

金属ナノ構造中の局在プラズモン励起による光放射の理論-II

Theory of light emission by localized plasmon excitation in metal nanostructures-II

東大院工 ○市川 昌和

Department of Applied Physics, Univ. Tokyo, ○Masakazu Ichikawa

E-mail: ichikawa@ap.t.u-tokyo.ac.jp

本発表では、我々の局在プラズモンに関する理論[1]を発展させた局在プラズモン励起による光放射に関する理論[2, 3]について、引き続き報告する。

電磁場の遅延効果を考慮したとき、Random Phase 近似(RPA)および高周波数（プラズモン周波数領域）近似において、有効スカラーポテンシャル $\varphi_{\text{eff}}(\mathbf{r}, \omega)$ と金属ナノ構造中の局所電子密度を $n_0(\mathbf{r})$ 、この電子の質量と電荷を m_e 、 $-e$ とすると、局在プラズモン励起による電気双極子モーメントの時間に関する 2 階微分は、以下のように与えられる[2, 3]。

$$\ddot{\mathbf{P}}(\omega) = -\frac{e^2}{m_e} \int n_0(\mathbf{r}_1) \nabla_1 \varphi_{\text{eff}}(\mathbf{r}_1, \omega) d\mathbf{r}_1. \quad -- (1)$$

電磁気学における電気双極子モーメントによる光放射の公式から、遠隔場 ($\propto 1/r$) の光放射強度の周波数スペクトルの立体角依存性 $I_{ph}(\Omega, \omega)$ は、動径 $\mathbf{r}$ 方向の単位ベクトルを $\mathbf{e}_r$ とすると、

$$I_{ph}(\Omega, \omega) = \frac{1}{4\pi^2 c^3 \hbar \omega} |\mathbf{e}_r \times \ddot{\mathbf{P}}(\omega)|^2 = \frac{e^4}{4\pi^2 c^3 m_e^2 \hbar \omega} \left| \mathbf{e}_r \times \int d\mathbf{r}_1 n_0(\mathbf{r}_1) \nabla_1 \varphi_{\text{eff}}(\mathbf{r}_1, \omega) \right|^2, \quad -- (2)$$

となる。

前回は、理論の導出とナノスケール金属球へ平面電磁場を照射した時の結果に関して報告したが、今回は電子線の入射時の局在プラズモン励起による光放射強度に関して報告する。ナノスケール金属球内の電子密度が、内部では一定で表面において階段関数的に変化すると仮定し、外部スカラーポテンシャルを $\varphi_{\text{ext}}(\mathbf{r}, \omega)$ とすると、有効スカラーポテンシャル $\varphi_{\text{eff}}(\mathbf{r}, \omega)$ は解析的に解くことができる。このとき、有効スカラーポテンシャルと外部スカラーポテンシャルを球面調和関数で展開したときの動径 r 方向の成分は、金属球内部では次のように与えられる。

$$\varphi_{\text{eff}}^{l,m}(r, \omega) = \frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_p^2 \left(l/2l+1 \right)} \left(\frac{r}{a} \right)^l \varphi_{\text{ext}}^{l,m}(a, \omega) + \frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_p^2} \left[\varphi_{\text{ext}}^{l,m}(r, \omega) - \left(\frac{r}{a} \right)^l \varphi_{\text{ext}}^{l,m}(a, \omega) \right]. \quad -- (3)$$

点電荷を持つ入射電子線が形成する外部スカラーポテンシャルを用いて(3)式を計算し、(2)式により光放射強度を計算すると、以下の結果が得られる。

$$I_{ph}(\Omega, \omega) = \frac{2N_e e^2 \omega_p^4 a^4 \sin^2 \theta}{\pi c^3 \hbar v^2} \int_0^\infty k_\perp dk_\perp \left\{ \frac{j_l \left(a \sqrt{k_\perp^2 + (\omega/v)^2} \right)}{k_\perp^2 + \left[1 - (v/c)^2 \right] (\omega/v)^2} \right\}^2 \frac{(\omega^3 + \omega \Gamma^2)}{(\omega^2 - \omega_p^2/3)^2 + \omega^2 \Gamma^2}. \quad -- (4)$$

ここで N_e, v, a はそれぞれ入射電子線の面密度、速度と金属球の半径である。 θ は電子線の入射方向と動径 $\mathbf{r}$ 方向間の角度、 j_l は球面ベッセル関数、 Γ は局在プラズモンの減衰振動数である。

[1] M. Ichikawa, J. Phys. Soc. Jpn. **80**, 044606 (2011).

[2] 市川昌和、第 61 回応用物理学会春季学術講演会、6.5 表面物理・真空、20a-F7-2 (2014).

[3] M. Ichikawa, "Theory of light emission from dipole moments induced by localized plasmons in metal nanostructures", 投稿中