貴金属球の 2 次元周期配列構造における光波の格子共鳴

松島　章　　　　杉山　成也

熊本大学大学院自然科学研究科

1　まえがき

貴金属球による光波の局在プラズモン共鳴は種々の応用の観点から注目を集めている [1]．本稿では吸収現象における共鳴効果とアレイ効果を分離して考察するために，球を 2 次元周期的に配列した構造に対してモード展開法により解析する．解くべき線形次方程式は，1 個の球に対する Mie の散乱公式を拡張し，球ベクトル波動関数の加法定理を適用して周囲の貴金属球からの影響を取り入れたものとなっている [2]．表面プラズモン共鳴による電界増強効果を確認するために，散乱界を数値計算する．その際に，無限長貴金属円柱の 1 次元周期配列に対する同様の考察 [3] にならい，無限周期配列構造の結果と比較して，格子共鳴の効果を明らかにする．

2　問題の構成

図 1 に示すように，半径 a，比誘電率 ε_r の金属球を x と y の両方向に周期 d で真空中に並べ，角度 θ^i，ϕ^i で平面電磁波 $(\boldsymbol{E}^i, \boldsymbol{H}^i)$ を入射させる．

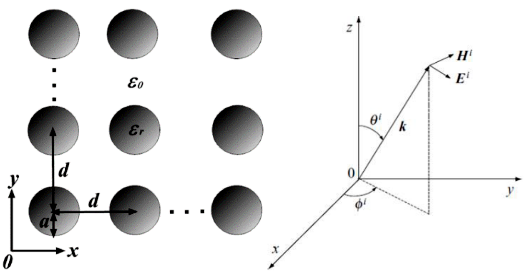

図 1　貴金属球の 2 次元周期配列と入射平面波

球数 Q に対して，真空中の全電磁界を $(\boldsymbol{E}^i, \boldsymbol{H}^i) + \sum_{q=1}^{Q}(\boldsymbol{E}^{s(q)}, \boldsymbol{H}^{s(q)})$ と表現する．ただし肩文字 i，$s(q)$ はそれぞれ入射界，q 番目の球から生ずる散乱界である．時間因子を $e^{j\omega t}$ とし，各界を球面波展開すれば

$$\begin{pmatrix} \boldsymbol{E}^i \\ -j\zeta_0 \boldsymbol{H}^i \end{pmatrix} = \sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=-n}^{n} \begin{pmatrix} V_{mn} & U_{mn} \\ U_{mn} & V_{mn} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \boldsymbol{M}_{mn}^{(1)}(k_0 \boldsymbol{r}_p) & \boldsymbol{N}_{mn}^{(1)}(k_0 \boldsymbol{r}_p) \end{pmatrix}^T \tag{2}$$

$$\begin{pmatrix} \boldsymbol{E}^{s(q)}(\boldsymbol{r}) \\ -j\zeta_0 \boldsymbol{H}^{s(q)}(\boldsymbol{r}) \end{pmatrix} = \sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=-n}^{n} \begin{pmatrix} B_{qmn} & A_{qmn} \\ A_{qmn} & B_{qmn} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \boldsymbol{M}_{mn}^{(4)}(k_0 \boldsymbol{r}_q) & \boldsymbol{N}_{mn}^{(4)}(k_0 \boldsymbol{r}_q) \end{pmatrix}^T \tag{3}$$

となる．ただし k および ζ_0 はそれぞれ真空の波数と波動インピーダンス，(U_{mn}, V_{mn}) および (A_{qmn}, B_{qmn}) はそれぞれ既知と未知の展開係数，$(\boldsymbol{M}_{mn}^{(\ell)}, \boldsymbol{N}_{mn}^{(\ell)})$ は球ベクトル波動関数，$\boldsymbol{r}_p$ は p 番目の球を基準とした局所位置ベクトルである．球内の界も同様に展開できる．

3　モード展開法

球表面における電磁界の接線成分の連続性と波動関数の直交性を利用すれば，次の連立 1 次方程式が導かれる．

$$\left.\begin{aligned} A_{p\mu\nu} - \sum_{\substack{q=1 \\ (q\neq p)}}^{Q}\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=-n}^{n} \Big[A_{qmn}\alpha_{mn,\mu\nu}^{(4)}(k_0 \boldsymbol{r}_{pq}) \\ + B_{qmn}\beta_{mn,\mu\nu}^{(4)}(k_0 \boldsymbol{r}_{pq}) \Big] \bar{A}_{p\nu} = U_{\mu\nu}\bar{A}_{p\nu} \\ B_{p\mu\nu} - \sum_{\substack{q=1 \\ (q\neq p)}}^{Q}\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=-n}^{n} \Big[A_{qmn}\beta_{mn,\mu\nu}^{(4)}(k_0 \boldsymbol{r}_{pq}) \\ + B_{qmn}\alpha_{mn,\mu\nu}^{(4)}(k_0 \boldsymbol{r}_{pq}) \Big] \bar{B}_{p\nu} = V_{\mu\nu}\bar{B}_{p\nu} \end{aligned}\right\}$$

$$(\nu = 1, 2, \ldots;\ \mu = -\nu, -\nu+1, \ldots, \nu;\ p = 1, 2, \ldots, Q) \tag{4}$$

ただし $(\bar{A}_{p\nu}, \bar{B}_{p\nu})$ は孤立した球に対する Mie 係数であり，遷移係数 $(\alpha_{mn,\mu\nu}^{(4)}, \beta_{mn,\mu\nu}^{(4)})$ を通じて中心が r_{pq} だけ離れた球間の多重散乱が取り入れられている．

4　数値計算結果

図 2 は半径 50 nm の金球を縦横に 3 個ずつ並べ，配列周期を (括弧内は球間の最短距離) としたときの正規化全散乱断面積を示す．金属の誘電率は実験値 [4] をスプライン補間して求めた．相互作用の影響が明瞭である．

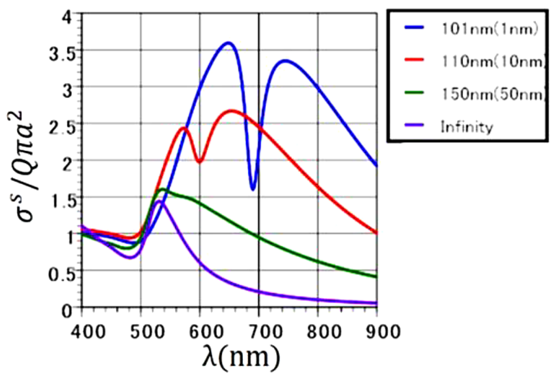

図 2　9 個の金球による全散乱断面積の波長依存性

謝辞　本研究は JSPS 科研費 JP15K06023 の助成を受けたものである．

参考文献　[1] K. Y. Kim (Ed.), Plasmonics–Principles and Applications, InTech, 2012.　[2] E. Setijadi et al., *PIER*, vol. 99, pp. 339-354, 2009.　[3] D. M. Natarov et al., *Optics Express*, vol. 19, pp. 22176–22190, 2011.　[4] P. B. Johnson et al., *Phys. Rev.*, vol. 6, pp. 4370–4379, 1972.