

Л.С. Гайда, А.Ч. Свистун, Е.В. Матук
УО «Гродненский государственный университет
имени Янки Купалы», Гродно, Беларусь

СФЕРОИДАЛЬНАЯ ЧАСТИЦА В ПОЛЕ СВЕТОВОГО ДАВЛЕНИЯ ГАУССОВОГО ПУЧКА

Введение

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 по данной тематике.

Одним из примеров светового давления на наночастицы в жидкости 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].

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]:

$$\vec{F}^{light} = \vec{F}^{grad} + \vec{F}^{abs} + \vec{F}^{scat} \quad (1)$$

Для сферических наночастиц общий вид для всех компонент силы светового давления можно найти в работах [2, 4], 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]:

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

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, ∇ – 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 [9-11]:

$$I(x, y, z) = \frac{I_0}{(1 - z/f)^2 + (z/z_d)^2} \cdot \exp \left\{ -\frac{x^2 + y^2}{\rho_0 [(1 - z/f)^2 + (z/z_d)^2]} \right\}, \quad (3)$$

где f – фокусное расстояние линзы, I_0 – входная интенсивность излучения в центре пучка, $z_d = k_m \rho_0^2$ – дифракционная длина пучка, ρ_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 1). В случае вытянутого сфероида две

его малые полуоси равны друг другу, тогда как в случае сплющенного сфероида две его большие полуоси равны друг другу. На рисунке 1 а изображен вытянутый сфероид $R_{\perp} < R_{\parallel}$, где $R_{\perp}$ – малая полуось сфероид, $R_{\parallel}$ – большая полуось. В случае сплюснутого сфероида (рисунок 1 б), $R_{\parallel} < R_{\perp}$, где $R_{\perp}$ – большая полуось сфероид, $R_{\parallel}$ – малая полуось [12].

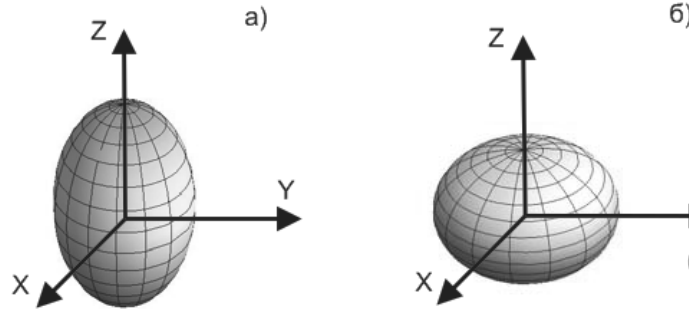


Рисунок 1 – Геометрия вытянутых сфероидальной наночастицы (а) и сплюснутой сфероидальной наночастицы (б)

Значение поляризуемости для сфероида изменяет свое значение в зависимости от положения частицы. Выражения для поляризуемости вдоль оси $x = y$ и z имеют вид [12]:

$$\alpha(x) = \alpha(y) = \frac{R_{\parallel} R_{\perp}^2}{3} \frac{\varepsilon_p(\omega) - \varepsilon_m}{\varepsilon_m + L_{\perp}(\varepsilon_p(\omega) - \varepsilon_m)},$$

$$\alpha(z) = \frac{R_{\parallel} R_{\perp}^2}{3} \frac{\varepsilon_p(\omega) - \varepsilon_m}{\varepsilon_m + L_{\parallel}(\varepsilon_p(\omega) - \varepsilon_m)}, \quad (4)$$

где $L_{\parallel}$ и $L_{\perp}$ – геометрические факторы деполяризации [13] удовлетворяют соотношению $L_{\parallel} + 2L_{\perp} = 1$ и для сфер $L = 1/3$, ε_m – диэлектрическая проницаемость среды в которой расположен сфероид, $\varepsilon_p(\omega)$ – диэлектрическая проницаемость металлической наночастицы, зависящая от частоты падающего излучения ω .

Геометрический фактор деполяризации сфероида $L_{\parallel}$, в случае $R_{\perp} < R_{\parallel}$, имеет вид [14]:

$$L_{\parallel} = (e_s^2 - 1) \left(\frac{e_s}{2} \ln \frac{1 + e_s}{e_s - 1} - 1 \right), \quad (5)$$

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

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

$$L_{\parallel} = (1 + e_s^2)(1 - e_s \arctg e_s). \quad (6)$$

Выражения для сечения поглощения и рассеяния имеют вид [12]:

$$\sigma_{abs} = \frac{4\pi}{3} k_m \text{Im}(\alpha(x, y, z))$$

$$\sigma_{scat} = \frac{8\pi}{9} k_m^4 \alpha^2(x, y, z)$$
(7)

Заключение

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, действующих на серебряную сфероидальную наночастицу, находящуюся на оси лазерного пучка.

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.

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. Радиофиз. – 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. Ярославская, А.Н. 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 / Lana Bosanac, Thomas Aabo, Poul M. Bendix, and Lene

B. Oddershede // NANO LETTERS. – 2008. – Vol. 8, No. 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. – С.17–20.

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

10. Афанасьев, А.А. 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.

11. Афанасьев, А.А. 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.

12. Климов, В.В. Наноплазмоника / В.В. Климов. – Москва: Физмалит, 2009. – 480 с.

13. Хлебцов, Н.Г. Оптика и биофотоника наночастиц с плазмонным резонансом / Н. Г. Хлебцов // Квантовая электроника. – 2008. – 38(6), – 504 с.

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

Ю.А. Гришечкин, В.Н. Капшай

УО «Гомельский государственный университет
имени Франциска Скорины», Гомель, Беларусь

РЕШЕНИЕ КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ С ЛИНЕЙНЫМ ЗАПИРАЮЩИМ В РЕЛЯТИВИСТСКОМ КОНФИГУРАЦИОННОМ ПРЕДСТАВЛЕНИИ ПОТЕНЦИАЛОМ

Введение

Рассмотрим решение ковариантных двухчастичных уравнений квазипотенциального типа [1, 2] с одним из вариантов модели линейного запирающего потенциала в релятивистском конфигурационном представлении (РКП) [3], имеющего форму