

Рассеяние на тонкой золотой наноантенне

Е.А. Ефремова^{1,2}, И.Р. Крылов¹, У.В. Прохорова¹

¹Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

²Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия
uliana.prokhorova@spbu.ru

Рассеяние света диэлектрическими и металлическими объектами, размеры которых меньше длины волны света в вакууме, имеет ряд особенностей. При рассмотрении рассеяния света металлическими наночастицами в качестве металла обычно используют золото, как химически инертный и хорошо проводящий материал. В настоящей работе представлен анализ резонансных откликов для золотых наноантенн прямоугольного сечения при взаимодействии с внешним электромагнитным полем, полученных полноволновым моделированием в системе Comsol Multiphysics.

В работах других авторов, как правило, рассматривается рассеяние света наночастицами шарообразной и цилиндрической формы [1, 2]. Мы выбрали наночастицы [3], у которых один из размеров (толщина) гораздо меньше двух других (длины и ширины). Интерес к наночастицам такой формы определяется тем, что при простой геометрии отдельных наноатомов из них относительно просто формируется метаповерхность с узором любой сложности. Известно, что субволновые металлические наночастицы имеют резонансный отклик на частотах, зависящих от геометрии и размера такой наночастицы [2]. Такие резонансы обусловлены тем, что наночастицы могут «работать» как микро- и нано-резонаторы.

В нашей работе рассчитывается сечение рассеяния света почти плоскими наночастицами в зависимости от длины волны рассеянного света. По этой зависимости мы определяем резонансные длины волн (частоты) рассеяния света в зависимости от формы и размеров наночастиц. Нами обнаружен ряд интересных особенностей резонансов рассеяния.

Известно [1], что при рассеянии света цилиндрическими золотыми наночастицами при уменьшении диаметра цилиндра и сохранении его длины резонансная длина волны рассеянного света увеличивается. Аналогичный эффект обнаружен в наших расчётах.

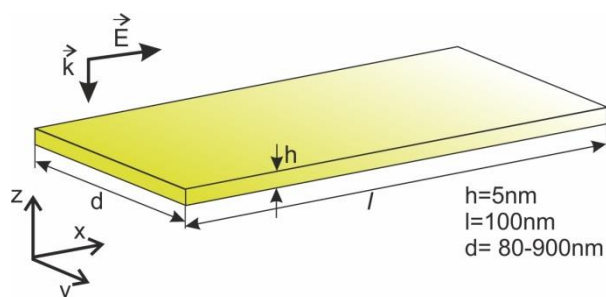


Рис.1. Наночастица из золота высотой $h=5$ нм и длиной $l=100$ нм. Толщина d меняется в пределах от 80 нм до 900нм.

Мы рассмотрели рассеяние света, нормально падающего на плоскую поверхность наночастицы. Как показано на рис. 1, напряжённость электрического поля направлена вдоль оси x . Как показывают наши расчёты, при уменьшении ширины нанобалки d увеличивается резонансная длина волны рассеиваемого света. При рассмотрении

другими авторами цилиндрических наночастиц обнаружено аналогичное увеличение резонансной длины волны рассеянного света при уменьшении площади поперечного сечения наночастицы [4]. В наших расчетах для плоских наночастиц, когда ширина наночастицы d гораздо больше ее толщины h , зависимость резонансной длины волны от параметра d слабая, но все же присутствует.

Ещё одним интересным моментом в поведении рассеяния является зависимость оптического отклика наночастицы от направления поляризации. В нашей работе мы рассмотрели влияние угла между направлением поляризации и длинной стороной наночастицы прямоугольной формы, что может приводить к двугорбому распределению сечения рассеяния в зависимости от длины волны. Если направить вектор \mathbf{E} (поляризацию падающей волны) под некоторым углом относительно длины наночастицы l в плоскости наночастицы (l и d), то мощность рассеяния можно представить, как сумму мощностей рассеяния двух полей, направленных вдоль l и вдоль d . Поле \mathbf{E} можно представить, как векторную сумму составляющих вдоль $(E \cdot \cos\alpha)$ и поперек $(E \cdot \sin\alpha)$ наночастицы. Соответственно, мощность рассеяния складывается из двух слагаемых с коэффициентами $\cos^2\alpha$ и $\sin^2\alpha$. Таким образом, сечение рассеянного света при повороте наночастицы на $\pi/4$ относительно вектора \mathbf{E} падающей волны оказывается равным полусумме сечений рассеяния двух других задач, в которых вектор \mathbf{E} направлен вдоль l и вдоль d . Это иллюстрирует рис. 2.

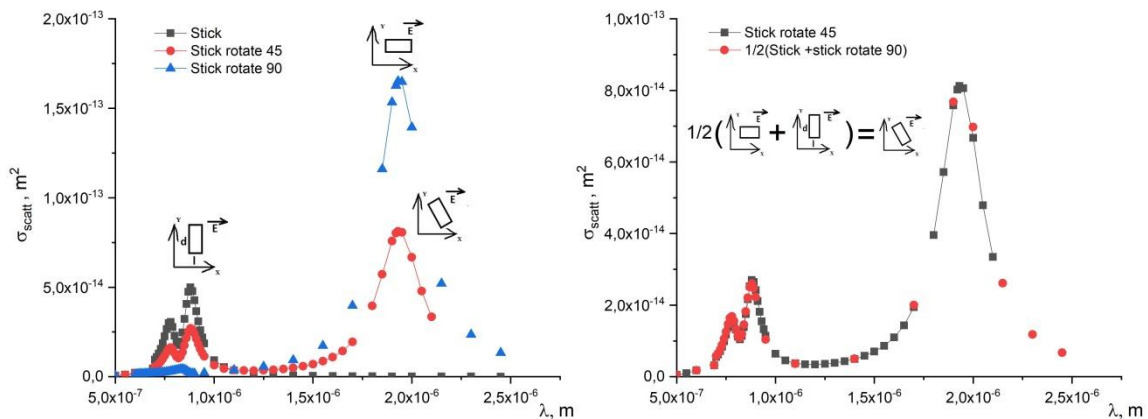


Рис. 2. Зависимость сечения рассеяния от угла поворота наночастицы относительно вектора \mathbf{E} падающей волны.

Здесь при направлении поля \mathbf{E} вдоль l наблюдается один резонанс, а при направлении вдоль d — два резонанса. Обсудим это подробнее.

В простой модели можно считать, что в наночастице наблюдаются резонансы продольных волн плотности электрического тока с граничными условиями в виде узлов стоячей волны плотности тока на границах наночастицы. Тогда пространственный период по каждой координате наночастицы должен быть таким, чтобы по этой координате укладывалось целое число полупериодов (в одномерном случае — целое число полуволн плотности тока) на соответствующем размере наночастицы. Назовем число полупериодов индексом моды m . Для оси x получим $l = m_x \lambda_{jx} / 2$ или $\lambda_{jx} = 2l / m_x$. С учетом того, что $\lambda_{jx} = 2\pi / k_{jx}$, получаем

$$k_j = \sqrt{k_{jx}^2 + k_{jy}^2 + k_{jz}^2} = \pi \sqrt{\left(\frac{m_x}{l}\right)^2 + \left(\frac{m_y}{d}\right)^2 + \left(\frac{m_z}{h}\right)^2}, \quad (1)$$

и длина стоячей волны плотности тока

$$\lambda_j = \frac{2\pi}{k_j} = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m_x}{l}\right)^2 + \left(\frac{m_y}{d}\right)^2 + \left(\frac{m_z}{h}\right)^2}}, \quad (2)$$

где m_x, m_y, m_z - целые числа. С учётом предположения того, что толщина наночастицы h очень мала, получаем, что единственное возможное значение m_z равно нулю. Дело в том, что при отличных от нуля значениях m_z , длина волны плотности тока λ_{jz} будет очень мала, как и близкая к ней по величине длина резонансной световой волны, которая при этом выйдет за пределы диапазона анализируемых длин волн падающего света. Следовательно, для тонкой нанобалки

$$\lambda_{j m_x m_y} = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m_x}{l}\right)^2 + \left(\frac{m_y}{d}\right)^2}}, \quad (3)$$

где длине волны плотности тока приписаны индексы моды.

На рис. 3 видны резонансы продольных мод ($m_y=0$) справа налево: $\lambda_{j10}, \lambda_{j30}, \lambda_{j50}$ и, возможно, λ_{j70} . По горизонтали отложена длина возбуждающей световой волны, которая оказалась примерно вдвое больше длины волны плотности тока $\lambda_{j m_x 0} = 2l/m_x$. По вертикали отложена площадь сечения рассеяния света.

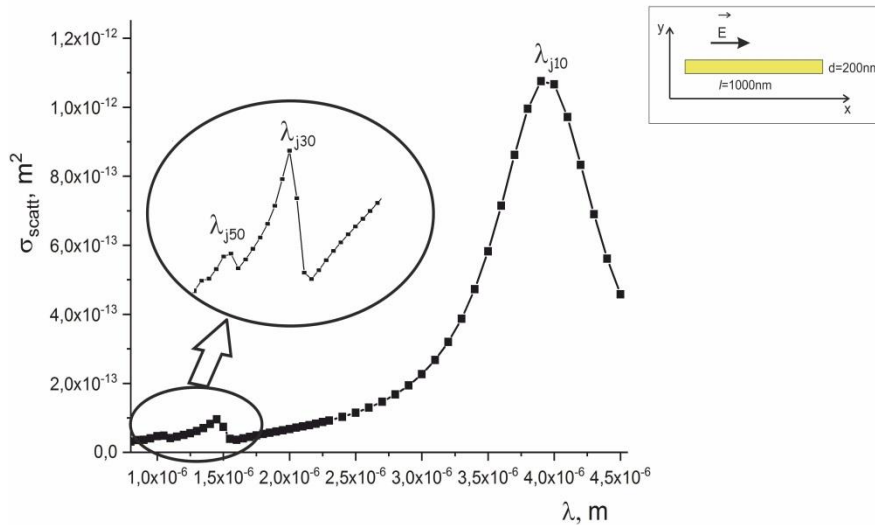


Рис. 3. Сечение рассеяния для наночастицы с длиной, существенно превышающей ширину ($m_y=0$). Параметры наночастицы: длина $l=1000\text{nm}$, ширина $d=200\text{nm}$, толщина $h=5\text{nm}$.

Рассмотрим теперь отношение резонансных длин волн плотности тока λ_{j11} и λ_{j10} :

$$\frac{\lambda_{j11}}{\lambda_{j10}} = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{1}{l}\right)^2 + \left(\frac{1}{d}\right)^2}} \cdot \frac{1}{2l} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{l}{d}\right)^2}}. \quad (4)$$

По аналогии с приведённым выше рисунком будем считать, что резонансные световые волны примерно вдвое больше длин волн плотности тока. В таком случае отношение резонансных световых волн будет тем же. Если ширина наночастицы

гораздо меньше длины (см. рис.1), резонансная длина световой волны λ_{j11} для моды 11 оказывается меньше нижней границы рассматриваемого интервала световых длин волн.

$$d \ll l \Rightarrow \frac{\lambda_{j11}}{\lambda_{j10}} \ll 1 \quad (5)$$

Если же, наоборот, ширина наночастицы гораздо больше длины, то

$$d \gg l \Rightarrow \frac{\lambda_{j11}}{\lambda_{j10}} \rightarrow 1 \quad (6)$$

и резонансная длина света λ_{j11} для моды 11 приближается слева к резонансной длине волны λ_{j10} дипольной моды 10. Плавное выдвигание резонанса λ_{j11} слева направо по мере увеличения ширины наночастицы хорошо видно на рис. 4. Резонанс дипольной моды при этом движется навстречу справа налево.

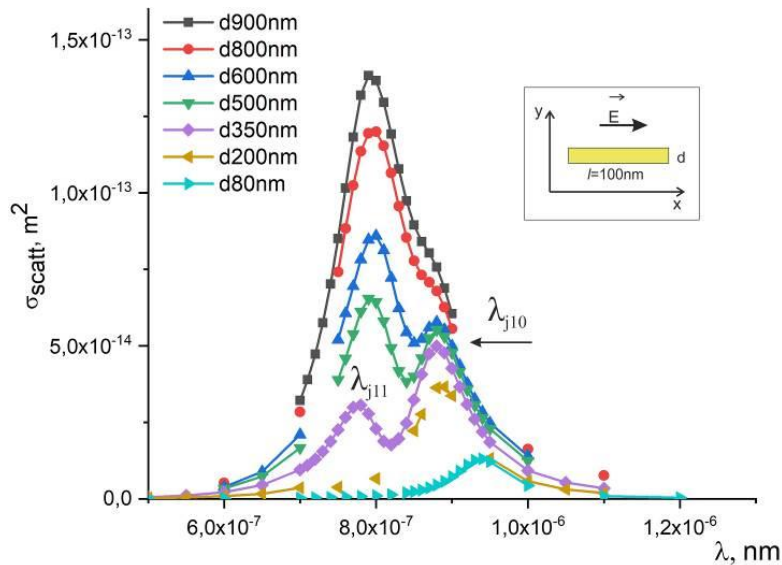


Рис. 4. Зависимость сечения рассеяния на золотой наночастице от ширины наночастицы d. Параметры наночастицы: длина $l=100\text{nm}$, толщина $h=5\text{nm}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. W. Bryant et al. // NanoLetters. 2008. V. 8. No 2. P. 631-636.
2. В.В. Климов // Наноплазмоника. 2010. М.: Физматлит.
3. Е.А. Efremova et al. // AIP Conf. Proc. 2019. V. 2064, No 1. P. 040002-1-040002-8.
4. S. W. Prescott et al. // J. of Appl. Phys. 2006. V. 99, P.123504.