

УДК 535.21; 535.36

Д.В. ГУЗАТОВ, Л.С. ГАЙДА

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СИЛЫ СВЕТОВОГО ДАВЛЕНИЯ, ДЕЙСТВУЮЩЕЙ НА СФЕРИЧЕСКИЕ НАНОЧАСТИЦЫ В ПОЛЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

In work the force of light pressure acting on dielectric and metal spherical nanoparticles located in the electromagnetic field of the Gauss laser beam is theoretically investigated. It is shown, that the force of light pressure can effectively operates on nanoparticles located in the beam section in the area not exceeding its double radius of its neck concerning to the centre of the beam. It is shown, that absolute values of the force of light pressure in the case of metal nanoparticles can exceed an analogous values in the case of dielectric nanoparticles up to $\sim 10^1 \div 10^3$ times and more, that is caused by the greater values of the polarizability of metal nanoparticle in comparison with the dielectric one. Thus the maximal value of the force of light pressure corresponds to the wavelength close to the plasmon resonance in nanoparticle.

Управление движением малых диэлектрических частиц в световом поле возможно благодаря воздействию силы светового давления. Особенно заметным является действие лазерного излучения, по-

скольку в этом случае удастся получить большие плотности энергии в малой области пространства (сечении лазерного пучка) [1, 2]. Если создать интерференционное световое поле, то управление периодом его модуляции с помощью изменения угла схождения интерферирующих волн позволяет пространственно варьировать действие силы светового давления, управляя движением частиц [3]. Таким способом могут быть созданы искусственные среды с управляемыми оптическими свойствами в виде суспензии взвешенных в жидкости и упорядоченных в интерференционном поле диэлектрических частиц [4], обладающие уникальными оптическими свойствами [5, 6].

Отдельно внимание должно быть уделено исследованию силы светового давления, действующей на металлические наночастицы, поскольку в них могут возбуждаться плазмонные осцилляции, которые увеличивают поглощение электромагнитного излучения на определенных (плазмонных) частотах [7]. Сила светового давления, действующая на металлическую наночастицу, также будет характеризоваться увеличением на частотах, близких к частоте плазмонного резонанса по сравнению со значениями вне резонанса [8], что представляет особенный интерес для наноплазмоники.

Целью настоящей работы является теоретическое исследование в рэлеевском приближении силы светового давления, действующей на сферические диэлектрические и металлические наночастицы, расположенные в электромагнитном поле гауссова лазерного пучка.

Теоретические положения

В общем случае тела произвольной формы и размера, а также электромагнитного излучения произвольной пространственной неоднородности вычисление силы светового давления весьма трудоемкая задача. Как правило, в таком случае сила светового давления может быть найдена численно с использованием интегральных уравнений Стрэттона – Чу [9]. Для наночастиц, т. е. частиц, размер которых существенно меньше длины волны падающего излучения, можно использовать рэлеевское приближение. В результате выражение для силы светового давления может быть представлено в виде ряда по малому отношению размера наночастицы к длине волны. С точностью $\sim k_0^4$, где $k_0 = \omega/c$ – волновое число в вакууме, данное выражение имеет вид [10]

$$\begin{aligned} \mathbf{F} = & \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ \sum_{j=1}^3 \left[\varepsilon_m \cdot P_j^I \cdot \operatorname{grad}(E_j^{I*}) + \mu_m \cdot M_j^I \cdot \operatorname{grad}(H_j^{I*}) \right] \right\} - \\ & - \frac{1}{3} k_m^3 \cdot \operatorname{Im} \left\{ \sum_{j=1}^3 \left[\varepsilon_m \cdot P_j^I \cdot \operatorname{grad}(P_j^{I*}) + \mu_m \cdot M_j^I \cdot \operatorname{grad}(M_j^{I*}) \right] \right\} - \\ & - \frac{1}{3} k_m^4 \cdot \sqrt{\varepsilon_m \cdot \mu_m} \cdot \operatorname{Re} [\mathbf{P}^I \times \mathbf{M}^{I*}] + \dots = \mathbf{F}^{\operatorname{grad}} + \mathbf{F}^{\operatorname{scat}}, \end{aligned} \quad (1)$$

где ε_m, μ_m – диэлектрическая и магнитная проницаемости среды, в которой расположена наночастица;

$k_m = k_0 \cdot \sqrt{\varepsilon_m \cdot \mu_m}$; $P_j^I = \sum_{k=1}^3 \alpha_{jk} \cdot E_k^I$ и $M_j^I = \sum_{k=1}^3 \beta_{jk} \cdot H_k^I$ – электрический и магнитный дипольные моменты наночастицы, приобретаемые в падающем электрическом и магнитном поле $\mathbf{E}^I$ и $\mathbf{H}^I$; α_{jk}, β_{jk} –

компоненты тензоров электрической и магнитной поляризуемостей наночастицы; индексы j, k нумеруют декартовы оси; звездочка – комплексное сопряжение. Введенные в (1) величины $\mathbf{F}^{\operatorname{grad}}$ и $\mathbf{F}^{\operatorname{scat}}$ обозначают градиентную силу и силу рассеяния, которые составляют полное выражение для силы светового давления. Первая действует по направлению градиента интенсивности падающего поля и особенно заметна в интерференционных полях [4], вторая направлена вдоль распространения электромагнитного излучения (вектора Пойнтинга). В случае сферической наночастицы выражение (1) упрощается и принимает следующий вид [10, 11]:

$$\begin{aligned} \mathbf{F}^{\operatorname{grad}} &= 2\pi(\alpha' + \beta') \cdot \operatorname{grad}(W), \\ \mathbf{F}^{\operatorname{scat}} &= 4\pi \cdot k_m (\alpha'' + \beta'') \mathbf{W} + \frac{8\pi}{3} k_m^4 (\alpha'^2 + \beta'^2 - \alpha'\beta') \mathbf{W}, \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} \alpha &= \alpha' + i\alpha'' = a^3 (\varepsilon_p - \varepsilon_h) / (\varepsilon_p + 2\varepsilon_h), \\ \beta &= \beta' + i\beta'' = a^3 (\mu_p - \mu_h) / (\mu_p + 2\mu_h) \end{aligned}$$

– поляризуемости сферической наночастицы радиусом a , изготовленной из вещества с диэлектрической и магнитной проницаемостями ϵ_p и μ_p ; $i = \sqrt{-1}$; $\mathbf{W}$ – вектор плотности энергии, направленный вдоль распространения электромагнитного излучения; $W = \epsilon_m \cdot |\mathbf{E}'|^2 / (8 \cdot \pi)$.

Рассмотрим падающее электромагнитное поле в виде гауссова лазерного пучка. Интенсивность гауссова пучка, распространяющегося вдоль декартовой оси z , может быть определена следующим образом [12]:

$$I(r, z) = I_0 \cdot \frac{\rho_0^2}{\rho^2(z)} \exp\left(-\frac{r^2}{\rho^2(z)}\right), \quad (3)$$

где $\rho(z) = \rho_0 \cdot \sqrt{1 + (z/z_d)^2}$ – радиус пучка; ρ_0 – радиус в плоскости $z = 0$ (радиус шейки пучка); $z_d = k_m \cdot \rho_0^2$ – дифракционная длина пучка; $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$. Заметим, что ранее мы рассматривали наночастицу, расположенную в начале координат. Для того чтобы исследовать случай произвольного расположения наночастицы, преобразуем (3) с помощью подстановки: $x \rightarrow x + x_0$, $y \rightarrow y + y_0$ и $z \rightarrow z + z_0$, тогда вектор $\mathbf{r}_0 = x_0 \cdot \mathbf{i} + y_0 \cdot \mathbf{j} + z_0 \cdot \mathbf{k}$ имеет значение радиуса-вектора, задающего положение наночастицы ($\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$ – орты декартовой системы координат). Таким образом, в случае немагнитных сред ($\mu_m = \mu_p = 1$, $\beta = 0$) выражения (2) для сферической наночастицы в поле гауссова пучка принимают вид

$$\begin{aligned} \mathbf{F}^{\text{grad}} = & -\left(\frac{x_0 \cdot \mathbf{i} + y_0 \cdot \mathbf{j}}{\rho^2(z_0)}\right) \frac{\alpha' \cdot n_m}{c} I(r_0, z_0) - \\ & -\frac{z_0 \cdot \mathbf{k}}{\rho^2(z_0)} \left(1 + \frac{\rho_0^2}{z_d^2} \left[1 - \frac{r_0^2}{\rho^2(z_0)}\right]\right) \frac{\alpha' \cdot n_m}{c} I(r_0, z_0), \\ \mathbf{F}^{\text{scat}} = & \left(\alpha'' + \frac{2}{3} k_m^3 \cdot \alpha'^2\right) \frac{k_m \cdot n_m}{c} I(r_0, z_0) \mathbf{k}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $n_m = \sqrt{\epsilon_m}$ – коэффициент преломления среды, в которой находится наночастица; функция $I(r_0, z_0)$ задана в (3). Как следует из выражений (4), градиентная сила равна нулю, если наночастица расположена в начале координат. В то же время сила рассеяния принимает максимальное значение в этой точке. Градиентная сила пропорциональна объему наночастицы ($\alpha \sim V$), а для силы рассеяния имеет место более сложная зависимость от размера наночастицы: для диэлектрических частиц $F^{\text{scat}} \sim \alpha'^2$, а для металлических наночастиц зависимость выражается квадратичным полиномом от объема частицы. В случае субмикронных и микронных частиц выражения (4) не применимы, и для нахождения силы светового давления следует точно решать рассматриваемую задачу. Чтобы найти приближенное значение градиентной силы, следует вместо градиента интенсивности, вычисленного в центре частицы, использовать величину градиента, усредненную по объему частицы [13].

Результаты и их обсуждение

Для численного анализа выражений (4) рассмотрим гауссов пучок с шейкой $\rho_0 = 1$ мм и длиной волны $\lambda = 532$ нм. Для удобства силу светового давления будем нормировать на величину $F_0 = I_0 V / (c \rho_0)$. Рассмотрим сферическую наночастицу радиусом 30 нм, расположенную в воде ($n_m = 1,33$). Далее случай диэлектрической наночастицы будет соответствовать полистиролу ($n_p = 1,57$), а случай металлической наночастицы – золоту ($n_p = 0,53 + i \cdot 2,23$). Данные по зависимости диэлектрической проницаемости золота от длины волны взяты из [14].

На рис. 1 показана зависимость силы светового давления от положения полистироловой наночастицы в плоскости $y_0 = 0$. Как хорошо видно, наибольшей величиной среди исследуемых компонент обладает сила рассеяния (рис. 1 в), максимальное значение которой оказывается в $\sim 2 \cdot 10^2$ раз больше, чем максимальное значение градиентной силы. При этом сила рассеяния положительна, симметрично распределена относительно оси z (см. (4)), максимальное значение принимает в точке $r_0 = 0$. В то же время компоненты градиентной силы меняют знак: x -компонента отрицательна для $x_0 > 0$ и положи-

тельна для $x_0 < 0$ (см. рис. 1 а). Это означает, что градиентная сила действует в противоположную сторону от направления смещения наночастицы и стремится вернуть ее в область максимума интенсивности лазерного пучка. Если бы поляризуемость наночастицы была отрицательной, как для пузырька воздуха в воде ($n_p < n_m$), то знак градиентной силы стал бы противоположным и наночастица выталкивалась бы из пучка. Из рис. 1 следует, что сила светового давления эффективно действует на наночастицу, находящуюся в области $r_0 < 2 \cdot \rho_0$, а вне этой области сила светового давления равна нулю. Абсолютное значение x -компоненты градиентной силы постепенно уменьшается при смещении наночастицы из центра пучка вдоль оси z (см. рис. 1 а), а при смещении вдоль оси x – сначала увеличивается, а затем более медленно уменьшается (см. рис. 1 б). На линии $x_0 = 0$ она равна нулю. Точно такие же зависимости, но для первого случая при смещении вдоль оси x , а для второго – при смещении вдоль оси z , имеют место и для z -компоненты градиентной силы.

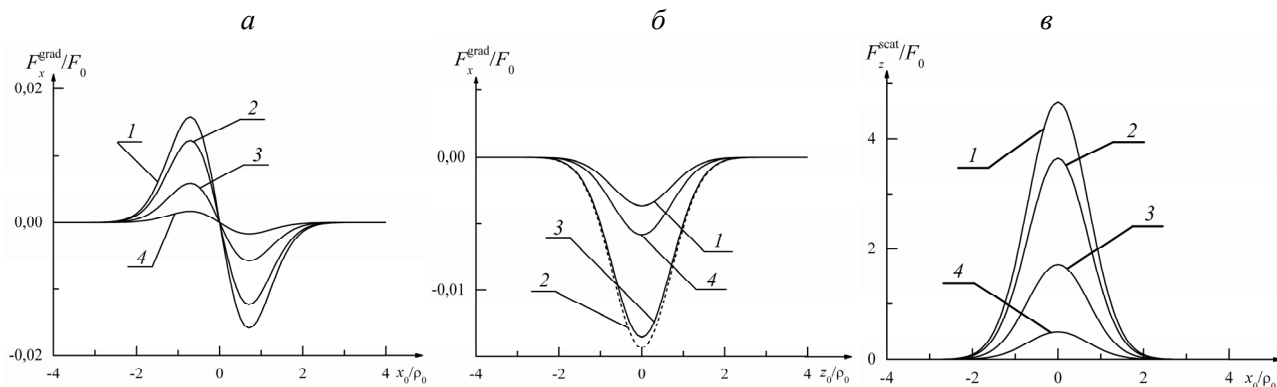


Рис. 1. Нормированные компоненты силы светового давления, действующей на полистироловую наночастицу

в поле гауссова пучка, в плоскости $y_0 = 0$:

а, б – x -компонента градиентной силы; в – z -компонента силы рассеяния. На а и в: 1 – $z_0 = 0$, 2 – $z_0 = \rho_0 / 2$, 3 – $z_0 = \rho_0$, 4 – $z_0 = 3\rho_0 / 2$;
на б: 1 – $x_0 = \rho_0 / 10$, 2 – $x_0 = \rho_0 / 2$, 3 – $x_0 = \rho_0$, 4 – $x_0 = 3\rho_0 / 2$

В случае наночастицы из золота (рис. 2) распределения компонент сил светового давления в плоскости $y_0 = 0$ имеют вид, схожий со случаем полистироловой наночастицы (ср. рис. 1, 2). Существенное отличие между ними заключено в величинах компонент силы светового давления. Как следует из рис. 2, отношение максимальных абсолютных значений градиентной силы для золотой и полистироловой частиц ~ 15 , а для сил рассеяния $\sim 2 \cdot 10^3$. Увеличение значений градиентной силы здесь вызвано большим значением действительной части поляризуемости металлической наночастицы по сравнению с диэлектрической ($F^{\text{grad}} \sim \alpha'$), а увеличение силы рассеяния – как ростом действительной части поляризуемости ($F^{\text{scat}} \sim \alpha'^2$), так и вследствие отличного от нуля вклада ее мнимой части (см. (4)).

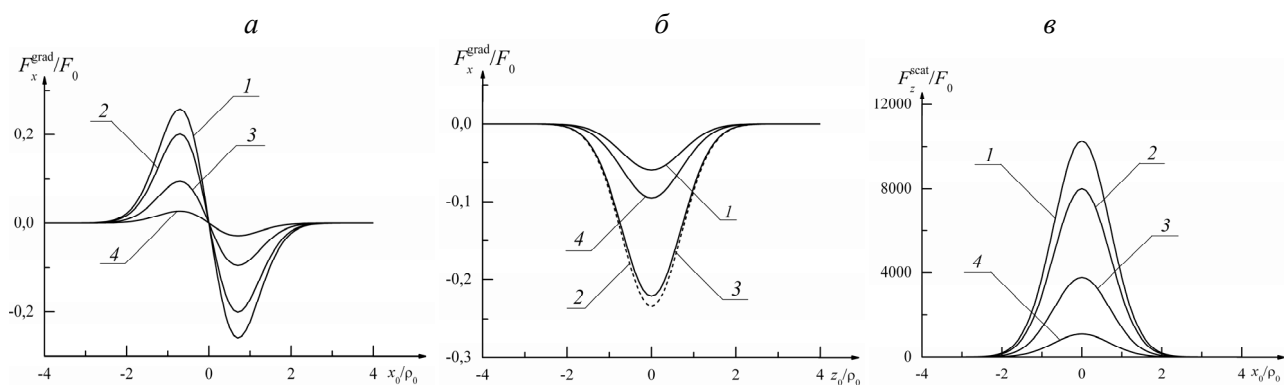


Рис. 2. Нормированные компоненты силы светового давления, действующей на золотую наночастицу в поле гауссова пучка, в плоскости $y_0 = 0$:

а, б – x -компонента градиентной силы; в – z -компонента силы рассеяния. На а и в: 1 – $z_0 = 0$, 2 – $z_0 = \rho_0 / 2$, 3 – $z_0 = \rho_0$, 4 – $z_0 = 3\rho_0 / 2$;
на б: 1 – $x_0 = \rho_0 / 10$, 2 – $x_0 = \rho_0 / 2$, 3 – $x_0 = \rho_0$, 4 – $x_0 = 3\rho_0 / 2$

На рис. 3 показана зависимость компонент силы светового давления, действующей на наночастицу из золота, от длины волны. Хорошо видно, что абсолютное значение x -компоненты градиентной силы уменьшается при смещении частицы вдоль оси z ; абсолютное значение z -компоненты сначала увеличивается, а затем уменьшается; величина силы рассеяния уменьшается. Максимальное абсолютное значение градиентная сила принимает для $\lambda = 550$ нм, а сила рассеяния – для $\lambda = 520$ нм. Оба

указанных значения близки к длине волны, соответствующей плазмонному резонансу в наночастице из золота ($\lambda = 520$ нм) [7]. Отличие этих значений вызвано различными видами функциональной зависимости градиентной силы и силы рассеяния от λ (ср. (4)). Заметим, что одним из условий применимости выражений (1) и, как следствие, выражений (2) и (4) является требование малости поглощения излучения наночастицей $\alpha'' / \alpha' \ll 1$ [10]. В области резонанса для градиентной силы данное условие приблизительно выполняется ($\alpha'' / \alpha' \approx 0,5$), что свидетельствует об адекватности полученных численных значений. В случае резонанса силы рассеяния получаем $\alpha'' / \alpha' \approx 1,4$, что не является малой величиной и может свидетельствовать о несколько завышенных значениях силы рассеяния в этом случае.

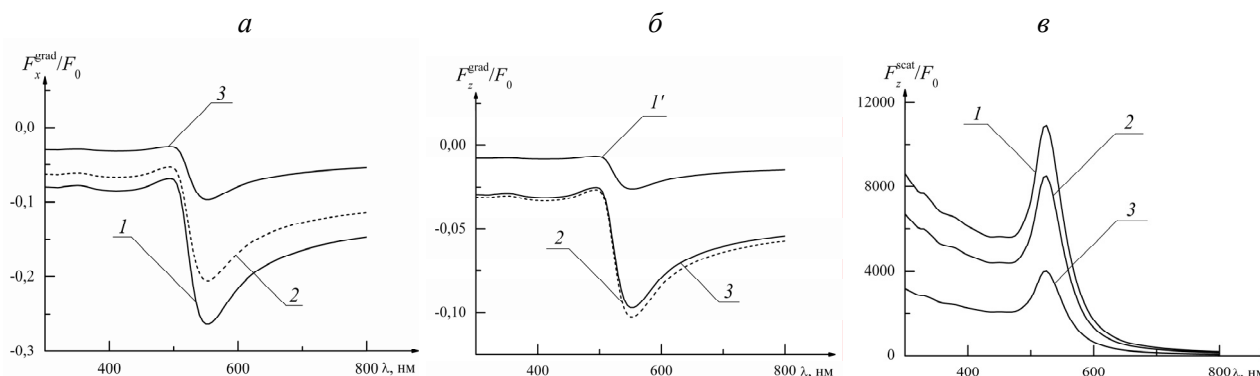


Рис. 3. Нормированные компоненты силы светового давления, действующей на золотую наночастицу, как функции длины волны:

а, б – x- и z-компоненты градиентной силы; в – z-компонента силы рассеяния. На а и б: $x_0 = y_0 = 0$; на в: $x_0 = y_0 = 0$, $l - z_0 = 0$, $l' - z_0 = \rho_0 / 10$, $2 - z_0 = \rho_0 / 2$, $3 - z_0 = \rho_0$

Работа выполнена при финансовой поддержке БРФФИ (грант № Ф10-218).

1. Ashkin A. // Phys. Rev. Lett. 1970. Vol. 24. P. 156.
2. Ashkin A., Dziedzic J. M. // Appl. Phys. Lett. 1971. Vol. 19. P. 283.
3. Гузатов Д. В., Гайда Л. С., Афанасьев А. А. // Квант. электроника. 2008. Т. 38. С. 1155.
4. Афанасьев А. А., Катаркевич В. М., Рубинов А. Н., Эфендиев Т. Ш. // ЖПС. 2002. Т. 69. С. 675.
5. Smith P. W., Ashkin A., Tomlinson W. J. // Opt. Lett. 1981. Vol. 6. P. 284.
6. Афанасьев А. А. и др. // ЖЭТФ. 2005. Т. 128. С. 451.
7. Климов В. В. Наноплазмоника. М., 2009.
8. Гайда Л. С., Гузатов Д. В., Афанасьев А. А. // Вестн. ГрГУ им. Янки Купалы. Сер. 2. 2008. Т. 3 (73). С. 84.
9. Страттон Дж. А. Теория электромагнетизма. М., 1948.
10. Кац А. В. // Изв. вузов: Радиофизика. 1975. Т. 28. С. 566.
11. Аскаръян Г. А. // УФН. 1973. Т. 110. С. 115.
12. Ахманов С. А., Никитин С. Ю. Физическая оптика. М., 2004.
13. Rohrbach A., Stelzer E. H. K. // J. Opt. Soc. Am. A. 2001. Vol. 18. P. 839.
14. Johnson P. B., Christy R. W. // Phys. Rev. B. 1972. Vol. 6. P. 4370.

Поступила в редакцию 09.08.10.

Дмитрий Викторович Гузатов – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры общей физики ГрГУ им. Янки Купалы.

Леонид Станиславович Гайда – доктор физико-математических наук, профессор кафедры лазерной физики и спектроскопии ГрГУ им. Янки Купалы.