НАНОФОТОНИКА

PACS 42.50.Wk; 78.67.Bf

О радиационных силах, действующих на прозрачную наночастицу в поле сфокусированного лазерного пучка

А.А.Афанасьев, Л.С.Гайда, Д.В.Гузатов, А.Н.Рубинов, А.Ч.Свистун

В рэлеевском режиме рассеяния теоретически исследованы радиационные силы, действующие на прозрачную сферическую наночастицу в поле сфокусированного гауссова лазерного пучка. Получены выражения для силы рассеяния и декартовых компонент градиентной силы. Найдена результирующая сила, действующая на наночастицу, находящуюся в центре лазерного пучка. Определены параметры сфокусированного пучка и оптические свойства наночастицы, для которых продольная компонента градиентной силы превышает силу рассеяния. Обсуждены характеристики поперечной градиентной силы.

Ключевые слова: *наночастица, радиационные силы, рассеяние света, поляризуемость, диэлектрическая проницаемость, фокусное расстояние, гауссов пучок, перетяжка.*

1. Введение

Пионерские работы А.Эшкина [1, 2] по оптической левитации и перемещению малых пластмассовых частиц лазерным излучением стимулировали интерес к исследованию воздействия радиометрических сил (сил светового давления) на частицы из различных материалов (как прозрачных пластмассовых, так и поглощающих металлических). Воздействие радиационных сил на малые частицы в лазерных пучках с относительно небольшой мощностью имеет интересные перспективы практического использования в различных технологиях, медицинских и биологических исследованиях (см., напр., обзор [3]). Оптическая транспортировка малых частиц радиационными силами является неразрушающей техникой с широким практическим применением для манипуляции вирусами, бактериями, клетками крови и дрожжей и в других исследованиях, таких, например, как распространение и рассеяние света в аэрозолях. Радиационные силы позволяют сортировать и удерживать в ловушке малые частицы в соответствии с их размерами и оптическими свойствами [4].

Одним из перспективных направлений использования радиометрических сил является исследование нелинейных оптических явлений в жидких суспензиях диэлектрических прозрачных частиц, концентрация которых модулируется лазерным излучением вследствие действия этих сил. Впервые на возможность применения таких суспензий (гетерогенных сред) в качестве нелинейно-оптического материала было обращено внимание в работе [5]. В [6] была осуществлена запись динамических концентрационных решеток в жидкой суспензии полистирольных микросфер встречными пучками непрерывного лазерного излучения. Эксперимент по четырехволновому смешению в водной суспензии латексных микросфер с использованием излучения аргонового лазера для определения оптического коэффициента Керра n_2 был выполнен в [7]. Измеренный в [7] коэффициент Керра при концентрации микросфер $N_0 = 6.5\times10^{10}$ см$^{-3}$ оказался в 10^5 раз больше, чем в CS_2. Заметим, что, хотя каждый из компонентов суспензии является оптически линейной средой, т. е. диэлектрические проницаемости компонентов не зависят от действия излучения, сама суспензия проявляет высокоэффективную оптическую нелинейность. Имея большой коэффициент Керра n_2, жидкая суспензия прозрачных микросфер может служить широкополосной нелинейной средой для низкоинтенсивного излучения большой длительности. В работах [8, 9] была развита теория концентрационного четырехволнового смешения в жидкой суспензии прозрачных микросфер.

В экспериментах по манипуляции малыми частицами с помощью радиационных сил обычно используются сфокусированные пучки непрерывного лазерного излучения [1]. Несмотря на большое число работ по данной тематике, теоретические исследования радиационных сил в сфокусированных лазерных пучках, насколько нам известно, не проводились. В настоящей работе рассмотрены радиационные силы, действующие на прозрачную сферическую наночастицу в поле сфокусированного гауссова лазерного пучка.

2. Основные соотношения

В пространственно-неоднородном лазерном пучке на прозрачную частицу действуют две радиационные силы: $\boldsymbol{F}_{\text{scat}}$ – сила, обусловленная рассеянием излучения и действующая вдоль направления распространения пучка, и $\boldsymbol{F}_{\text{grad}}$ – градиентная сила, связанная с неоднородностью интенсивности излучения ($\boldsymbol{F}_{\text{grad}\,x}$ и $\boldsymbol{F}_{\text{grad}\,y}$ – компоненты силы, действующие поперек пучка, и $\boldsymbol{F}_{\text{grad}\,z}$ – компонента, действующая вдоль пучка).

А.А.Афанасьев, А.Н.Рубинов. Институт физики им. Б.И.Степанова НАНБ, Белоруссия, 220072 Минск, просп. Независимости, 68; e-mail: vladzimirov@rambler.ru
Л.С.Гайда, Д.В.Гузатов, А.Ч.Свистун. Гродненский государственный университет им. Янки Купалы, Белоруссия, 230023 Гродно, ул. Ожешко, 22; e-mail: gls@grsu.by, laser777@gmail.com

Поступила в редакцию 5 марта 2015 г.

Входную амплитуду гауссова пучка с плоским волновым фронтом в декартовой системе координат в плоскости $z = 0$ представим в виде

$$E(x, y, 0) = E_0 \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2r_0^2}\right), \quad (1)$$

где E_0 и r_0 – соответственно амплитуда и радиус пучка. В рассматриваемой задаче лазерный пучок (1) фокусируется тонкой линзой в кювету с жидкостью, в которую погружена наночастица. Схема фокусировки пучка линзой с фокусным расстоянием f представлена на рис.1.

Амплитуда сфокусированного гауссова пучка в произвольной точке $z > 0$ определяется выражением (см., напр., [10])

$$E(x, y, z) = \frac{E_0}{\sqrt{(1 - z/f)^2 + (z/z_d)^2}} \times \exp\left\{-\frac{x^2 + y^2}{2r_0^2\left[(1 - z/f)^2 + (z/z_d)^2\right]} + i\psi(x, y, z)\right\}, \quad (2)$$

где $z_d = kr_0^2$ – дифракционная длина пучка; $k = (\omega/c)n$ – волновое число; ω – частота излучения; n – показатель преломления жидкости; $\psi(x, y, z)$ – фаза амплитуды пучка, $\psi(x, y, 0) = 0$.

Соответственно из (2) для интенсивности пучка находим соотношение

$$I(x, y, z) = \frac{I_0}{(1 - z/f)^2 + (z/z_d)^2} \times \exp\left\{-\frac{x^2 + y^2}{r_0^2\left[(1 - z/f)^2 + (z/z_d)^2\right]}\right\}. \quad (3)$$

В приближении Рэлея [11], когда размеры частицы малы по сравнению с длиной волны излучения, выражения для сил $\boldsymbol{F}_{\text{scat}}$ и $\boldsymbol{F}_{\text{grad}}$ можно записать в виде

$$\boldsymbol{F}_{\text{scat}} = \boldsymbol{z}\frac{8}{3}\pi\frac{n}{c}k^4\alpha^2 I(x, y, z), \quad (4)$$

$$\boldsymbol{F}_{\text{grad}} = \boldsymbol{z}F_{\text{grad}\,z} + \boldsymbol{x}F_{\text{grad}\,x} + \boldsymbol{y}F_{\text{grad}\,y} = 2\pi\frac{n}{c}\alpha\left(\boldsymbol{z}\frac{\partial}{\partial z} + \boldsymbol{x}\frac{\partial}{\partial x} + \boldsymbol{y}\frac{\partial}{\partial y}\right)I(x, y, z), \quad (5)$$

где

$$\alpha = a^3\frac{\overline{m}^2 - 1}{\overline{m}^2 + 2} \quad (6)$$

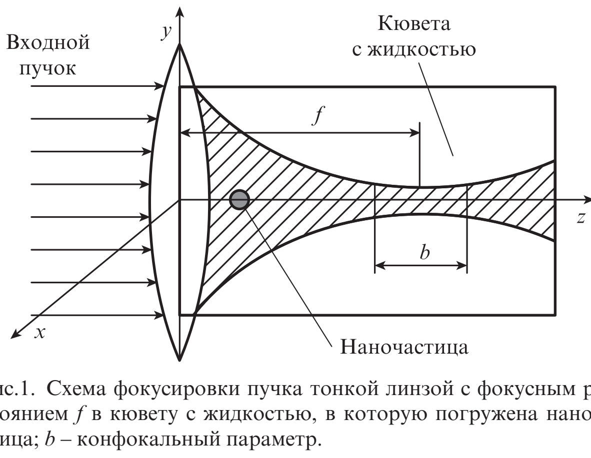

Рис.1. Схема фокусировки пучка тонкой линзой с фокусным расстоянием f в кювету с жидкостью, в которую погружена наночастица; b – конфокальный параметр.

– поляризуемость сферической наночастицы радиусом a ($ka \ll 1$); $\overline{m} = n_0/n$; n_0 – показатель преломления частицы; $\boldsymbol{x}$, $\boldsymbol{y}$, $\boldsymbol{z}$ – орт-векторы осей декартовых координат. Из (3)–(5) для силы рассеяния $\boldsymbol{F}_{\text{scat}}$ и декартовых компонент градиентной силы $\boldsymbol{F}_{\text{grad}}$ находим выражение

$$\boldsymbol{F}_{\text{scat}} = \boldsymbol{z}F_{\text{s}}^0\frac{I_0}{(1 - z/f)^2 + (z/z_d)^2} \times \exp\left\{-\frac{x^2 + y^2}{r_0^2\left[(1 - z/f)^2 + (z/z_d)^2\right]}\right\}, \quad (7)$$

$$\boldsymbol{F}_{\text{grad}\,z} = \boldsymbol{z}F_{\nabla}^0\frac{2I_0(1 - z/z_w)}{f\left[(1 - z/f)^2 + (z/z_d)^2\right]^2} \times \left\{1 - \frac{x^2 + y^2}{r_0^2\left[(1 - z/f)^2 + (z/z_d)^2\right]}\right\} \times \exp\left\{-\frac{x^2 + y^2}{r_0^2\left[(1 - z/f)^2 + (z/z_d)^2\right]}\right\}, \quad (8)$$

$$\boldsymbol{F}_{\text{grad}\,x} = -\boldsymbol{x}F_{\nabla}^0\frac{2I_0 x}{r_0^2\left[(1 - z/f)^2 + (z/z_d)^2\right]^2} \times \exp\left\{-\frac{x^2 + y^2}{r_0^2\left[(1 - z/f)^2 + (z/z_d)^2\right]}\right\}, \quad (9\text{а})$$

$$\boldsymbol{F}_{\text{grad}\,y} = -\boldsymbol{y}F_{\nabla}^0\frac{2I_0 y}{r_0^2\left[(1 - z/f)^2 + (z/z_d)^2\right]^2} \times \exp\left\{-\frac{x^2 + y^2}{r_0^2\left[(1 - z/f)^2 + (z/z_d)^2\right]}\right\}, \quad (9\text{б})$$

где

$$F_{\text{s}}^0 = \frac{8}{3}\pi\frac{n}{c}k^4\alpha^2; \quad F_{\nabla}^0 = 2\pi\frac{n}{c}\alpha;$$

$$z_w = \frac{f}{1 + (f/z_d)^2} \quad (10)$$

– координата перетяжки пучка.

Отметим, что сила рассеяния $F_{\text{scat}} \propto a^6$, а градиентная сила $F_{\text{grad}} \propto a^3$. Поэтому только для относительно малых радиусов сферических наночастиц, как будет показано ниже, продольная компонента градиентной силы $F_{\text{grad}\,z}$ может превышать силу рассеяния F_{scat}. Подобная форма записи выражений для радиационных сил в гауссовом пучке без фокусировки приведена в работе [12]. Полученные выше выражения (7)–(9) переходят в соответствующие формулы этой работы при $f \to \infty$.

3. Результаты и их обсуждения

При нахождении наночастицы на оси пучка ($x = y = 0$) на нее будут действовать сила рассеяния $\boldsymbol{F}_{\text{scat}}$ и продольная компонента градиентной силы $\boldsymbol{F}_{\text{grad}\,z}$. В этом случае при $\overline{m} > 1$ поперечные компоненты градиентной силы $\boldsymbol{F}_{\text{grad}\,x}$ и $\boldsymbol{F}_{\text{grad}\,y}$ будут способствовать удержанию частицы на оси z. Заметим, что в случае $\overline{m} < 1$, реализованном А.Эшкиным [2] для частиц из воздуха в смеси глицерина с водой, нахождение их на оси пучка неустойчиво, поскольку при смещении частиц от центра пучка поперечные градиентные силы будут уводить их на его периферию.

Из (7) и (8) для результирующей силы $\boldsymbol{F}_z = \boldsymbol{F}_{\mathrm{scat}} + \boldsymbol{F}_{\mathrm{grad}\,z}$ находим выражение

$$\boldsymbol{F}_z = \boldsymbol{z}F_{\nabla}^{0}\frac{I_0}{f[(1-z/f)^2+(z/z_{\mathrm{d}})^2]}\left[\Re+\frac{2(1-z/z_{\mathrm{w}})}{(1-z/f)^2+(z/z_{\mathrm{d}})^2}\right], \quad (11)$$

где

$$\Re = \frac{F_{\mathrm{s}}^{0}}{F_{\nabla}^{0}}f = \frac{4}{3}k^4\alpha f.$$

Из (11) следует, что при $\alpha > 0$ ($\overline{m} > 1$) продольная компонента градиентной силы $F_{\mathrm{grad}\,z}$ в области $z < z_{\mathrm{w}}$ действует в одном направлении с силой рассеяния F_{scat}. В точке перетяжки $z = z_{\mathrm{w}}$ она равна нулю, а в области $z > z_{\mathrm{w}}$ начинает действовать в обратном направлении. Заметим, что в отсутствие фокусировки (при $f \to \infty$) вследствие дифракционного расплывания пучка сила $F_{\mathrm{grad}\,z}$ всегда направлена противоположно силе F_{scat} [12]. Легко показать, что в области

$$z_{\mathrm{w}} + \frac{f}{\Re}\left(1-\sqrt{1-\Gamma^2}\right) \leqslant z \leqslant z_{\mathrm{w}} + \frac{f}{\Re}\left(1+\sqrt{1-\Gamma^2}\right) \quad (12)$$

при $\Gamma = \Re(z_{\mathrm{w}}/z_{\mathrm{d}}) < 1$ результирующая сила $F_z < 0$, т.е. действует в обратном направлении относительно направления распространения пучка. Отметим, что в области $F_z < 0$ возможна локализация наночастицы. В случае $\Gamma = 1$, т.е. при

$$a = a_0 = \sqrt[3]{\frac{3z_{\mathrm{d}}(\overline{m}^2+2)}{4k^4 z_{\mathrm{w}} f(\overline{m}^2-1)}} \sim \left(\frac{r_0}{f}\right)^{2/3}, \quad (13)$$

$F_z = 0$ в точке $\hat{z}_0 = z_{\mathrm{w}} + f/\Re$. Очевидно, что для $\Gamma > 1$ ($a > a_0$) области (12) не существует и соответственно сила F_z для всех z действует только в направлении распространения пучка. Таким образом, формула (13) определяет максимальный радиус наночастиц для их возможной локализации результирующей силой.

Из (7), (8) для отношения действующих по оси z сил находим выражение

$$R(z) = \frac{F_{\mathrm{grad}\,z}}{F_{\mathrm{scat}}} = \frac{2}{\Re}\frac{1-z/z_{\mathrm{w}}}{(1-z/f)^2+(z/z_{\mathrm{d}})^2}. \quad (14)$$

Можно показать, что коэффициент $R(z)$ достигает экстремальных значений

$$R_{\mathrm{extr}} = \mp\frac{1}{\Re}\left(\frac{z_{\mathrm{d}}}{z_{\mathrm{w}}}\right) = \mp\frac{1}{\Gamma} \quad (15)$$

в точках $z_{\mp} = z_{\mathrm{w}}(1 \pm f/z_{\mathrm{d}})$ из области (12) (при $\Gamma = 1$, $z_+ = \hat{z}_0$). Легко убедиться в том, что расстояние между этими точками $\Delta z = z_+ - z_-$ меньше конфокального параметра $b = 2f^2/z_{\mathrm{d}}$.

Оценки для сферической наночастицы из латекса, находящейся в воде ($n_0 = 1.58$ и $n = 1.33$), при $f = 5$ см, $r_0 = 0.1$ см и $k = 10^5$ см$^{-1}$ показывают, что параметр $\Gamma = 1$ для радиуса $a_0 = 13.6$ нм. Следовательно, результирующая сила $\boldsymbol{F}_z$ при данных параметрах может изменять знак для наночастицы с радиусом $a < a_0$.

На рис.2 и 3 показаны зависимости нормированных сил F_{scat} и $F_{\mathrm{grad}\,z}$ от приведенной координаты $\bar{z} = z/f$ для трех радиусов наночастицы. Из рис.2 видно, что $F_{\mathrm{scat}}(\bar{z})$ имеет вид симметричной кривой с максимумом в точке перетяжки ($\bar{z} \approx 1$). Из (7) следует, что максимальное значение силы F_{scat} есть

$$F_{\mathrm{scat}}^{\max}(\bar{z} \approx 1) = F_{\mathrm{s}}^{0} I_0 \frac{z_{\mathrm{d}}^2}{z_{\mathrm{w}} f}, \quad (16)$$

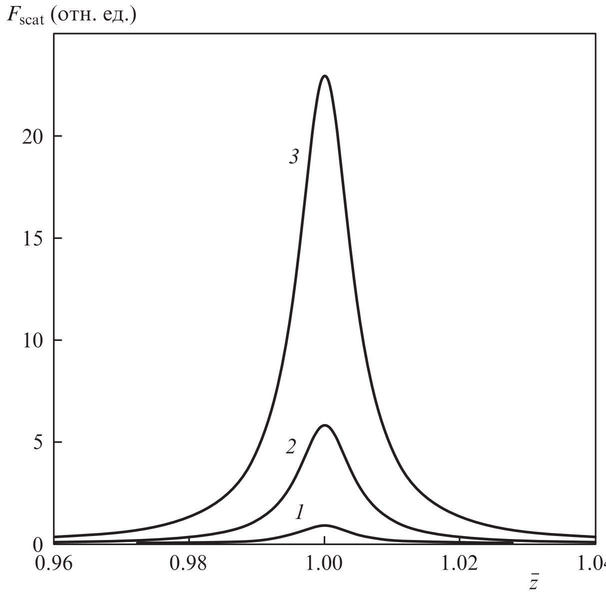

Рис.2. Зависимости нормированной силы рассеяния F_{scat} от $\bar{z} = z/f$ при радиусах наночастицы $a = 10$ (*1*), 13.6 (*2*) и 17.1 нм (*3*).

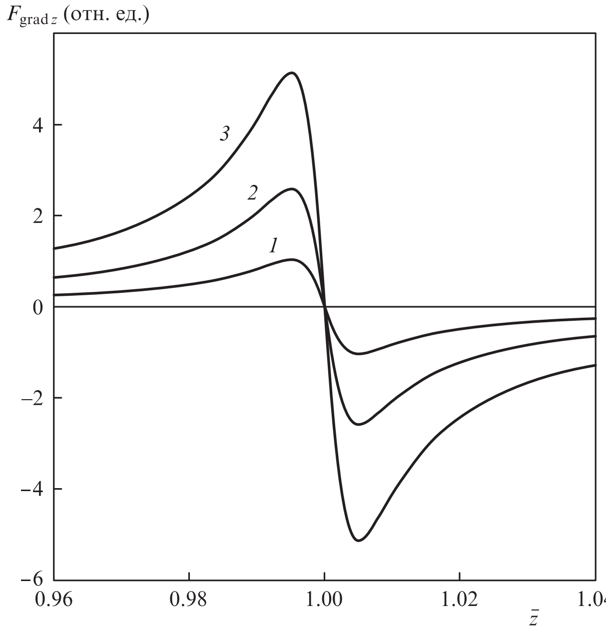

Рис.3. Зависимости нормированной продольной компоненты градиентной силы $F_{\mathrm{grad}\,z}$ от $\bar{z} = z/f$ при радиусах наночастицы $a = 10$ (*1*), 13.6 (*2*) и 17.1 нм (*3*).

поскольку в точке $z = z_{\mathrm{w}}$ интенсивность пучка на оси z достигает наибольшего значения (для приведенных выше параметров $I(z_{\mathrm{w}}) = 4\times10^4 I_0$), а его радиус имеет минимум, определяемый выражением

$$r(z_{\mathrm{w}}) = r_0\frac{\sqrt{z_{\mathrm{w}} f}}{z_{\mathrm{d}}}. \quad (17)$$

Зависимость продольной компоненты градиентной силы $F_{\mathrm{grad}\,z}(\bar{z})$ имеет вид дисперсионной кривой (см. рис.3) и, как следует из (8), $F_{\mathrm{grad}\,z}$ достигает экстремальных значений

$$F_{\mathrm{grad}\,z}^{\mathrm{extr}} = \mp\frac{9}{8\sqrt{3}}F_{\nabla}^{0} I_0 z_{\mathrm{d}}\left(\frac{z_{\mathrm{d}}}{z_{\mathrm{w}} f}\right)^2 \quad (18)$$

соответственно в точках $z_{\pm}^{\nabla} = z_{\rm w}[1 \pm f/(\sqrt{3}\,z_{\rm d})]$. Можно показать, что в этих точках

$$F_{\rm scat}(z_{\pm}^{\nabla}) = \frac{3}{4}F_{\rm s}^{0}I_0\frac{z_{\rm d}^{2}}{z_{\rm w}f} = \frac{3}{4}F_{\rm scat}^{\max} \quad (19)$$

и соответственно

$$R(z_{\pm}^{\nabla}) = \mp\frac{3\sqrt{3}}{8k^3\alpha}\frac{r_0^2}{z_{\rm w}f} = \mp\frac{\sqrt{3}}{2}R_{\rm extr}. \quad (20)$$

На рис.4 приведены зависимости нормированной результирующей силы F_z от приведенной координаты $\bar{z}$ при тех же параметрах, что и для рис.2 и 3. Из рис.4 видно, что при $a = a_0 = 13.6$ нм в соответствии с (12) результирующая сила F_z в точке $\bar{z} = \hat{z}_0/f$ равна нулю, а при $a < a_0$ сила $F_z < 0$ в области, определяемой неравенствами (12). В отличие от влияния $F_{\rm scat}$, влияние $F_{{\rm grad}\,z}$ приводит к смещению максимума F_z влево от точки $\bar{z} = 1$.

На рис.5 показаны зависимости предельного радиуса наночастицы a_0 от фокусного расстояния линзы f для различных r_0, рассчитанные по формуле (13). Очевидно, что чем меньше f и чем больше входной радиус пучка r_0, тем более крупные наночастицы могут быть локализованы в области (12).

Теперь кратко обсудим поперечные компоненты градиентной силы. Вследствие цилиндрической симметрии сфокусированного пучка ограничимся рассмотрением только одной компоненты $F_{{\rm grad}\,x}$. Из (9а) следует, что $F_{{\rm grad}\,x}$ принимает максимальное значение

$$F_{{\rm grad}\,x}^{\max}(z) = -\sqrt{\frac{2}{\rm e}}F_{\nabla}^{0}\frac{I_0}{r_0[(1-z/f)^2+(z/z_{\rm d})^2]^{3/2}} \quad (21)$$

в точках $x_0^{\pm} = \pm r_z/\sqrt{2}$, смещенных от оси z на расстояния, в $\sqrt{2}$ раз меньшие текущего радиуса пучка $r_z = r_0\times\sqrt{(1-z/f)^2+(z/z_{\rm d})^2}$. В точке фокуса имеем $x_0^{\pm} = \pm(r_0/\sqrt{2})\times(f/z_{\rm d})$ и соотвественно

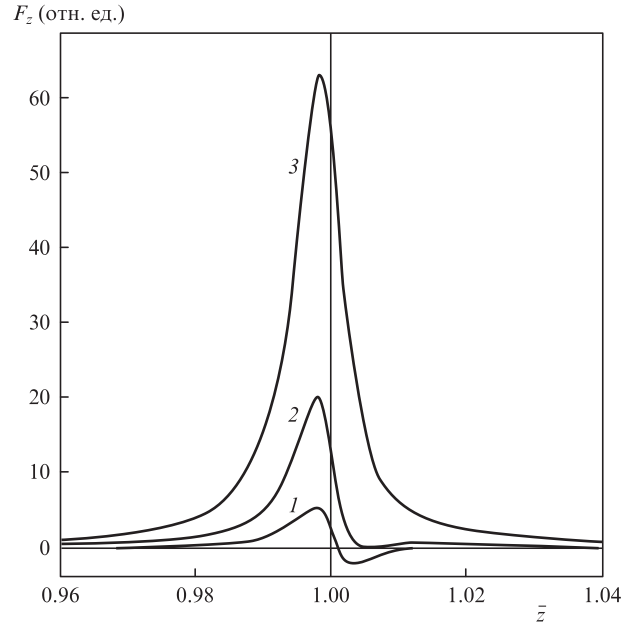

Рис.4. Зависимости нормированной результирующей силы F_z от $\bar{z} = z/f$ при радиусах наночастицы $a = 10$ (*1*), 13.6 (*2*) и 17.1 нм (*3*).

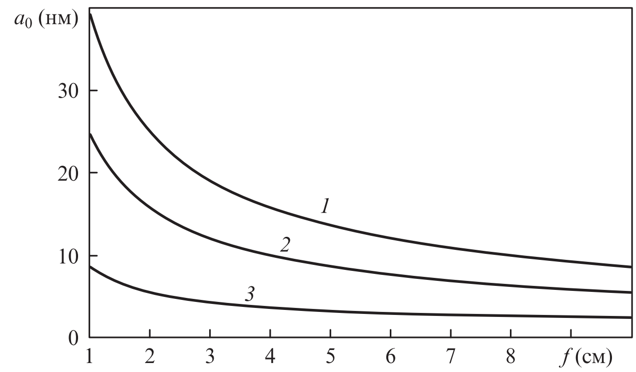

Рис.5. Зависимости предельного радиуса наночастицы a_0 от фокусного расстояния линзы f, рассчитанные из условия $\Gamma(a_0, f, r_0) = 1$, при котором результирующая сила $F_z = 0$, для $r_0 = 0.1$ (*1*), 0.05 (*2*) и 0.01 см (*3*).

$$F_{{\rm grad}\,x}^{\max}(z=f) = -\sqrt{\frac{2}{\rm e}}F_{\nabla}^{0}I_0\left(\frac{z_{\rm d}}{f}\right)^3. \quad (22)$$

Таким образом, поперечная компонента градиентной силы в точке фокуса $z = f$ достигает максимального значения вблизи оси z (при $r_0 = 0.1$ см, $f = 5$ см и $k = 10^5$ см$^{-1}$ смещение $x_0^{\pm}$ от оси z составляет $\sim 3.5\times10^{-4}$ см).

4. Заключение

В настоящей работе теоретически исследованы особенности радиационных сил, действующих на прозрачную сферическую наночастицу в поле сфокусированного лазерного пучка с гауссовым распределением интенсивности. Определена результирующая сила, действующая на наночастицу, находящуюся в центре лазерного пучка, и показано, что до точки перетяжки пучка продольная компонента градиентной силы, как и сила рассеяния, действуют в направлении его распространения. В области за точкой перетяжки продольная компонента градиентной силы изменяет знак и становится направленной противоположно силе рассеяния. При этом для наночастиц малых размеров ($a < a_0 \sim (r_0/f)^{2/3}$) результирующая сила $\boldsymbol{F}_z$ изменяет свое направление на обратное. В этом случае реализуются возможности захвата и локализации наночастиц, а также пространственного разделения наночастиц, имеющих разные размеры и оптические свойства.

1. Ashkin A. *Sci. Am.*, **226** (2), 63 (1972).
2. Эшкин А. *УФН*, **110** (1), 101 (1973).
3. Хлебцов Н.Г. *Квантовая электроника*, **38** (6), 504 (2008).
4. Ng L.N., Zervas M.N., Wilkinson J.S. *Appl. Phys. Lett.*, **76** (15), 1993 (2000).
5. Palmer A.J. *Opt. Lett.*, **5**, 54 (1980).
6. Афанасьев А.А., Катаркевич В.М., Рубинов А.Н., Эфендиев Т.Ш. *ЖПС*, **69**, 675 (2002).
7. Smith P.W., Ashkin A., Tomlinson W.J. *Opt. Lett.*, **6**, 284 (1981).
8. Rogovin D., Sari O. *Phys. Rev. A*, **31**, 2375 (1985).
9. Афанасьев А.А., Рубинов А.Н., Михневич С.Ю., Ермолаев И.Е. *ЖЭТФ*, **128**, 451 (2005).
10. Ахманов С.А., Никитин С.Ю. *Физическая оптика* (М.: Изд-во МГУ, 1998).
11. Ван де Хюлст Г. *Рассеяние света малыми частицами* (М.: ИЛ, 1961).
12. Harada Y., Asakura T. *Opt. Commun.*, **124**, 529 (1996).