

境界型積分方程式法による金属楕円体のプラズモンモード解析

Analysis of Plasmon Modes of a Metallic Ellipsoid by Using a Boundary Integral Equation Method

○奥田太郎<sup>1</sup>, 竹内嵩<sup>2</sup>, 岸本誠也<sup>2</sup>, 大貫進一郎<sup>3</sup>

\*Taro Okuda<sup>1</sup>, Takashi Takeuchi<sup>2</sup>, Seiya Kishimoto<sup>2</sup>, Shinichiro Ohnuki<sup>3</sup>

Abstract: Recently, localized surface plasmon resonance has attracted attention in order to concentrate the light beyond the diffraction limit. The resonant wavelength depends heavily on the particle shapes. In this paper, we investigate the resonance shift due to minor shape variation of the sphere.

1. まえがき

近年、回折限界を超えて光を集中できる局在表面プラズモンが注目されている<sup>[1-3]</sup>. このプラズモンの共振波長は、粒子形状に大きく依存することが知られている<sup>[4]</sup>. しかし、ナノオーダーの加工は困難であるため、加工時に生じる形状の微小な差異が共振波長に及ぼす影響を検討する必要がある. 本報告では、回転楕円体の長短比を微小変化させて電磁界解析を行い、形状変化とプラズモン共鳴の関係を示す.

2. 解析法

粒子表面における電束密度連続の条件は、次式により表わされる<sup>[1,2]</sup>.

$$\mathbf{n} \cdot \varepsilon(\mathbf{E}_0^+ + \mathbf{E}^i) = \mathbf{n} \cdot \varepsilon_0(\mathbf{E}_0^- + \mathbf{E}^i) \quad (1)$$

但し、 $\mathbf{E}_0^+$ と $\mathbf{E}_0^-$ はそれぞれ境界面における内部と外部の電界、 $\mathbf{n}$ は境界面に対する外向きの単位法線ベクトル、 $\mathbf{E}^i$ は入射電界である.

ここで、金属粒子が入射波長に対し十分小さい場合、境界面上における任意の点  $Q$  で次式が成り立つ.

$$\mathbf{n}_Q \cdot \mathbf{E}_0^\pm(Q) = \mp \frac{\sigma(Q)}{2\varepsilon_0} + \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \oint_S \sigma(M) \frac{\mathbf{r}_{MQ} \cdot \mathbf{n}_Q}{r_{MQ}^3} dS_M \quad (2)$$

但し、 $\mathbf{r}_{MQ}$ は点  $M$  から点  $Q$  までの距離ベクトル、 $\sigma$ は未知表面電荷密度である.

式(1)及び(2)より以下の積分方程式が導かれる.

$$\sigma(Q) - \frac{\lambda}{2\pi} \oint_S \sigma(M) \frac{\mathbf{r}_{MQ} \cdot \mathbf{n}_Q}{r_{MQ}^3} dS_M = 2\varepsilon_0 \lambda \mathbf{n}_Q \cdot \mathbf{E}^i \quad (3)$$

ここで、 $\lambda$ は次式で与えられる.

$$\lambda = \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon + \varepsilon_0} \quad (4)$$

式(3)を離散化することで得られる連立1次方程式より、表面電荷密度  $\sigma$  を求める.

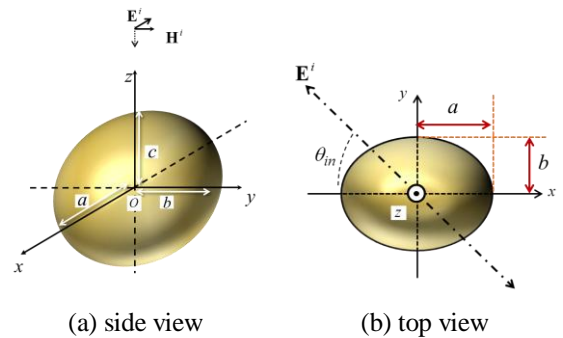


Figure 1. Geometry of a gold spheroid

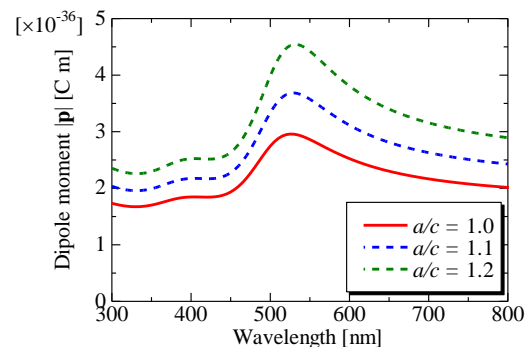


Figure 2. Dipole moment for varying the incident wavelength when  $\theta_{in} = 0^\circ$

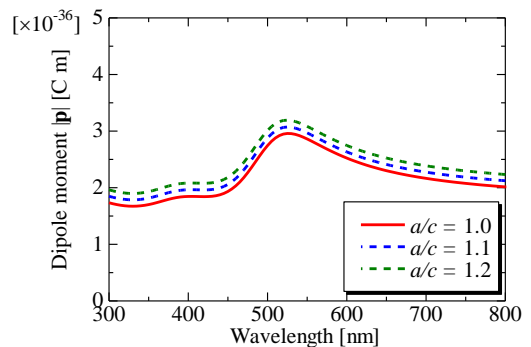


Figure 3. Dipole moment for varying the incident wavelength when  $\theta_{in} = 90^\circ$

### 3. 解析結果

Fig. 1 に示す回転楕円体の電磁界解析を行う. 入射波は,  $-z$  方向に伝播する振幅  $1.0 \text{ V/m}$  の平面波とする. また, 入射電界と  $x$  軸の成す角を  $\theta_{in}$  と定義する. 回転楕円体の短径は,  $b = c = 2.5 \text{ nm}$ , 長径  $a$  は, 短径の  $1.0$  倍,  $1.1$  倍及び  $1.2$  倍と変化させる. 媒質は金とし, その比誘電率は Lorentz-Drude モデルにより次式で与える<sup>[2]</sup>.

$$\epsilon_r(s) = 1 + \frac{A_0 \omega_p^2}{s^2 + \gamma_0 s} + \sum_{j=1}^K \frac{A_j \omega_p^2}{s^2 + \gamma_j s + \omega_j^2} \quad (5)$$

但し,  $\omega_p$ : プラズマ周波数,  $\omega_j$ : 共振周波数,  $\gamma_0, \gamma_j$ : 衝突周波数,  $A_0, A_j$ : 媒質定数.

Fig. 2 は,  $\theta_{in} = 0^\circ$  とした時の入射波長に対するダイポールモーメントの大きさを示す. ダイポールモーメントは次式で与えられる.

$$\mathbf{p} = \oint_S \sigma(M) \mathbf{r}_M dS_M \quad (6)$$

長短比  $a/b$  が大きい程, ダイポールモーメントは増加し, その値が最大となる共振波長は長波長方向へ遷移する.

Fig. 3 は,  $\theta_{in} = 90^\circ$  とした時の入射波長に対するダイポールモーメントの大きさを示す. Fig. 2 と比較すると, 入射電界の向きによって波長応答に差が生じ, 共振波長が遷移する.

Fig. 4 は, 長短比  $a/b = 1.0$  とした球近傍の共振時における散乱電界強度分布を示す. 入射電界の向きに電界強度が集中していることが確認できる.  $\theta_{in} = 0^\circ$  と  $90^\circ$  を比較すると, 入射電界の向きに対して両者の分布が等価となる.

Fig. 5 は, 長短比  $a/b = 1.2$  の共振時における散乱電界強度分布を示す. 球と同様, 入射電界の向きに電界強度が集中している. 入射電界の向きが長径方向となる  $\theta_{in} = 0^\circ$  で, 回転楕円体近傍により高い電界強度が集中している.

### 4. まとめ

長短比を微小変化させた回転楕円体のプラズモンモード解析を行った. 長短比が大きい程, 共振波長は大きく遷移することを確認した. また, 長短比  $a/b = 1.2$  の場合において, 入射電界の向きにより, 電界強度分布が異なり, 球の分布から変化することを示した.

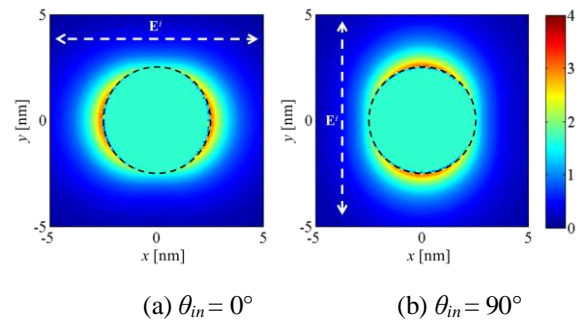


Figure 4. Field distribution of the scattered electric field intensity in the case of  $a/b = 1.0$

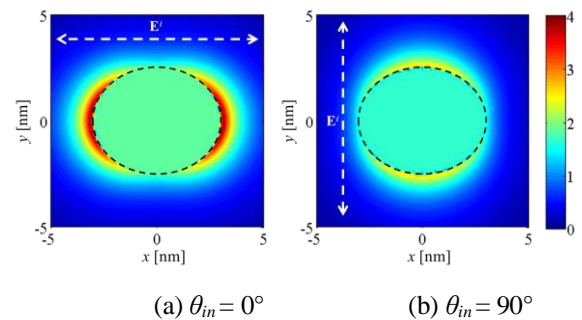


Figure 5. Field distribution of the scattered electric field intensity in the case of  $a/b = 1.2$

### 5. 謝辞

本研究の一部は, 日本大学学術研究戦略プロジェクト及び私立大学戦略的研究基盤形成支援事業の援助を受けて行われた.

### 6. 参考文献

- [1] I. D. Mayergoyz, D. R. Fredkin, and Z. Zhang : “Electrostatic (plasmon) resonances in nanoparticles”, Phys. Rev. B, Vol.72, No.15, pp.155412-1–155412-15, 2005.
- [2] S. Kishimoto, S. Ohnuki, Y. Ashizawa, K. Nakagawa, and W. C. Chew : “Time Domain Analysis Of Nanoscale Electromagnetic Problems By A Boundary Integral Equation Method With Fast Inverse Laplace Transform”, J. Electromagn. Waves and Appl., Vol.26, No.8–9, pp.997–1006, 2012.
- [3] S. Ohnuki, T. Okuda, T. Takeuchi, and S. Kishimoto : “Analysis of Plasmon Resonances in Nanoparticles by Using Boundary Integral Equation Methods”, Proc. AP-RASC, 290429, 2013.
- [4] 大貫進一郎, 奥田太郎, 竹内嵩, 岸本誠也 : 「積分方程式法による金属ナノ粒子の近接場光解析—粒子形状とプラズモンモードの関係—」, 信学技法, Vol.113, No.141, pp.205–208, 2013.