

近接場領域での定在波のFDTDシミュレーション

FDTD simulation for standing wave in near-field region

○渡邊兼介*, 大坊真洋*

○Kensuke Watanabe*, Masahiro Daibo*

*岩手大学

*Iwate University

キーワード： 表面プラズモン (Surface plasmon), 干渉 (interference),
FDTD法 (Finite Difference Time Domain method), 負の屈折率媒質 (Double Negative Medium)
近接場 (near-field)

連絡先： 〒020-8551 盛岡市上田4-3-5
岩手大学 工学部 電気電子工学科 大坊研究室
大坊真洋 Tel.: (019)621-6983, E-mail: daibo@iwate-u.ac.jp

1. 序論

1966年, K.S.YeeによってFDTD法は電磁界解析に初めて利用された. FDTD法は電磁界の散乱問題ばかりではなく, アンテナや平面回路など数多くの複雑な問題に適用されてきた. 近年では, 計算機の機能向上によって光の波長領域の問題にも利用されている.

これらの背景から, 本研究では近接場領域における定在波のFDTDシミュレーションを行う.

2. FDTD法

FDTD法とは, マクスウェルの微分方程式を差分化(Finite Difference)し, 時間領域(Time Domain)で解く方法である. 実際の電磁界では3次元モデルであるが, 物体も波源もz軸方向に変化することがない場合には2次元で考えることができる. 本研究では, E_x, E_y, H_z 成分のみ

値を持ち, $E_z = 0, H_x = 0, H_y = 0$ であるTM波についてFDTDシミュレーションを行う.

Yeeのアルゴリズム[1]に従い, 2次元解析領域を微小正方形に分割する. マクスウェルの方程式を中心差分によって, 時間的に差分化し, 磁界と電界を交互に配置する. 中心差分化されたマクスウェルの方程式は次のように表される.

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

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

また, 空間的にも電界と磁界は交互に配置することで差分化を行う. 基本的に電界はセルの各辺に沿って, 磁界は垂直に割り当てられ, 空間的, 時間的に差分化されたマクスウェルの方程式から電磁界を計算する.

計算領域外から起こる反射等の影響をなくすために吸収境界条件は、BerengerのPML (perfectly matched layer)[2]を用いた。

3. 表面プラズモン

表面プラズモンとは金属中の電子密度が粗密波となって伝搬する現象であり，その励起方法にはいくつかの種類がある。

まずはKretschmann配置によって励起される表面プラズモンに対するFDTDシミュレーションを行い，ホログラフィの作成に必要な干渉縞が得られるかどうかをシミュレーションする。

3.1 Kretschmann配置

表面プラズモンはKretschmann配置(図1)によって励起される[3]。

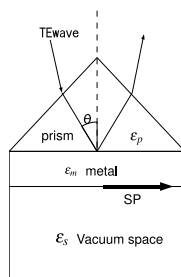


Fig. 1 Kretschmann配置

Kretschmann配置とは，全反射減衰法(ATR法)を利用して表面プラズモンを励起する光学配置である。この方法は，金属に向かってTM波を角度 θ で入射し，プリズム底面でTM波を全反射させる。その際に発生するエバネッセント光が真空と金属の境界面で共振し，金属に沿って光源の数倍の電界強度を持った表面プラズモンが励起される。

表面プラズモンを誘起する条件として $\epsilon_p > \epsilon_s$ であり，金属は負の誘電率($\epsilon_m < 0$)である必要がある。

3.1.1 シミュレーション条件

本研究では，図2のように計算領域を配置し，表面プラズモンの数値解析シミュレーションを行う。

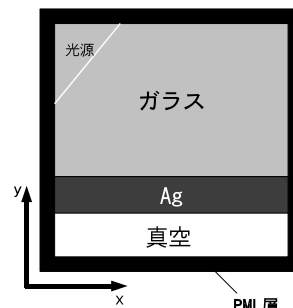


Fig. 2 計算領域モデル

ガラス($\epsilon_p = 2.25$)と真空($\epsilon_s = 1.0$)を配置することで条件 $\epsilon_p > \epsilon_s$ を満たす。挿入する金属には銀を用いた。銀は分散性媒質であるため，Drudeモデルによって近似することが可能である。

$$\epsilon_r = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega + i\gamma)} \quad (3)$$

ここで γ は衝突周波数， ω_{pe} はプラズマ振動数， ω は光源の振動数である。

光源及び銀のパラメータなどのシミュレーションの条件について表1に示す。表1に示される光源の振動数では，式(3)より銀は負の誘電率を有することがわかる。銀の厚さ，入射角度は実験で表面プラズモンが最も誘起された値にした。

表1 シミュレーション条件

光源の振動数 ω	3.86×10^{15} rad/s
プラズマ振動数 ω_{pe}	9.87×10^{15} rad/s
衝突振動数 γ	2.09×10^{14} rad/s
複素比誘電率 ϵ_r	$-5.545 + i0.057$
セルサイズ	5 nm
計算領域	500×500 cell
タイムステップ Δt	5.0×10^{-17} s
銀の厚さ	56 nm
入射角度 θ	44.17 deg.

3.1.2 結果

FDTD法による $t = 15000\Delta t$ の定常状態となった電界強度分布を図3に示す。計算領域の光源から銀に対して光が照射され、銀の裏側（図3の下側）で強い光が存在していることが分かる。表面プラズモンは金属表面に局在化する光であるため、y軸方向に伝搬していない。

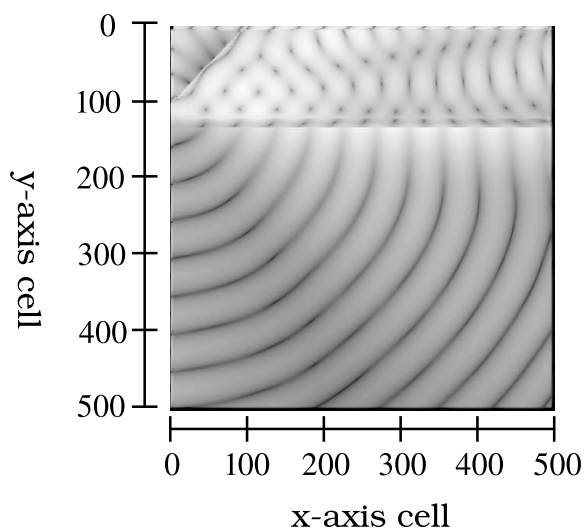


Fig. 3 電界強度分布 $t = 15000\Delta t$

表面プラズモンが励起される銀表面 $y = 132$ cellの位置である電界の時間平均分布を図4に示す。光源と比較すると、銀表面の電界は増強している。一番強く増強しているのはx軸の315セルあたりであり、そこからは徐々に減少していった。これは表面プラズモンには伝搬距離があり、その伝搬距離を越えた場所から表面プラズモンが減衰していくためである。

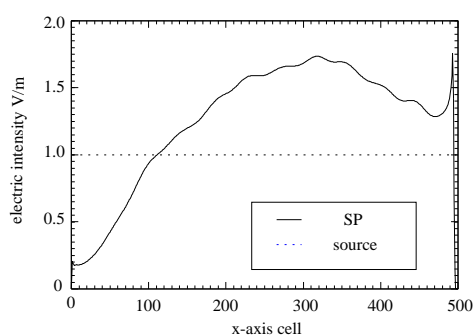


Fig. 4 金属表面の電界の時間平均分布

次に光源を左側と右側に配置した場合の表面プラズモンに対する数値解析シミュレーションを行った。等しい周波数の光を照射した場合の電界強度分布を図5に示す。

銀表面の中心部分で強い電界強度が得られていることがわかる。これは左側と右側より照射された光からプラズモンがそれぞれ銀の表面で励起され、その結果表面プラズモン同士の干渉が起こっているためである。

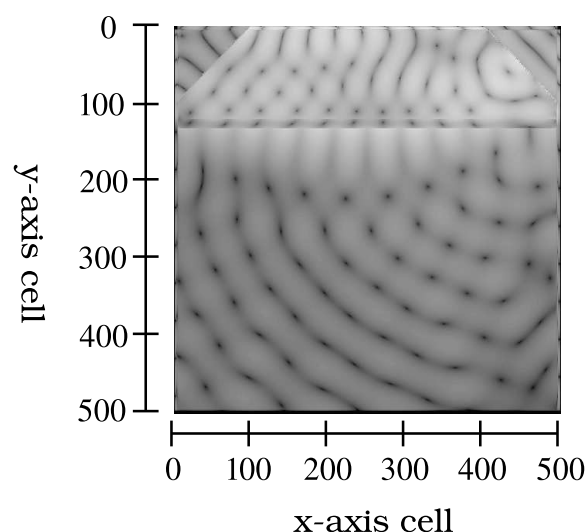


Fig. 5 電界強度分布 $t = 15000\Delta t$

銀表面 $y = 132$ cellを観測点とした電界強度の時間平均分布を図6に示す。図4と図6を比べると、図6では一定の周期で電界強度が増減しており、表面プラズモンが干渉しあうことで定在波を作り出していることが確認できる。

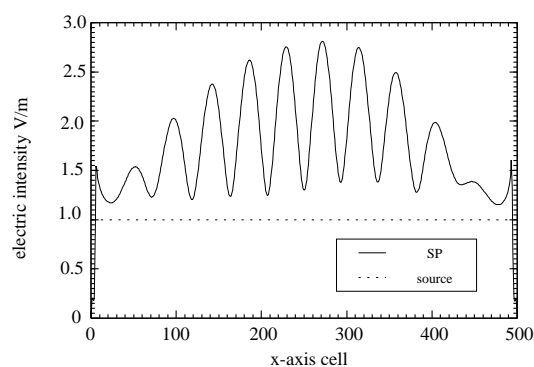


Fig. 6 金属表面の電界の時間平均

3.2 グレーティング構造

表面プラズモンは図7で示されるグレーティング構造によっても励起が可能である[3].

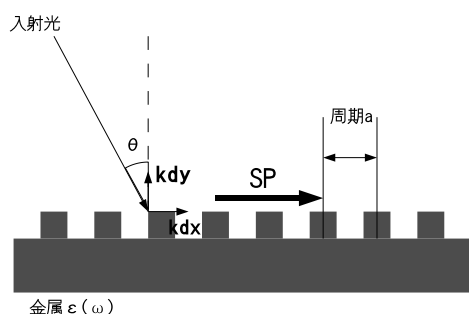


Fig. 7 グレーティング構造

この方法は入射波をグレーティング構造によって回折させることで表面プラズモンを励起する。銀を使用した場合、どのような角度でも平坦な場所に入射された光では表面プラズモンの波数と一致することはない。しかしグレーティング構造によって回折されることで表面プラズモンの波数と一致させることが可能となる。ここで、表面プラズモンを励起するもっとも重要な条件はグレーティング構造の周期 a である。

本研究では前述した図2の銀をグレーティング構造にした計算領域を作り、表面プラズモンの数値解析シミュレーションを行う。また、グレーティング構造の周期 $a = 5 \text{ nm}$ であり、光源などのシミュレーション条件は表1と同じとする。

3.2.1 結果

片側からのみ光をグレーティング構造に入射した電界強度分布を図8に示す。

また、表面プラズモンが励起されている境界面 $y = 120 \text{ cell}$ を観測点とした電界強度の時間平均分布を図9に示す。

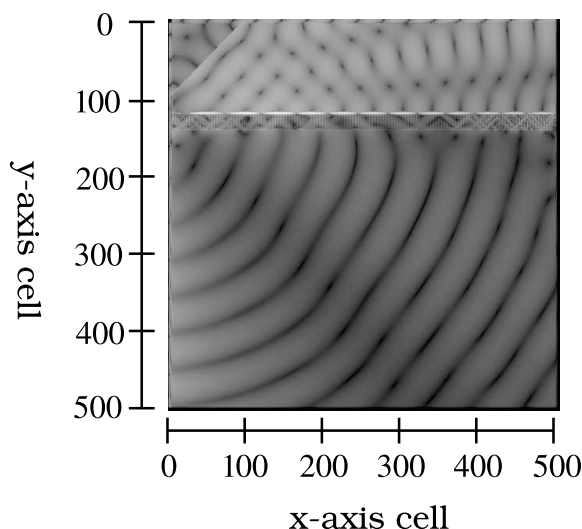


Fig. 8 電界強度分布 $t = 15000\Delta t$

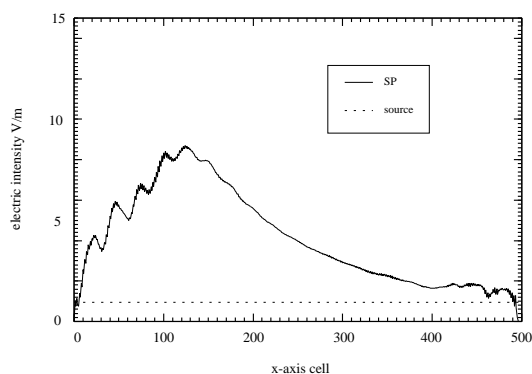


Fig. 9 金属表面の電界の時間平均分布

電界強度分布を見ると、グレーティング構造によって回折された入射光が強い電界強度を持って伝搬している。また、図9を見ると入射光と比べて最大で8倍程度まで増強されているのがわかる。これはKretschmann配置による表面プラズモンと比べても高く増強されている。その理由として、FDTDによるシミュレーションでは異なる媒質間の境界面の誘電率を平均化していることやKretschmann配置による励起に比べてグレーティング構造による励起の方が角度依存性がないためと考えられる。

次に図5と同じように両側から光を照射した場合の表面プラズモンの数値解析シミュレーションを行う。

シミュレーション結果である電界強度分布を図10に示す。

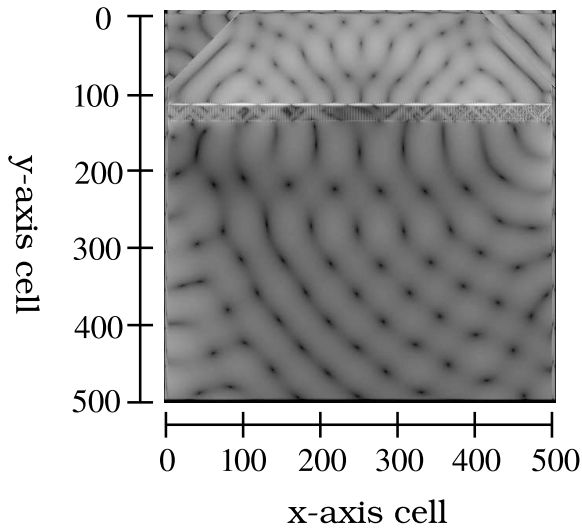


Fig. 10 電界強度分布 $t = 15000\Delta t$

そして、図11が境界面 $y = 120$ cellを観測点とした電界強度の時間平均分布である。

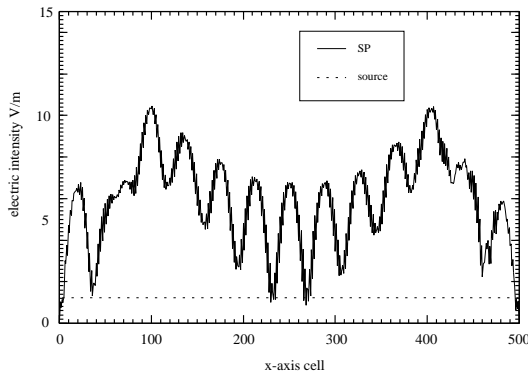


Fig. 11 金属表面の電界の時間平均分布

このグラフを見ると表面プラズモンが干渉しあうことで定在波が生じていることが確認でき、最大で10倍もの電界強度の増強が見られる。

3.3 負の屈折率媒質の利用

媒質の屈折率 $n(\omega)$ は、それぞれ比誘電率 $\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0$ 、比透磁率 $\mu_r = \mu/\mu_0$ を用いて

$$n(\omega) = \sqrt{\epsilon_r(\omega)} \sqrt{\mu_r(\omega)} \quad (4)$$

と表せる。一般の媒質に対しては、 ϵ_r と μ_r は共に正の値をとる。しかし、適当な条件下ではこれらの値も負になりうる。 ϵ_r と μ_r が同時に負になる場合、負の屈折率媒質特性を持つ。このような媒質を負の屈折率媒質または、DNG媒質(Double Negative Medium) という[4]。

一般に波動が伝搬する場合、位相速度 v_p と群速度 v_g の方向は同じである。しかし負の屈折率媒質中では、図12に示すように位相速度と群速度の方向が異なる特性、つまり後退波特性を示す。表面プラズモンは入射光の波数

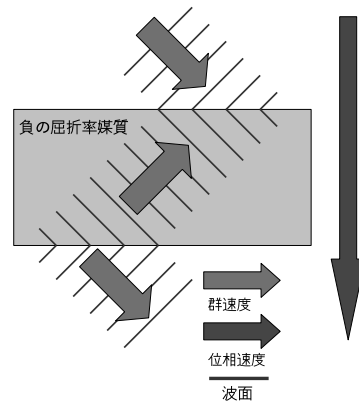


Fig. 12 負の屈折率媒質を進む光

によって励起されるため、負の屈折率媒質中の光によって励起される場合、銀表面に沿って通常とは逆方向に励起される。このことを利用し、表面プラズモンによる定在波をシミュレーションしていく。計算領域を図13とし、光源などのシミュレーション条件は表1とする。

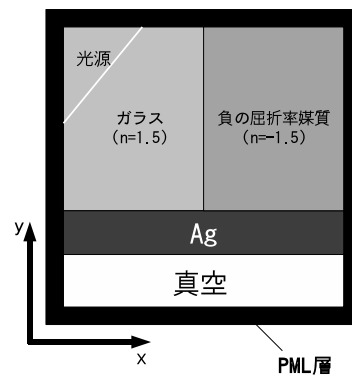


Fig. 13 計算領域

3.3.1 結果

シミュレーション結果として、時間 $t = 10000 \Delta t$ における電界強度分布を図14に示す。

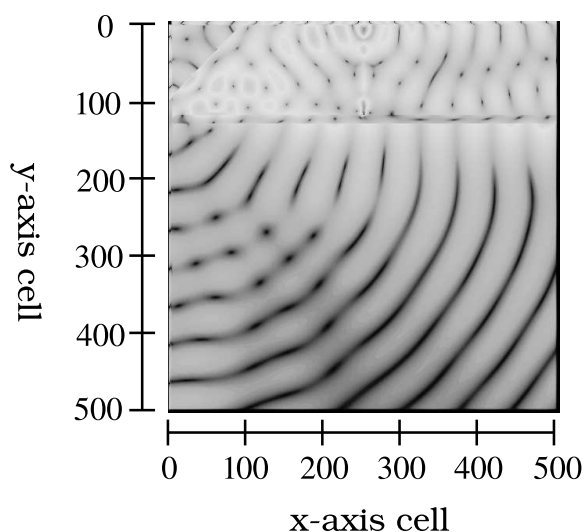


Fig. 14 $t = 10000 \Delta t$ の電界強度分布

前述したKretschmann配置による表面プラズモンと同様な電界強度の増強が得られていることがわかる。また、表面プラズモンが現れている $y = 132$ cellにおける電界強度の時間平均を図15に示す。

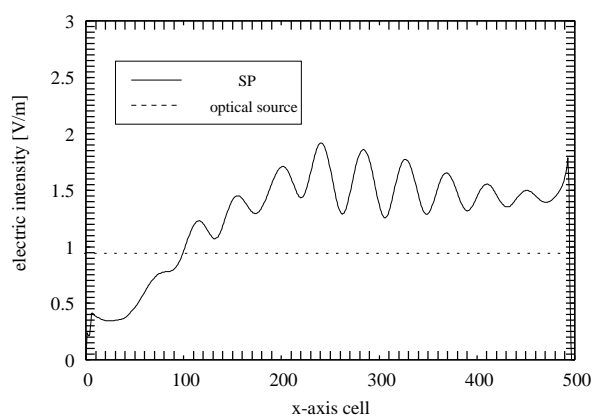


Fig. 15 電界強度の時間平均

このグラフから、負の屈折率媒質を利用することで光源が一つでも定在波が得られることが確認できる。

前述した図6と比べて電界強度が低いのは、負の屈折率媒質には銀からの反射光を利用し

ているため波形が崩れてしまい、その結果表面プラズモンが最も励起する条件からずれてしまっているからと考えられる。

4. 結論

FDTDシミュレーションによってKretschmann配置とグレーティング構造による表面プラズモンの励起及び干渉を確認することができた。また、Kretschmann配置とグレーティング構造を比較した結果グレーティング構造による励起の方が効果が大きいことがわかった。

また、負の屈折率を利用することで光源が一つでも定在波を作れることが確認された。これらのことから、負の屈折率による表面プラズモンと正の媒質による表面プラズモンの干渉によって光源を一つにした極微小領域における干渉縞の作成、及び表面プラズモンによるホログラフィの作成の可能性を示した。

参考文献

- 1) K.S.Yee: Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media, IEEE Trans. Antennas Propagete, 14, 4, pp. 302-307, 1996
- 2) J.P.Berenger : A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves, Journal of Comput Phys 114, 1, pp.185-200, 1994
- 3) 大津 元一, “ナノ光工学ハンドブック”, 朝倉書店, 2002
- 4) Richard W.Ziolkowski : Pulsed and CW Gaussian beam interactions with double negative metamaterial slabs, OPTICAL EXPRESS, Vol.11 No.7, pp.662-681, 2003