導波路の理論的な側面に関して、我々の取り組みに関して報告する。

金属 V 溝テーパ導波路の THz モード解析は、マイクロ波における扇形ホーンアンテナのモード解析にまで遡ることができる[2]。これをそのまま THz 波領域に適用する問題点は、金属誘電率の周波数依存性を考慮できない点にある。マイクロ波導波管のモード解析では、金属を完全導体として近似するのが常套手段であって、金属誘電率の値を理論に入れて計算できない。つまり、マイクロ波導波管のモード解析では分散効果は無視されている。分散効果を考慮するためには、金属誘電率を入れて金属導波路を計算する必要があり、表面プラズモンに基づいた扱いを要する。

表面プラズモンに基づいた金属 V 溝テーパ導波路の理論は、光領域で報告されている[3]。この光領域の理論を THz 領域へ拡張するのが、我々の基本方針である。光と THz の両領域で理論的に別物として扱うのは、金属の誘電率の値が大きく違うからである。例えば、波長 780 nm の Au 誘電率は $-20.6 + i1.57$ であるのに対し、1 THz の Al 誘電率は $(-3.2 + i67) \times 10^4$ である。このことは、金属に関して、光領域では、負の誘電体として扱えるのに対して、THz 領域では、虚数の誘電体として扱うべきであることを示唆している。したがって、同じ金属 V 溝テーパ導波路でも、光領域では負誘電体の導波路として、THz 領域では虚数誘電体の導波路として振る舞い、両者の特性は大きく異なる点に注意しなければならない。

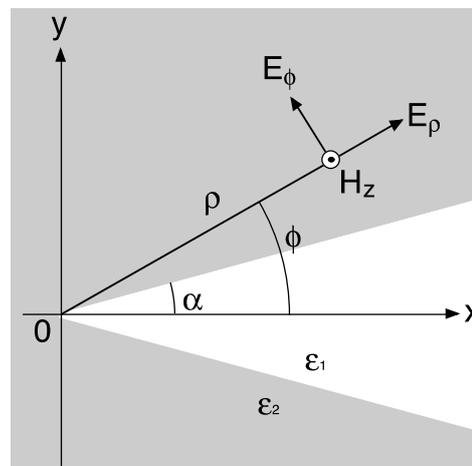


図1 金属V溝テーパ導波路の座標系。ε₁ と ε₂ は、それぞれ、誘電体と金属の誘電率である。

上記理論[3]の大きな特徴は、波動方程式を不完全に変数分離した解を仮定して解くことにある。図1に、設定した円柱座標系を示す。超集束は TM モードで生じるので、磁場は z 成分 $H_z(\rho, \phi)$ のみとなる。マクスウェル方程式から導かれる波動方程式は

$$(1) \quad \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial H_z(\rho, \phi)}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 H_z(\rho, \phi)}{\partial \phi^2} + \varepsilon_j \frac{\omega^2}{c^2} H_z(\rho, \phi) = 0, \quad j=1,2$$

となる。ここで、 c は光速、 ω は角周波数、 ε_1 と ε_2 は、それぞれ、誘電体と金属の誘電率である。この波動方程式を解くために、磁場 $H_z(\rho, \phi)$ の解として、不完全に変数分離した解

$$(2) \quad H_z(\rho, \phi) = R(\rho)Q(\phi, \rho), \quad Q(\alpha, \rho) = 1$$

を仮定する。動径関数 $R(\rho)$ は動径 ρ だけの関数だが、角度関数 $Q(\phi, \rho)$ は角度 ϕ だけでなく動径 ρ の関数にもなっている点に注意する。なお、角度関数を一意的に決めるために補足条件 $Q(\alpha, \rho) = 1$ がある。このような解を仮定する理由は、金属 V 溝テーパ導波路での先端と無限遠における 2 点の解が分かっていることによる。式(2)を式(1)に代入して、左辺に動径 ρ だけの関数だけを集め、右辺に角度 ϕ が入っている関数を集めると、動径 ρ だけの関数 $\zeta_j(\rho)$ に等しいと置ける。変数分離での分離定数になぞらえて、関数 $\zeta_j(\rho)$ を分離不変量と呼ぶことにする。これによって、動径関数 $R(\rho)$ の方程式と、主に角度関数 $Q(\phi, \rho)$ を含む方程式に分離できることになる。さらに、動径関数 $R(\rho)$ に関しては、誘電体と金属の領域で統一的に記述できる微分方程式に変形できることが分かり、統一された動径関数 $R_u(\rho)$ と、統一された分離不変量 $\zeta_u(\rho)$ が導入される。これらの微分方程式は摂動法を使わずには解けず、0 次の統一された動径方程式

$$(3) \quad \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} R_u^{(0)}(\rho) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} R_u^{(0)}(\rho) + \left(k_p^2 + \frac{\zeta_u^{(0)}(\rho)}{\rho^2} \right) R_u^{(0)}(\rho) = 0$$

および、0 次の角度方程式

$$(4) \quad \left. \begin{aligned} & \frac{\partial^2 Q^{(0)}(\phi, \rho)}{\partial \phi^2} - \{ \eta_j(\rho) \}^2 Q^{(0)}(\phi, \rho) = 0 \\ & \eta_j(\rho) = \sqrt{\beta_j^2 \rho^2 + \zeta_u^{(0)}(\rho)}, \quad \beta_j = \sqrt{k_p^2 - \varepsilon_j k_0^2} \end{aligned} \right\} j=1,2$$

を解くことになる。ここで、 k_p は平面構造での表面プラズモンの波数 $k_p = k_0 \sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_2 / (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}$ 、 k_0 は自由空間での波数 $k_0 = \omega/c (= 2\pi/\lambda_0)$ である。 λ_0 は自由空間中の波長である。角度関数 $Q^{(0)}(\phi, \rho)$ に関しては、金属 V 溝テーパ導波路で超集束が起こる条件として角度 ϕ の偶関数であることを考慮すると、

$$(5) \quad Q^{(0)}(\phi, \rho) = \begin{cases} \cosh\{\phi\eta_1(\rho)\} / \cosh\{\alpha\eta_1(\rho)\}, & 0 \leq |\phi| \leq \alpha \\ \cosh\{(\pi - |\phi|)\eta_1(\rho)\} / \cosh\{(\pi - \alpha)\eta_1(\rho)\}, & \alpha \leq |\phi| \leq \pi \end{cases}$$

と書ける。金属 V 溝界面に平行な電場成分の連続性より、境界条件

$$(6) \quad \frac{\tanh\{\alpha\eta_1(\rho)\}}{\tanh\{(\pi - \alpha)\eta_2(\rho)\}} + \frac{\varepsilon_1\eta_2(\rho)}{\varepsilon_2\eta_1(\rho)} = 0$$

が得られる。式(6)から $\zeta_u^{(0)}(\rho)$ が決まれば、0 次の統一された動径方程式(3)を解ける。なお、式(1)から式(6)までは、光と THz の両領域で共通の議論である。

THz モード解析を進めるために、典型的な誘電率として、 $\varepsilon_1 = 1$ (空気)、 $\varepsilon_2 = (-3.2 + i67) \times 10^4$ (Al@ 1 THz) を用いて計算する。この典型的な誘電率に対して、条件 $|(\beta_1\rho)^2| \ll |\zeta_u^{(0)}(\rho)| \ll |(\beta_2\rho)^2|$ を仮定して、式(6)を近似的に解くと、

$$(7) \quad \zeta_u^{(0)}(\rho) = -\frac{\varepsilon_1\beta_2\rho}{\alpha\varepsilon_2} \tanh\{(\pi - \alpha)\beta_2\rho\}$$

が得られる。図 2 に、上記の典型的な誘電率を用いて、境界条件(6)を数値的に解いた結果と式(7)のグラフを示した。式(7)の近似解は、式(6)の数値解を大変良く再現していることが分かる。0 次の統一された動径方程式(3)は、式(7)の $\zeta_u^{(0)}(\rho)$ を使うと、近似であるが、代数的に表現できる。この微分方程式は、特殊関数では表せないので、数値的に解くしかないが、 $\zeta_u^{(0)}(\rho)$ の近似式を使って、解の振る舞いを分類的に議論することができると考えられる。

現状では、金属 V 溝テーパ導波路の THz モード解析は、まだ開発途中であるが、金属を非完全導体として扱う理論的な土台は築けている。

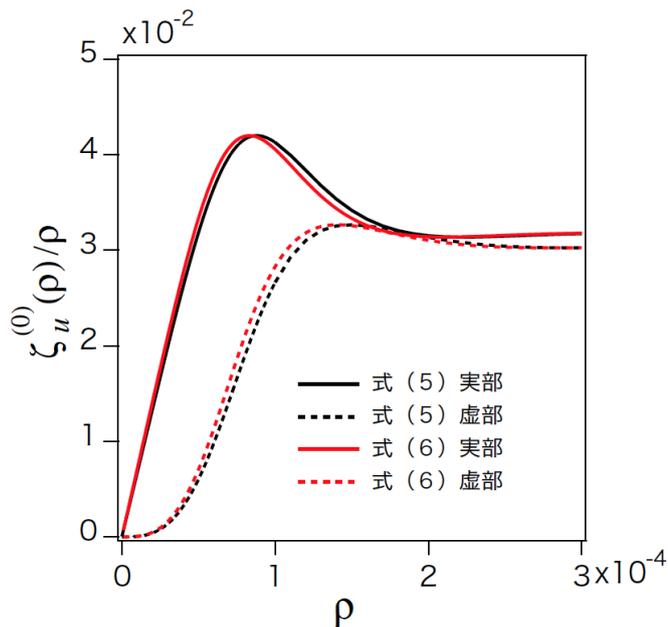


図2 式(5)と式(6)による $\zeta_u^{(0)}(\rho)/\rho$ の数値計算. $2\alpha = 20^\circ$ とし, ρ は波長で規格化している.

参考文献

- [1] S. Tsuzuki *et al*, *Appl. Phys. Express (APEX)*, vol. 7, 112401, 2014.
- [2] W. L. Barrow and L. J. Chu, *Proc. IRE*, vol. 27, pp. 51-64, 1939.
- [3] K. Kurihara *et al*, *J. Phys. A: Math. Theor.* vol. 41, 295401, 2008.

//////////////////////////////// <トピックス> //////////////////////////////////

応用物理学会学術講演会 (2016 年春) 第 7 回 JSAP フォト&イラストコンテストで、
作品 : THzTHz -てふてふ-

作者 : 富永 依里子、廣瀬 伸悟、角屋 豊 (広島大学)、上田 修 (金沢工業大学)
が、最優秀賞を受賞しました (右図)。

テラヘルツ (THz) 波発生検出のための光伝導アンテナ用低温成長 InGaAs を透過電子顕微鏡 plan-view 観察のためにケミカルエッチングしました。エッチング後の InGaAs 表面をレーザー顕微鏡で観察したところ、その膜厚の段差による干渉縞が確認できました。偶然にも、干渉縞が蝶の羽のように、また、エッチングで InGaAs が完全になくなった部分が羽の模様と触角のようになりました (富永 依里子)。



////////////////////////////////