

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С СФЕРОИДАЛЬНЫМИ МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ НАНОЧАСТИЦАМИ В ЖИДКОСТИ

Л.С. Гайда, Е.В. Матук, А.Ч. Свистун

*Гродненский государственный университет им. Я. Купалы, Гродно*

## INTERACTION OF ELECTROMAGNETIC RADIATION WITH SPHEROIDAL METAL NANOPARTICLES IN LIQUID

L.S. Gaida, E.V. Matuk, A.Ch. Svistun

*Y. Kupala Grodno State University*

Приведены результаты теоретических исследований действия сил светового давления на сфероидальные серебряные наночастицы находящиеся в жидкости. Получены зависимости градиентной силы, сил поглощения и рассеяния от размера и расположения сфероидальных наночастиц в поле сфокусированного лазерного пучка гауссовой формы.

**Ключевые слова:** сфероидальная металлическая наночастица, гауссов пучок, градиентная сила, силы рассеяния и поглощения.

Results of theoretical researches of the effect of forces of light pressure upon spheroidal silver nanoparticles which are in liquid are given in work. Dependences of gradient force, forces of absorption and dispersion on the size and arrangement of spheroidal nanoparticles in the field of the focused laser beam of a Gaussian form are received.

**Keywords:** spheroidal metal nanoparticle, Gaussian beam, gradient force, forces of dispersion and absorption.

### Введение

Движение и управление локализацией наночастиц в электромагнитном поле становится возможным благодаря воздействию на наночастицы силы светового давления. Управление локализацией наночастиц с помощью лазерного излучения широко используется при исследовании вирусов и бактерий, молекул ДНК, процессов, происходящих внутри живой клетки, и др. [1].

На сегодняшний день существует множество работ, посвященных перемещению наночастиц сферической формы под действием сил светового давления лазерным излучением (назовем лишь некоторые из них [1]–[4]). В этих же работах можно найти ссылки и на результаты исследований других авторов.

Более интересным является случай несферических наночастиц (сфероидов). Для сфероидов значение компонент силы светового давления значительно отличается от тех же компонент, действующих на сферические наночастицы, что связано с ориентацией частиц в электромагнитном поле падающей волны. Сфероиды являются более адекватными, чем сферы, моделями для многих биологических частиц, в частности, эритроцитов и их линейных агрегатов [5], [6]. Правильный выбор фазовой функции рассеяния света, как отдельным эритроцитом, так и эритроцитарными агрегатами и другими сфероидальными частицами важен при моделировании распространения света в крови и в содержащих кровь тканях [6].

Несмотря на большое число работ по оптической манипуляции сфероидальными наночастицами, процесс динамики их движения, насколько нам известно, не нашел должного рассмотрения. Поэтому в данной работе нами предпринята попытка устранить данный пробел.

### 1 Основные соотношения

При рассмотрении сил светового давления, действующих на наночастицу, условно выделяют две составляющие: компоненту силы, действующую вдоль градиента интенсивности поля и отличную от нуля только в неоднородном электрическом поле, т. е. градиентную силу  $F^{grad}$  ( $F^{grad,x}$  и  $F^{grad,y}$  – компоненты силы, действующие поперек лазерного луча, и  $F^{grad,z}$  – компонента, действующая вдоль лазерного луча), и силу, действующую вдоль направления распространения излучения, являющуюся суммой сил поглощения  $F^{abs}$  и рассеяния  $F^{scat}$ . Таким образом, полную силу светового давления можно представить в виде [2], [4]:

$$F^{light} = F^{grad} + F^{abs} + F^{scat}. \quad (1.1)$$

Для сферических наночастиц общий вид для всех компонент силы светового давления можно найти в работах [4], [2], для частиц произвольной формы и объема задача вычисления силы светового давления является весьма сложной. Поэтому в настоящей работе мы будем рассматривать частицу в форме сфероида.

Для получения явного вида выражений для компонент силы светового давления рассмотрим сфокусированный тонкой линзой пучок гауссовой формы распространяющийся вдоль оси  $z$  в декартовой системе координат  $(x, y, z)$ . В случае поглощающей наночастицы в приближении Рэлея, когда размеры наночастицы малы по сравнению с длиной волны излучения, компоненты силы светового давления имеют вид [7], [8]:

$$\begin{aligned} F^{grad} &= \frac{2\pi n_m |\alpha(x, y, z)|}{c} \nabla I(x, y, z), \\ F^{abs} &= \frac{n_m I(x, y, z) \sigma_{abs}(z)}{c}, \\ F^{scat} &= \frac{n_m \sigma_{scat}(z) I(x, y, z)}{c}, \end{aligned} \quad (1.2)$$

где  $\alpha(x, y, z) = \alpha'(x, y, z) + i\alpha''(x, y, z)$  – поляризуемость металлической наночастицы,  $I(x, y, z)$  – интенсивность излучения, действующего на наночастицу,  $\nabla$  – оператор градиента,  $\sigma_{abs}(z)$  и  $\sigma_{scat}(z)$  – сечение поглощения и рассеяния,  $c$  – скорость света в вакууме,  $n_m$  – показатель преломления жидкости.

Выражение для интенсивности падающего электромагнитного поля имеет вид [9]:

$$\begin{aligned} I(x, y, z) &= \frac{I_0}{(1 - z/f)^2 + (z/z_0)^2} \times \\ &\times \exp \left\{ -\frac{x^2 + y^2}{\rho_0^2 [(1 - z/f)^2 + (z/z_0)^2]} \right\}, \end{aligned} \quad (1.3)$$

где  $f$  – фокусное расстояние линзы,  $I_0$  – входная интенсивность излучения в центре пучка,  $z_0 = k_m \rho_0^2$  – дифракционная длина пучка,  $\rho_0$  – радиус пучка,  $k_m$  – волновое число.

## 2 Зависимость сечения поглощения и рассеяния от формы сфероида

С точки зрения практического применения больший интерес имеют наночастицы в форме сплюснутых или вытянутых сфероидов, которые получаются вращением эллипса вокруг короткой или длинной осей соответственно (рисунок 2.1). В случае вытянутого сфероида две его малые полуоси равны друг другу, тогда как в случае сплюснутого сфероида две его большие полуоси равны друг другу. На рисунке 2.1, а) изображен вытянутый сфероид  $R_{\perp} < R_{\parallel}$ , где  $R_{\perp}$  – малая полуось сфероида,  $R_{\parallel}$  – большая полуось. В случае сплюснутого сфероида (рисунок 2.1, б),  $R_{\parallel} < R_{\perp}$  где  $R_{\perp}$  – большая полуось сфероида,  $R_{\parallel}$  – малая полуось [10].

Значение поляризуемости для сфероида изменяет свое значение в зависимости от положения частицы. Выражения для поляризуемости вдоль оси  $x = y$  и  $z$  имеют вид [10]:

$$\begin{aligned} \alpha(x) = \alpha(y) &= \frac{R_{\parallel} R_{\perp}^2}{3} \frac{\varepsilon_p(\omega) - \varepsilon_m}{\varepsilon_m + L_{\perp} (\varepsilon_p(\omega) - \varepsilon_m)}, \\ \alpha(z) &= \frac{R_{\parallel} R_{\perp}^2}{3} \frac{\varepsilon_p(\omega) - \varepsilon_m}{\varepsilon_m + L_{\parallel} (\varepsilon_p(\omega) - \varepsilon_m)}, \end{aligned} \quad (2.1)$$

где  $L_{\parallel}$  и  $L_{\perp}$  геометрические факторы деполаризации [11] удовлетворяют соотношению  $L_{\parallel} + 2L_{\perp} = 1$  и для сфер  $L = \frac{1}{3}$ ,  $\varepsilon_m$  – диэлектрическая проницаемость среды, в которой расположен сфероид,  $\varepsilon_p(\omega)$  – диэлектрическая проницаемость металлической наночастицы, зависящая от частоты падающего излучения ( $\omega$ ).

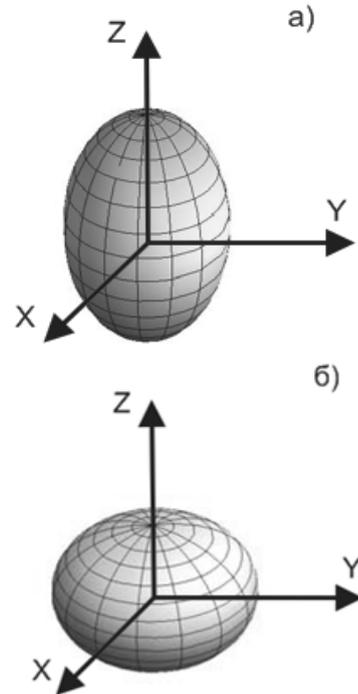


Рисунок 2.1 – Геометрия вытянутой сфероидальной наночастицы (а) и сплюснутой сфероидальной наночастицы (б)

Геометрический фактор деполаризации сфероида  $L_{\parallel}$ , в случае  $R_{\perp} < R_{\parallel}$ , имеет вид [12]:

$$L_{\parallel} = (e_s^2 - 1) \left( \frac{e_s}{2} \ln \frac{1 + e_s}{e_s - 1} - 1 \right), \quad (2.2)$$

где  $e_s = \sqrt{1 - R_{\perp} / R_{\parallel}}$  – эксцентриситет сфероида.

В случае  $R_{\parallel} < R_{\perp}$  геометрический фактор деполаризации  $L_{\parallel}$  имеет вид

$$L_{\parallel} = (1 + e_s^2)(1 - e_s \operatorname{arctg} e_s). \quad (2.3)$$

Выражения для сечения поглощения и рассеяния имеют вид [10]:

$$\begin{aligned} \sigma_{abs} &= \frac{4}{3} \pi k_m \operatorname{Im}(\alpha(x, y, z)), \\ \sigma_{scat} &= \frac{8\pi}{9} k_m^4 \alpha^2(x, y, z). \end{aligned} \quad (2.4)$$

### 3 Колебания сфероид на оси лазерного луча

Из (1.2)–(2.4) для декартовых компонент силы рассеяния находим выражения

$$\begin{aligned}
 F_x &= -4\pi \frac{n_m}{c} \alpha(x) \frac{2I_0 x}{r_0^2 \left[ (1-z/f)^2 + (z/z_0)^2 \right]^2} \times \\
 &\quad \times \exp \left( -\frac{x^2 + y^2}{r_0^2 \left[ (1-z/f)^2 + (z/z_0)^2 \right]} \right), \\
 F_y &= -4\pi \frac{n_m}{c} \alpha(y) \frac{2I_0 y}{r_0^2 \left[ (1-z/f)^2 + (z/z_0)^2 \right]^2} \times \\
 &\quad \times \exp \left( -\frac{x^2 + y^2}{r_0^2 \left[ (1-z/f)^2 + (z/z_0)^2 \right]} \right), \\
 F_z &= F^{grad,z} + F^{scat} + F^{abs}, \\
 F^{grad,z} &= \frac{4\pi |\alpha(z)| I_0}{cf} \frac{1-z/z_w}{\left[ (1-z/f)^2 + (z/z_0)^2 \right]^2} \times \\
 &\quad \times \left( 1 - \frac{x^2 + y^2}{r_0^2 \left[ (1-z/f)^2 + (z/z_0)^2 \right]} \right) \times \\
 &\quad \times \exp \left( -\frac{x^2 + y^2}{r_0^2 \left[ (1-z/f)^2 + (z/z_0)^2 \right]} \right), \\
 F^{scat} &= \frac{8}{3} \pi \frac{n_m}{c} k_m^4 \alpha^2(z) \frac{I_0}{(1-z/f)^2 + (z/z_0)^2} \times \\
 &\quad \times \exp \left( -\frac{x^2 + y^2}{r_0^2 \left[ (1-z/f)^2 + (z/z_0)^2 \right]} \right), \\
 F^{abs} &= \frac{4}{3} \pi \frac{n_m}{c} k_m \operatorname{Im}(\alpha(z)) \frac{I_0}{(1-z/f)^2 + (z/z_0)^2} \times \\
 &\quad \times \exp \left( -\frac{x^2 + y^2}{r_0^2 \left[ (1-z/f)^2 + (z/z_0)^2 \right]} \right),
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

где  $z_w = \frac{f}{1+(f/z_0)^2}$  – точка перетяжки лазерного пучка.

Отклонение сфероид от центра лазерного пучка будем определять тремя углами

$$\begin{aligned}
 \alpha(x, y, z) &= \arccos \frac{F_x}{F(x, y, z)}, \\
 \beta(x, y, z) &= \arccos \frac{F_y}{F(x, y, z)}, \\
 \gamma(x, y, z) &= \arccos \frac{F_z}{F(x, y, z)}, \\
 F(x, y, z) &= \sqrt{F_x^2 + F_y^2 + F_z^2} \tag{3.2}
 \end{aligned}$$

где  $\alpha(x, y, z)$ ,  $\beta(x, y, z)$ ,  $\gamma(x, y, z)$  – углы отклонения сфероид от осей координат  $x, y, z$  соответственно.

### 4 Результаты и их обсуждения

Для оценки компонент сил светового давления, действующих на сфероид, рассмотрим некоторые частные случаи. В качестве материальных параметров возьмем следующие. Лазерное излучение на длине волны 532 нм с мощностью 30 мВт и радиусом пучка  $0.5 \cdot 10^{-3}$  м, фокусируется на кювету с жидкостью ( $n_m = 1,33$ ), содержащей сфероиды, линзой с фокусным расстоянием, равным  $f = 0.1$  м. Исследуемыми объектами являются серебряные наночастицы с комплексным показателем преломления

$$n_p(\omega) = \sqrt{\varepsilon(\omega)} = 0.06 + i3.586,$$

соответствующим длине волны 532 нм [13], плотность материала наночастицы  $\rho = 10500$  кг/м<sup>3</sup> [14].

На рисунке 4.1 представлены графики зависимости компонент сил светового давления, действующих на сфероид вдоль оси лазерного пучка от его перемещения для случая  $R_{\perp} < R_{\parallel}$ , рассчитанные по формулам (3.1) для радиусов сфероид  $R_{\parallel} = 120$  нм (1), 150 нм (2), 180 нм (3) и  $R_{\perp} = 50$  нм.

На рисунке 4.2 представлены графики зависимости компонент сил светового давления, действующих на сфероид вдоль оси лазерного пучка от его перемещения для случая  $R_{\parallel} < R_{\perp}$ , рассчитанные по формулам (3.1) для радиусов сфероид  $R_{\perp} = 120$  нм (1), 150 нм (2), 180 нм (3) и  $R_{\parallel} = 50$  нм.

Анализируя полученные зависимости компонент сил светового давления, действующих на металлическую наночастицу, имеющую форму сфероид, расположенного в жидкости, от перемещения, можно сделать следующие заключения:

1. Преимущественное смещение сфероид происходит под действием силы рассеяния, которое связано с прямо пропорциональной зависимостью между поляризуемостью и объемом сфероид.

2. Кривые зависимости компонент сил светового давления от перемещения сфероид имеют схожую форму для вытянутого и сплюснутого сфероид. Однако компоненты сил значительно возрастают в случае  $R_{\parallel} < R_{\perp}$ , что связано с отличием коэффициента деполяризации для продольного и поперечного расположения сфероид на оси лазерного луча.

3. В области за точкой перетяжки продольная компонента градиентной силы изменяет знак и становится противоположно направленной силе рассеяния [15].

На рисунке 2.4 представлена зависимость угла отклонения  $\gamma(x, y, z)$  вытянутого сфероид относительно декартовой оси  $z$ . Полученная зависимость имеет схожую кривую и для сплюснутого сфероид.

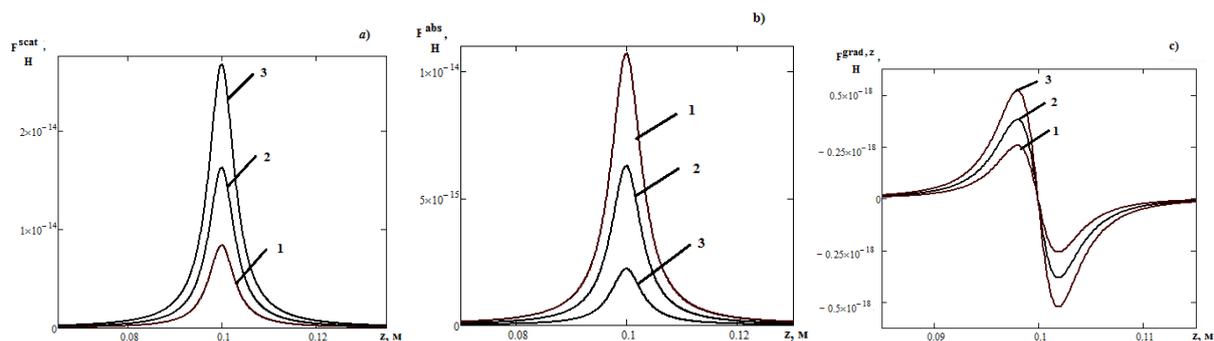


Рисунок 4.1 – Графики зависимости силы рассеяния (a), силы поглощения (b) и градиентной силы (c) от перемещения сфероида в случае  $R_{\perp} < R_{\parallel}$ , рассчитанные по формулам (3.1) для трех радиусов сфероида  $R_{\parallel} = 120$  нм (1), 150 нм (2), 180 нм (3) и  $R_{\perp} = 50$  нм

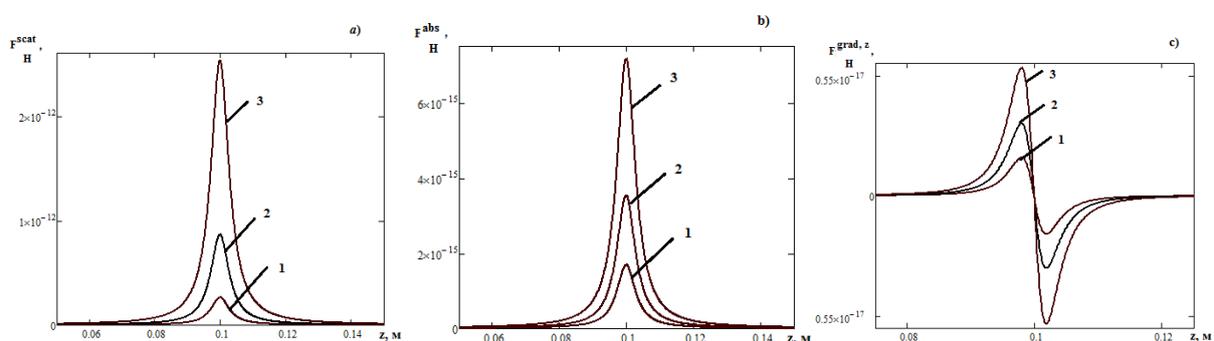


Рисунок 4.2 – Графики зависимости силы рассеяния (a), силы поглощения (b) и градиентной силы (c) от перемещения сфероида в случае  $R_{\parallel} < R_{\perp}$ , рассчитанные по формулам (3.1) для трех радиусов сфероида  $R_{\perp} = 120$  нм (1), 150 нм (2), 180 нм (3) и  $R_{\parallel} = 50$  нм

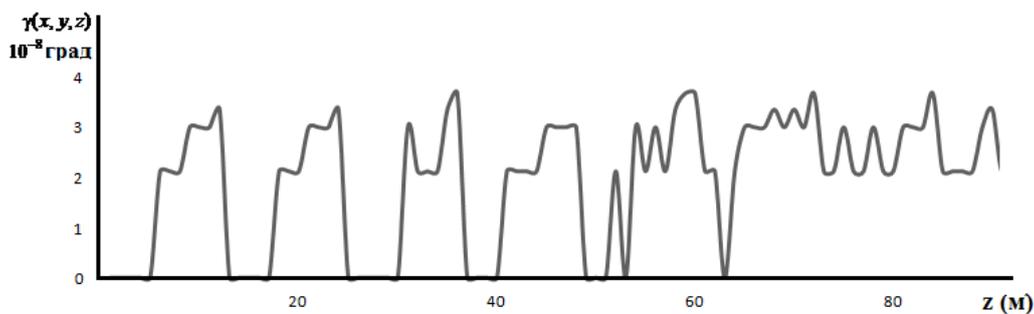


Рисунок 4.3 – Зависимость угла отклонения  $\gamma(x, y, z)$  от перемещения вытянутого сфероида вдоль оси  $z$ , полученная на основе математического моделирования выражения (3.2)

Из рисунка 4.3 видно, что отклонение сфероида от оси лазерного луча является незначительным. Максимальное значение угла наклона  $\gamma(x, y, z)$  составляет  $3,4 \cdot 10^{-8}$  град. Приближенное значение углов  $\alpha(x, y, z)$ ,  $\beta(x, y, z)$ , характеризующих отклонение сфероида от осей  $x$  и  $y$  составляет  $\sim 1.57$  град.

Следует отметить, что теоретические значения компонент сил светового давления лазерного излучения, действующих на металлические сфероиды, могут отличаться от экспериментальных значений, т. к. в расчетах не учитывались процессы

образования парового облака в окрестности наночастиц и процессы вскипания жидкости, которые возникают в результате длительного воздействия лазерным излучением на наночастицу и среду [16].

#### Заключение

В работе теоретически исследованы особенности сил светового давления, действующих на металлическую наночастицу в форме сфероида в поле сфокусированного лазерного пучка с гауссовым распределением интенсивности в жидкости.

Показано, что силы светового давления существенно зависят от формы частицы, а также от ее ориентации по отношению к направлению падающего излучения.

Получены численные значения для трех компонент силы светового давления, действующей на серебряную сфероидальную наночастицу, находящуюся на оси лазерного пучка, и показано, что до точки перетяжки пучка продольная компонента градиентной силы, как и сила рассеяния, действует в направлении его распространения. В области за точкой перетяжки продольная компонента градиентной силы изменяет знак и становится противоположно направленной силе рассеяния.

Результаты работы могут стать основой для дальнейших теоретических и экспериментальных исследований по влиянию сил светового давления лазерного излучения гауссовой формы на металлические сфероидальные наночастицы в жидкостях.

Авторы признательны А.А. Афанасьеву за обсуждение полученных результатов и замечания при подготовке статьи.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гайда, Л.С. Сила светового давления, действующая на металлическую сферическую наночастицу в интерференционном поле двух плоских монохроматических электромагнитных волн / Л.С. Гайда, Д.В. Гузатов, А.А. Афанасьев // Вестник ГрГУ им. Я. Купалы. – Сер. 2. – 2008. – № 3 (73). – С. 84–89.

2. Кац, А.В. Радиационная сила, действующая на частицу в электромагнитном поле при произвольном соотношении между размером частицы и длиной волны / А.В. Кац // Изв. высш. уч. зав. Радиофизика. – 1975. – Т. XVIII, №. 4. – С. 566–575.

3. Эшкин, А. Давление лазерного излучения / А. Эшкин // УФН. – 1973. – Т. 110, № 1. – С. 101–116.

4. Гузатов, Д.В. Теоретическое исследование силы светового давления, действующей на сферические наночастицы в поле лазерного излучения / Д.В. Гузатов, Л.С. Гайда // Вестник БГУ. – Серия 1. – 2010. – № 3. – С. 29–33.

5. Оптическая биомедицинская диагностика / А.Н. Ярославская [и др.]. – М.: Физматлит. – 2007. – Гл. 2. – С. 157–196.

6. Луговцов, А.Е. Лучеволновое приближение для расчета рассеяния лазерного излучения прозрачной диэлектрической сфероидальной частицей / А.Е. Луговцов, С.Ю. Никитин, А.В. Приезжев // Квантовая электроника. – 2008. – Т. 38. – № 6. – С. 606–611.

7. Bosanac, L. Efficient Optical Trapping and Visualization of Silver Nanoparticles / L. Bosanac, T. Aabo, P.M. Bendix, L.B. Oddershede // NANO LETTERS. – 2008. – Vol. 8, № 5. – P. 1486–1491.

8. Матук, Е.В. Движение металлической наночастицы вблизи поверхности пузырька воздуха в жидкости под действием силы светового давления / Е.В. Матук, Л.С. Гайда, Д.В. Гузатов // Проблемы физики, математики и техники. – 2015. – № 3 (24). – С. 17–20.

9. Ахманов, С.А. Физическая оптика / С.А. Ахманов, С.Ю. Никитин. – М.: Наука, 2004. – 654 с.

10. Климов, В.В. Наноплазмоника / В.В. Климов. – М.: Физматлит, 2009. – 480 с.

11. Хлебцов, Н.Г. Оптика и биофотоника наночастиц с плазмонным резонансом / Н.Г. Хлебцов // Квантовая электроника. – 2008. – № 38 (6). – С. 504 с.

12. Ландау, Л.Д. Электродинамика сплошных сред / Л.Д. Ландау, Е.М. Лившиц. – М.: Наука, 1982. – 620 с.

13. Johnson, P.B. Optical constants of the noble metals / P.B. Johnson, R.W. Christy // Phys. Rev. B. – 1973. – Vol. 6, №12. – P. 4370–4379.

14. Таблицы физических величин / под ред. И.К. Кикоина. – М.: Атомиздат, 1976. – 1006 с.

15. 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 // Квантовая электроника. – 2015. – Т. 45. – № 10. – С. 604–607.

16. Движение серебряных наночастиц в жидкости с различной вязкостью под действием сил светового давления / А.А. Афанасьев, Л.С. Гайда, Е.В. Матук, А.Ч. Свистун // Проблемы физики, математики и техники. – 2016. – № 4 (29). – С. 7–12.

Поступила в редакцию 09.07.17.