

Рассеяние оптического импульса димерами сферических наночастиц золота

П.А. Головинский¹, Э.И. Еникеев¹

¹Воронежский государственный технический университет, 20-летия Октября 84, Воронеж, Россия, 394006

Аннотация

Рассмотрено рассеяние и поглощение оптических импульсов димерами сферических наночастиц золота. Получены соотношения для энергии, поглощаемой и рассеиваемой димером. Продемонстрировано изменение спектральной формы лазерного импульса, возникающее в ходе упругого рассеяния.

Ключевые слова

Наночастица, димер, квазистатическая модель, оптический импульс

1. Введение

Рассмотрено рассеяние оптических импульсов димерами с расстоянием между наночастицами более 1 нм. Целью данной работы является моделирование в квазистатическом приближении поглощения и рассеяния димерами золотых сферических наночастиц без оболочек лазерных импульсов различной длительности.

2. Основные модели и численные результаты

Следуя [1], представим квазистатическую поляризуемость двух одинаковых диэлектрических частиц во внешнем однородном электрическом поле в виде ряда

$$\alpha_{L,T} = \alpha \sum_{n=0}^{\infty} \gamma^n \left(\frac{\sinh \mu}{\sinh(n+1)\mu} \right)^3, \quad (1)$$

где α - поляризуемость отдельной сферической наночастицы, $\gamma = 2\beta$ для продольной поляризации, и $\gamma = -\beta$ для поперечной поляризации поля,

$$\beta = \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2}, \quad (2)$$

ε_1 - диэлектрическая проницаемость наночастицы, ε_2 - диэлектрическая проницаемость среды матрицы. Геометрический параметр μ определяется из условия

$$\cosh \mu = R/(2a), \quad (3)$$

где R - расстояние между частицами, a - радиус наночастицы в димере. В дипольном приближении для взаимодействия наночастиц, которое справедливо при больших расстояниях между ними, поляризуемость

$$\alpha_{L,T} = \frac{\alpha}{1 + w_d \alpha'}, \quad (4)$$

Поляризуемость второй частицы совпадает с первой. Для продольной поляризации поля $w_d = w_{\parallel} = -2R^{-3}$, а для перпендикулярной поляризации $w_d = w_{\perp} = R^{-3}$.

Электрическое поле излучения диполя с моментом \mathbf{d} в дальней зоне рассчитывается по формуле для спектральной компоненты [2]

$$\mathbf{E}^{sca}(\omega) = \frac{\omega^2}{c^2 R} [\mathbf{d}(\omega) - \mathbf{n}(n\mathbf{d}(\omega))], \quad (5)$$

Полную рассеянную димером энергию излучения можно найти интегрированием:

$$Q^{sca} = \int_0^\infty \frac{4\omega^4}{3c^3} \sum_{m=1}^3 \left(\sum_{j=1}^3 \alpha_{mj} E_j \sum_{j=1}^3 \alpha_{mj}^* E_j^* \right) \frac{d\omega}{2\pi} \quad (6)$$

В диагональном представлении формула для поглощенной энергии имеет вид:

$$Q^{abs} = \frac{1}{8\pi} \int_0^\infty \omega \left(\text{Im}\alpha_{xx}(\omega) |E_x(\omega)|^2 + \text{Im}\alpha_{yy}(\omega) |E_y(\omega)|^2 + \text{Im}\alpha_{zz}(\omega) |E_z(\omega)|^2 \right) d\omega \quad (7)$$

3. Заключение

На рис.1 представлены результаты расчета модуля поляризуемости димера в случае поперечной поляризации поля по формуле (1) и их сравнение с расчетами по упрощенной формуле (4). На рис.2 показано изменение спектра импульса при рассеянии его на димере. Наблюдается незначительное уширение спектральной формы рассеянного импульса

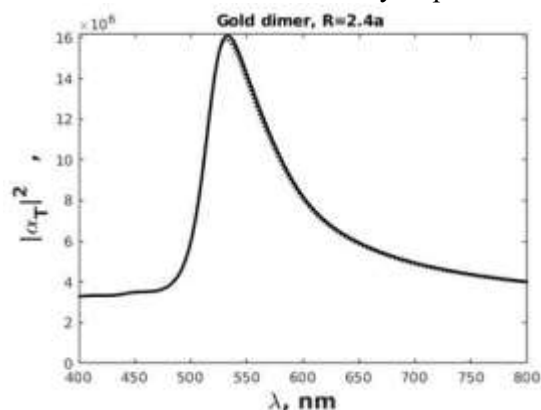


Рисунок 1: модуль поляризуемости: сплошная линия – расчет по формуле (1), пунктирная – расчет по формуле (4)

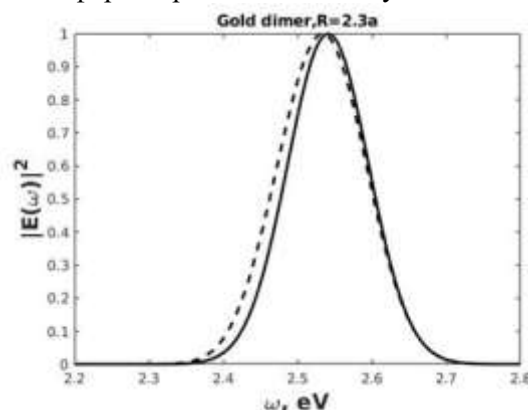


Рисунок 2: спектральная форма импульса: сплошная линия – для исходного, пунктирная – для рассеянного

4. Литература

- [1] Wan, J.T.K. Nonlinear ER effects in an ac applied field / J.T.K.Wan, G.Q. Gu, K.W. Yu // Computer Physics Communications. – 2001. – Vol. 142(1-3). – P. 457-463.
- [2] Ландау, Л.Д. Теоретическая физика. Т. 2. Теория поля / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М.: Физматлит, 2006. – 536 с.