

# Рассеяние поверхностных плазмон-поляритонов наночастицей с учетом магнитно-дипольного вклада

А. Б. Евлюхин<sup>1)</sup>, С. И. Божевольный\*

Владимирский государственный университет, 600000 Владимир, Россия

\*Department of Physics and Nanotechnology, Aalborg University, Skjernvej 4c, DK-9220 Aalborg Øst, Denmark

Поступила в редакцию 12 мая 2006 г.

Методом тензорной функции Грина волнового уравнения получены дифференциальные и полные сечения рассеяния сферической наночастицей поверхностных электромагнитных волн оптического диапазона (поверхностных плазмон-поляритонов) в поверхностные плазмон-поляритоны и свет с учетом магнитно-дипольного вклада. Показано на примере систем из благородных металлов, что магнитно-дипольный вклад может существенно влиять на угловую зависимость дифференциальных сечений рассеяния, увеличивая их анизотропию с увеличением длины волны плазмонов.

PACS: 02.70.-c, 03.65.Nk, 71.36.+c, 78.68.+m

Значительный прогресс в нанотехнологиях, особенно в последнее время, открыл для исследователей новые пути по изучению способов концентрации и направленного распространения световой энергии в микросистемах с размерами порядка длины световой волны или даже меньше. Одним из наиболее ярких и многообещающих с прикладной точки зрения направлений в этой области является изучение свойств поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) в наноструктурированных системах. ППП являются электромагнитными волнами оптического диапазона, которые возникают на границе раздела между диэлектриком и металлом [1]. Экспоненциальная локализация ППП у поверхности и их высокая чувствительность к поверхностным неоднородностям делает их уникальным инструментом для создания аналогов оптических приборов, функционирующих на микроуровне [2]. Одним из подходов к решению этой проблемы является использование поверхностных структур металлических наночастиц. Недавно на этой основе был успешно реализован ряд микрооптических устройств для ППП, включающий в себя зеркала, делители пучков и интерферометры [3–5]. Более того, было продемонстрировано, что поверхностная периодическая структура золотых наночастиц проявляет свойства двумерного фотонного кристалла по отношению к ППП [6]. Однако всестороннее развитие микрооптики, основанной на ППП, возможно только при детальном исследовании процессов рассеяния ППП различными микроструктурами. При этом наиболее важными являются два аспекта: во-

первых, это изучение эффективности различных каналов рассеяния, включающих рассеяние ППП в другие ППП и рассеяние ППП в свет, и, во-вторых, изучение диаграмм направленности рассеяния ППП различными микробъектами. Детальное теоретическое изучение процессов рассеяния ППП представляет сложную проблему, которая уже для одного симметричного рассеивателя требует применение численного счета [7]. Поэтому при изучении многократного рассеяния ППП в системах с большим числом рассеивателей приходится прибегать к ряду аппроксимаций. Одним из таких подходов является дипольное приближение. Недавно в [8, 9] было детально рассмотрено электро-дипольное приближение для задачи рассеяния ППП и установлены условия его применимости. При этом влияние магнитного поля на поляризуемость частицы считалось пренебрежимо малым. Однако известно, что для частиц с большой величиной диэлектрической проницаемости магнитно-дипольный вклад в рассеяние может быть одного порядка с электро-дипольным даже для частиц с радиусом  $R_p \ll \lambda$  ( $\lambda$  – длина волны внешнего излучения) [10].

В данной работе мы расширили наш подход из [8] и включили в рассмотрение рассеяния ППП сферической наночастицей ее магнитный момент, индуцированный магнитным полем падающей волны. В результате установлено, что для систем из благородных металлов (как в случае ППП-микроустройств) магнитно-дипольный вклад может существенно менять диаграмму направленности рассеяния ППП по сравнению со случаем электро-дипольного рассеяния, увеличивая ее анизотропию с увеличением длины

<sup>1)</sup>e-mail: a.b.evlyukhin@mail.ru

волны плазмонов. Последнее обстоятельство имеет отношение к проблеме создания упомянутых микрооптических устройств для ППП с оптимальными свойствами. Для изучения рассеяния ППП мы применили метод тензорной функции Грина, который позволяет рассматривать различные каналы рассеяния ППП независимо друг от друга [11].

Рассмотрим плоскую поверхностную электромагнитную волну частоты  $\omega$ , распространяющуюся вдоль плоской границы раздела между двумя полупространствами, заполненными металлом и диэлектриком с относительными диэлектрическими проницаемостями  $\varepsilon_m$  и  $\varepsilon_d$ , соответственно (вещества предполагаются немагнитными). При этом  $\text{Re}(-\varepsilon_m) > \varepsilon_d$ , именно при таком соотношении возможно существование ППП. Волна ППП рассеивается малой сферической частицей, расположенной над границей раздела со стороны диэлектрика. Радиус частицы  $R_p$ , ее диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon_p$ . Положение центра частицы задается радиус-вектором  $\mathbf{r}_p$  с координатами  $(0, 0, z_p)$  в декартовой системе координат, где  $z_p$  – расстояние между центром частицы и границей раздела металл-диэлектрик. Предполагая, что  $R_p \ll \lambda_s$  ( $\lambda_s$  – длина волны ППП), полное электромагнитное поле вне частицы на расстояниях  $|\mathbf{r} - \mathbf{r}_p| \gg R_p$  (в приближении точечного диполя) удовлетворяет уравнениям Максвелла:

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) = i\omega\mu_0\mathbf{H}(\mathbf{r}) + i\omega\mathbf{m}\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_p) \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) = -i\omega\varepsilon_0\varepsilon\mathbf{E}(\mathbf{r}) - i\omega\mathbf{p}\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_p) \quad (2)$$

где  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  – напряженности электрического и магнитного полей,  $\mu_0$  и  $\varepsilon_0$  – магнитная и диэлектрическая постоянные вакуума,  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость системы без частицы,  $\mathbf{m}$  и  $\mathbf{p}$  – магнитный и электрический моменты частицы, индуцированные магнитным и электрическим полем падающей волны, соответственно. Полное электрическое поле  $\mathbf{E}$ , удовлетворяющее системе (1), (2), представляет суперпозицию электрического поля  $\mathbf{E}^0$  падающей волны и полей, излучаемых электрическим,  $\mathbf{E}^p$ , и магнитным,  $\mathbf{E}^m$ , диполями. Напряженность электрического поля падающей волны ППП, направленной вдоль оси  $x$ , может быть записана в виде [11]

$$\mathbf{E}^0 = \exp(ik_S x - ak_S z)(-ia\hat{x}, 0\hat{y}, \hat{z}), \quad z \geq 0, \quad (3)$$

где  $a = \sqrt{\varepsilon_d/(-\varepsilon_m)}$ ;  $k_S = k_0\sqrt{\varepsilon_d\varepsilon_m/(\varepsilon_d + \varepsilon_m)}$  – волновое число ППП,  $k_0$  – волновое число в вакууме,  $\hat{x}$ ,  $\hat{y}$  и  $\hat{z}$  – орты выбранной декартовой системы координат ( $\hat{x}$ ,  $\hat{y}$  расположены на плоскости раздела металл – диэлектрик,  $\hat{z}$  – направлен в сторону диэлектрика).

Используя метод тензорной функции Грина для решения уравнений Максвелла, поле  $\mathbf{E}^p(\mathbf{r})$  запишем в виде

$$\mathbf{E}^p(\mathbf{r}) = \frac{k_0^2}{\varepsilon_0}\hat{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_p)\mathbf{p}, \quad (4)$$

где  $\hat{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  – электрический тензор Грина системы без частицы. В случае малого поглощения в металле (как это имеет место для благородных металлов [2]) данный тензор можно представить в виде суммы нескольких слагаемых, каждое из которых описывает возбуждение в системе электромагнитных полей определенного типа: квазистатического или ближнего электрического поля; поля поверхностных плазмон-поляритонов; поперечных электромагнитных волн, распространяющихся от металлической поверхности в дальнюю волновую зону [11]. Рассеянное поле, соответствующее ППП волнам и электромагнитным волнам, распространяющимся в дальнюю зону от границы раздела с ППП, можно найти, заменяя полный тензор Грина  $\hat{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  его аппроксимацией в приближении дальнего поля  $\hat{G}_S(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + \hat{G}_L(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ , где первый тензор соответствует волнам ППП, а второй – рассеянию в дальнюю зону от поверхности с ППП. Такое представление позволяет нам записать  $\mathbf{E}^p(\mathbf{r}) = \mathbf{E}^{p(S)}(\mathbf{r}) + \mathbf{E}^{p(L)}(\mathbf{r})$  и независимо рассмотреть два канала рассеяния ППП, сравнивая их эффективность для различных наборов параметров. Если частица достаточно малая и расположена на некотором расстоянии от поверхности [9], то ее дипольный момент может быть вычислен в квазистатическом приближении:  $\mathbf{p} = \hat{\alpha}_d\mathbf{E}^0(\mathbf{r}_p)$ , где  $\hat{\alpha}_d$  – тензор поляризуемости сферической частицы в периодическом однородном электрическом поле с учетом присутствия плоской поверхности раздела двух сред (дрессинг-эффект):

$$\hat{\alpha}_d = \alpha_0 \left( \frac{\hat{x}\hat{x}}{1 + \xi\beta} + \frac{\hat{y}\hat{y}}{1 + \xi\beta} + \frac{\hat{z}\hat{z}}{1 + 2\xi\beta} \right), \quad (5)$$

где  $\alpha_0 = 3\varepsilon_0\varepsilon_d V_p(\varepsilon_p - \varepsilon_d)/(\varepsilon_p + 2\varepsilon_d)$  – квазистатическая поляризуемость сферической частицы с объемом  $V_p$  в однородной среде с  $\varepsilon_d$  и введены обозначения  $\beta = [R_p/2z_p]^3$ ,  $\xi = [(\varepsilon_d - \varepsilon_m)(\varepsilon_p - \varepsilon_d)]/[(\varepsilon_d + \varepsilon_m)(\varepsilon_p + 2\varepsilon_d)]$ . Задача о рассеянии ППП сферической частицей в электро-дипольном приближении рассмотрена в [8].

Перейдем к расчету рассеянных волн магнитным диполем. Представим напряженность электрического поля рассеянной волны в виде, аналогичном (4):

$$\mathbf{E}^m(\mathbf{r}) = \hat{\mathfrak{K}}^m(\mathbf{r}, \mathbf{r}_p)\mathbf{m}, \quad (6)$$

где тензор  $\hat{\mathfrak{K}}^m(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  определяет поле в точке  $\mathbf{r}$  от источника в виде магнитного диполя, локализованного в точке  $\mathbf{r}'$ . Как и в случае электрического диполя, тензор  $\hat{\mathfrak{K}}^m(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  представим в виде  $\hat{\mathfrak{K}}^{m(S)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + \hat{\mathfrak{K}}^{m(L)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ , где вновь первый тензор соответствует волнам ППП, а второй – рассеянию в дальнюю зону от поверхности. Для построения тензора  $\hat{\mathfrak{K}}^m(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  воспользуемся электромагнитной теоремой взаимности для двух точечных источников в виде электрического и магнитного диполей [12], тогда можем записать

$$\mathbf{p}(\mathbf{r}_1)\mathbf{E}_2(\mathbf{r}_1) = -\mathbf{m}(\mathbf{r}_2)\mathbf{H}_1(\mathbf{r}_2), \quad (7)$$

где  $\mathbf{E}_2(\mathbf{r}_1)$  – электрическое поле в точке  $\mathbf{r}_1$ , которое создает магнитный диполь  $\mathbf{m}$ , расположенный в  $\mathbf{r}_2$ ;  $\mathbf{H}_1(\mathbf{r}_2)$  – магнитное поле в точке  $\mathbf{r}_2$ , которое создает электрический диполь  $\mathbf{p}$ , расположенный в  $\mathbf{r}_1$ . Используя тензор  $\hat{G}^H(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  и связь электрического поля с магнитным, можем записать

$$\mathbf{H}_1(\mathbf{r}_2) = \frac{k_0}{i\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}} \hat{G}^H(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1)\mathbf{p}(\mathbf{r}_1), \quad (8)$$

где тензор  $\hat{G}^H(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1)$  определяется уравнением  $\hat{G}^H(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1)\mathbf{p}(\mathbf{r}_1) = \nabla \times \hat{G}(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1)\mathbf{p}(\mathbf{r}_1)$  (дифференцирование идет по  $\mathbf{r}_2$ ). Подставляя (8) в (7) и используя определение (6), получим

$$\hat{\mathfrak{K}}^m(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{ik_0}{\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}} \left[ \hat{G}^H(\mathbf{r}', \mathbf{r}) \right]^T, \quad (9)$$

где  $T$  обозначает операцию транспонирования. Тензоры  $\hat{\mathfrak{K}}^{m(S)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  и  $\hat{\mathfrak{K}}^{m(L)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  получаются из теоремы взаимности, если воспользоваться линейностью приведенных уравнений и рассмотреть каждый канал рассеяния отдельно. При этом тензор  $\hat{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  заменяется на  $\hat{G}_S(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  для рассеяния в ППП или на  $\hat{G}_L(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  для рассеяния в свет. Аналитические представления в прямом пространстве для тензоров  $\hat{G}_S(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  и  $\hat{G}_L(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  приведены в [8, 11] и [13], соответственно. Заметим, что в [13] тензор  $\hat{G}_L(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  приведен для более общего случая – слоистой структуры. Так как  $R_p \ll \lambda_s$ , то для вычисления магнитного дипольного момента частицы мы применим выражение для магнитной поляризуемости  $\alpha_m$  сферической частицы в однородном периодическом внешнем магнитном поле [10], тогда  $\mathbf{m} = \alpha_m \mathbf{H}^0(\mathbf{r}_p)$ , где  $\mathbf{H}^0(\mathbf{r}_p)$  – напряженность магнитного поля внешней волны ППП в точке  $\mathbf{r}_p$ ,

$$\alpha_m = -\frac{3}{2}\mu_0 V_p \left( 1 - \frac{3}{R_p^2 k_p^2} + \frac{3}{R_p k_p} \text{ctg} R_p k_p \right), \quad (10)$$

здесь  $k_p = k_0 \sqrt{\varepsilon_p}$ . Если  $|R_p k_p| \ll 1$ , то  $\alpha_m \approx \approx \mu_0 V_p (R_p k_p)^2 / 10$ . Для немагнитных сред и для  $z_p \ll$

$\ll \lambda_s$  влияние поверхности с ППП на магнитную поляризуемость пренебрежимо мало. После ряда последовательных вычислений получим в дальней зоне электромагнитные поля рассеянных волн магнитным диполем. Для рассеяния ППП в ППП в области  $z \geq 0$  в цилиндрических координатах имеем: для электрического поля  $E_\varphi^{m(S)} = 0$ ;  $E_\rho^{m(S)} = -iaE_z^{m(S)}$ ;

$$E_z^{m(S)}(\rho, \varphi, z) = \frac{-ak_S^3 [H_1^{(1)}(k_S \rho) + ia^2 H_0^{(1)}(k_S \rho)]}{2\mu_0(1-a^4)} \times \alpha_m \cos \varphi e^{-ak_S(z+2z_p)}; \quad (11)$$

для магнитного поля  $H_\rho^{m(S)} = H_z^{m(S)} = 0$ ;

$$H_\varphi^{m(S)}(\rho, \varphi, z) = \frac{-iak_S^4 \varepsilon_0 \alpha_m \cos \varphi e^{-ak_S(z+2z_p)}}{2k_0 \mu_0 \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} (1-a^4)} \times [a^4 H_0^{(1)}(k_S \rho) - 2ia^2 H_1^{(1)}(k_S \rho) - H_2^{(1)}(k_S \rho)], \quad (12)$$

где  $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ ,  $H_j^{(1)}(k_S \rho)$  – функция Ханкеля первого рода  $j$ -го порядка. Электромагнитное поле для ППП в области  $z < 0$  получаем из (11) и (12), используя граничные условия и заменяя множитель  $\exp(-ak_S z)$  на  $\exp(k_S z/a)$ . Для рассеяния ППП в свет в сферических координатах получим

$$E_\varphi^{m(L)}(r, \varphi, \theta) = k_d k_S (1-a^2) \alpha_m \sin \varphi \cos \theta \times \frac{e^{ik_d r}}{\mu_0 4\pi r} (1-r^{(s)}) e^{ik_d 2z_p \cos \theta} e^{-ak_s z_p - ik_d z_p \cos \theta}; \quad (13)$$

$$E_\theta^{m(L)}(r, \varphi, \theta) = -k_d k_S (1-a^2) \alpha_m \cos \varphi \times \frac{e^{ik_d r}}{\mu_0 4\pi r} (1+r^{(p)}) e^{ik_d 2z_p \cos \theta} e^{-ak_s z_p - ik_d z_p \cos \theta}, \quad (14)$$

где  $k_d = k_0 \sqrt{\varepsilon_d}$ ,  $r^{(s)}$  и  $r^{(p)}$  коэффициенты отражения от металлической поверхности  $s$ - и  $p$ -поляризованных волн, соответственно [8, 11]. Таким образом, с учетом результатов из [8] мы получили представление электромагнитных полей в каждом канале рассеяния в виде суммы двух вкладов от электрического и магнитного диполей. Так, для рассеяния ППП в ППП электрическое поле рассеянной волны  $\mathbf{E}^S = \mathbf{E}^{p(S)} + \mathbf{E}^{m(S)}$ , для рассеянной световой волны  $\mathbf{E}^L = \mathbf{E}^{p(L)} + \mathbf{E}^{m(L)}$ . Подобные соотношения можно записать и для магнитных полей.

Теперь вычислим дифференциальные и полные сечения рассеяния для каждого из двух каналов рассеяния ППП, пренебрегая мнимой частью диэлектрической проницаемости металла с ППП. При этом диэлектрические свойства частицы могут быть произвольными. Дифференциальные сечения рассеяния для каждого канала определяются отношением между усредненными по времени потоками энергии для

рассеянной и падающей волн. Следуя процедуре из [8], после вычисления векторов Пойнтинга для соответствующих волн мы получаем выражения для сечений рассеяния. Дифференциальное сечение для рассеяния ППП в ППП имеет вид

$$\sigma_S(\varphi) = \frac{k_S a^2 (1 - a^2) e^{-4\alpha k_S z_p}}{2\pi(1 - a^4)^2} \left[ \frac{k_0^4}{\varepsilon_0^2 (1 - a^2)^3} |\alpha_e|^2 + \frac{k_S^4 \cos^2 \varphi}{\mu_0^2} |\alpha_m|^2 + \frac{k_0^2 k_S^2 \cos \varphi}{\mu_0 \varepsilon_0 (1 - a^2)} (\alpha_m^* \alpha_e + \alpha_m \alpha_e^*) \right], \quad (15)$$

где  $\alpha_e = \alpha_0(1 + \eta_p \cos \varphi)/(1 + 2\xi\beta)$ ,  $\eta_p = a^2(1 + 2\xi\beta)/(1 + \xi\beta)$ , знак \* обозначает комплексное сопряжение. Первый член в квадратных скобках в (15) соответствует электро-дипольному рассеянию, второй описывает магнитно-дипольное рассеяние, а третий учитывает их интерференцию. Из (15) видно, что магнитный вклад растет с ростом  $|\alpha_m|$  и уменьшением  $a^2$  ( $a$  определяет отношение продольной и поперечной составляющих электрического поля ППП). Полное сечение рассеяния получается после интегрирования (15) по углу рассеяния  $\varphi$  в пределах  $[0; 2\pi]$ . Благодаря тому, что волны, распространяющиеся от поверхности, в дальней зоне являются строго поперечными, их усредненный вектор Пойнтинга  $\langle \mathbf{S}_L \rangle$  имеет только радиальную составляющую, а дифференциальное сечение рассеяния ППП в свет может быть выражено только через напряженность электрического поля рассеянных волн:

$$\sigma_L(\varphi, \theta) = \frac{\langle \mathbf{S}_L \rangle_r r^2}{P_{in}} = \frac{2k_d a |\mathbf{E}^L|^2 r^2}{(1 - a^2)(1 - a^4)}, \quad (16)$$

где  $\langle \mathbf{S}_L \rangle_r r^2$  – мощность, рассеиваемая в среду над поверхностью с ППП в направлении, определяемом углами  $\varphi$  и  $\theta$ ,  $P_{in}$  – поток энергии падающей волны ППП, отнесенный к единице, длины перпендикулярной к направлению падения. Полное сечение рассеяния в свет определяется интегрированием  $\sigma_L(\varphi, \theta)$  по телесному углу  $\sin \theta d\theta d\varphi$ , где  $\theta \in [0, \pi/2]$  и  $\varphi \in [0, 2\pi]$ .

В экспериментах по рассеянию поверхностных плазмон-поляритонов рассеиватель часто изготавливается из того же металла (например, золота или серебра), что и подложка ( $\varepsilon_p = \varepsilon_m$ ), при этом диэлектрик над подложкой представляет собой воздух ( $\varepsilon_d = 1$ ). Выполним численный расчет сечений рассеяния для подобных систем, предполагая, что  $\varepsilon_m$  и  $\varepsilon_p$  соответствуют золоту [14], и учитывая, что  $|\operatorname{Re}(\varepsilon_m)| \gg \operatorname{Im}(\varepsilon_m)$ . Для удобства дифференциальные сечения будем нормировать на величину

$$\sigma_0 = \frac{k_S k_0^4 a^2 |\alpha_0|^2 e^{-4\alpha k_S z_p}}{2\pi \varepsilon_0^2 (1 - a^4)^2 (1 - a^2)^2}, \quad (17)$$

которая представляет дифференциальное сечение изотропного рассеяния ППП в ППП частицей с квазистатической поляризуемостью  $\alpha_0$ . Из рис.1 видно,

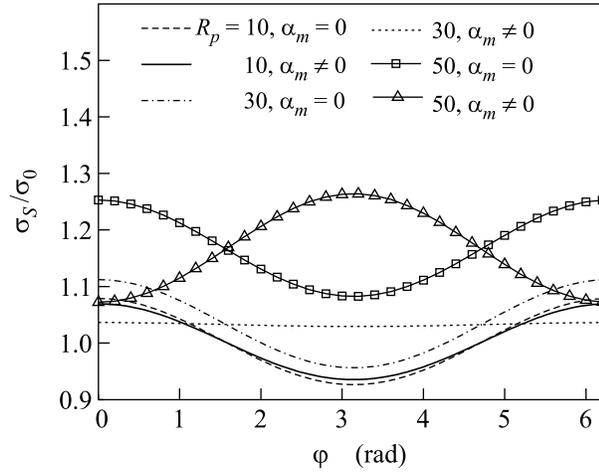


Рис.1. Угловая зависимость нормированного дифференциального сечения рассеяния ППП в ППП без учета ( $\alpha_m = 0$ ) и с учетом ( $\alpha_m \neq 0$ ) магнитно-дипольного вклада для золотой частицы с радиусом  $R_p$ , расположенной над золотой подложкой ( $z_p = 80$  нм).  $\varphi = 0; 2\pi$  – рассеяние вперед,  $\varphi = \pi$  – рассеяние назад. Длина волны света  $\lambda = 800$  нм. Величины  $R_p$  приведены в нанометрах

что в случае только электро-дипольного рассеяния максимум сечения ППП в ППП соответствует рассеянию вперед ( $\varphi = 0; 2\pi$ ), а минимум – рассеянию назад ( $\varphi = \pi$ ). Эта анизотропия сечения практически не зависит от размера частицы, при фиксированном положении ее центра, и определяется отношением продольной и поперечной составляющих электрического поля ППП. Для малых частиц ( $R_p \leq 10$  нм) учет магнитно-дипольного вклада несуществен. Однако с увеличением размера частицы магнитный вклад растет, что приводит к изменению углового распределения сечения – максимум рассеяния теперь соответствует  $\varphi = \pi$ , то есть рассеянию назад. С увеличением длины волны ППП анизотропия, вносимая магнитно-дипольным рассеянием, возрастает (рис.2). Такое поведение обусловлено тем, что с ростом длины волны света, возбуждающего ППП, диэлектрическая проницаемость металла (золота) растет по модулю. Это приводит, во-первых, к относительному уменьшению продольной составляющей электрического поля ППП и, как следствие, к почти изотропному электро-дипольному рассеянию (рис.2), а, во-вторых, к росту  $|R_p k_p|$ , несмотря на увеличение длины волны. В результате анизотропия дифференциального сечения с максимумом рассеяния назад

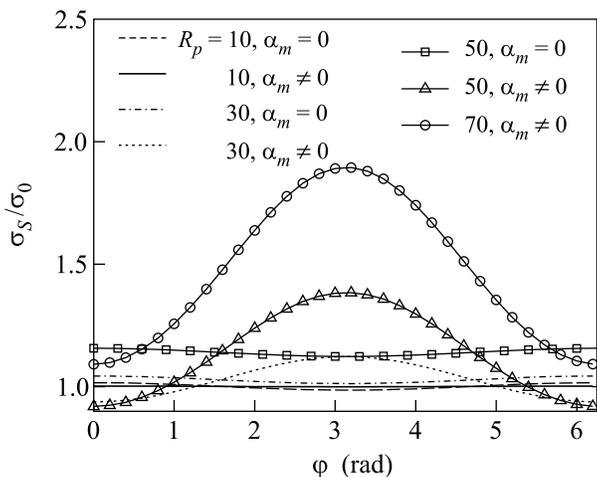


Рис.2. Угловая зависимость нормированного дифференциального сечения рассеяния ППП в ППП без учета ( $\alpha_m = 0$ ) и с учетом ( $\alpha_m \neq 0$ ) магнитно-дипольного вклада для золотой частицы с радиусом  $R_p$ , расположенной над золотой подложкой ( $z_p = 80$  нм).  $\varphi = (0; 2\pi)$  – рассеяние вперед,  $\varphi = \pi$  – рассеяние назад. Длина волны света  $\lambda = 1550$  нм. Величины  $R_p$  приведены в нанометрах

увеличивается с увеличением длины волны (рис.3). Для рассеяния ППП в свет сохраняется похожая

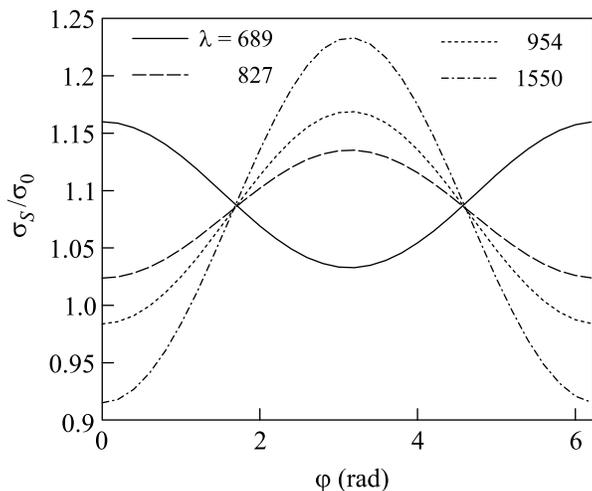


Рис.3. Угловая зависимость нормированного дифференциального сечения рассеяния ППП в ППП с учетом магнитно-дипольного вклада для золотой частицы ( $R_p = 40$  нм), расположенной над золотой подложкой ( $z_p = 80$  нм).  $\varphi = (0; 2\pi)$  – рассеяние вперед,  $\varphi = \pi$  – рассеяние назад. Длины волн  $\lambda$  в нанометрах

зависимость – с учетом магнитно-дипольного вклада относительно крупная частица начинает рассеивать ППП под некоторым углом к поверхности в направлении, обратном направлению падающей волны.

Расчеты показывают, что учет магнитно-дипольного рассеяния, изменяя угловую зависимость рассеяния, практически не влияет на полные сечения рассеяния для каждого канала, относительный вклад которых в общее сечение рассеяния зависит как от длины волны плазмонов, так и от расстояния между частицей и подложкой (рис.4). На относительно малых длинах

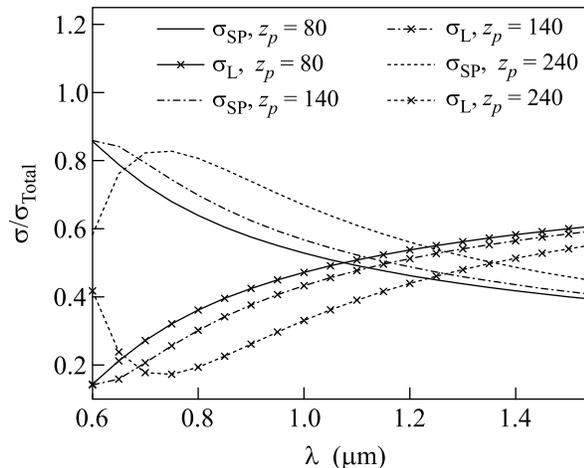


Рис.4. Полное сечение рассеяния для каждого канала рассеяния ( $\sigma_{SP}$  ППП в ППП;  $\sigma_L$  ППП в свет), отнесенное к суммарному сечению  $\sigma_{Total} = \sigma_{SP} + \sigma_L$ , для золотой частицы ( $R_p = 40$  нм) над золотой подложкой как функция длины волны света, возбуждающего ППП. Величины  $z_p$  приведены в нанометрах

волн основным каналом является рассеяние ППП в ППП, на более длинных волнах – рассеяние ППП в свет. С увеличением расстояния между частицей и подложкой длина волны, на которой происходит смена основного канала рассеяния, сдвигается в область более длинных волн (рис.4). Однако следует иметь в виду, что с ростом  $\lambda$  (и  $|\epsilon_m|$ ) абсолютные значения сечений рассеяния быстро уменьшаются. Так как диэлектрическая проницаемость серебра на выбранных частотах подобна проницаемости золота, то полученные результаты будут иметь силу и для случая, когда золото заменяется серебром. В заключение заметим, что установленная связь анизотропии рассеяния ППП наночастицей с ее магнитным моментом может быть полезна для совершенствования ППП микрооптических устройств (зеркал, делителей пучков), работающих на основе угловой селективности рассеяния, а также для плазмонной микроскопии ближнего поля.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант # 06-02-16443. Авторы благодарны Danish Technical Research Council, Contract No. 26-04-0158, за финансовую поддержку.

- 
1. *Surface Polaritons*, Eds. V.M. Agranovich and D.L. Mills, North-Holland, Amsterdam, 1982.
  2. W. L. Barnes, A. Dereux, and T. W. Ebbesen, *Nature* **424**, 824 (2003).
  3. H. Ditlbacher et al., *Appl. Phys. Lett.* **81**, 1762 (2002).
  4. J. R. Krenn et al., *J. Microsc.* **209**, 167 (2003).
  5. A. L. Stepanov et al., *Opt. Lett.* **30**, 1524 (2005).
  6. S. I. Bozhevolnyi et al., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 3008 (2001).
  7. A. V. Shchegrov, I. V. Novikov, and A. A. Maradudin, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4269 (1997).
  8. A. B. Evlyukhin and S. I. Bozhevolnyi, *Phys. Rev. B* **71**, 134304 (2005).
  9. А. Б. Евлюхин, С. И. Божевольный, *Письма в ЖЭТФ* **81**, 278 (2005).
  10. Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, М.: Наука, 1992.
  11. T. Søndergaard and S. I. Bozhevolnyi, *Phys. Rev. B* **69**, 045422 (2004).
  12. Л. А. Вайнштейн, *Электромагнитные волны*, М.: Радио и связь, 1988.
  13. L. Novotny, *J. Opt. Soc. Am. A* **14**, 105 (1997).
  14. E. Palik, *Handbook of Optical Constant of Solids*, Academic, San Diego, CA, 1985.