

ЛОКАЛИЗАЦИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СФЕРИЧЕСКОЙ НАНОЧАСТИЦЫ  
ПОД ДЕЙСТВИЕМ ГРАДИЕНТНОЙ СИЛЫ В ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОМ ПОЛЕ,  
ФОРМИРУЕМОМ ПРИ НАЛОЖЕНИИ ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКОВ  
ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А. Ч. Свистун\*, Э. В. Мусафиров, Л. С. Гайда, Е. В. Матук

УДК 535.36;620.3

Гродненский государственный университет им. Янки Купалы,  
Гродно, Беларусь; e-mail: svistun\_ach@grsu.by, gls@grsu.by

(Поступила 21 марта 2023)

Детально исследована градиентная компонента силы светового давления, действующая на сферическую диэлектрическую наночастицу (НЧ), находящуюся в интерференционном поле, формируемом при наложении встречных пучков лазерного излучения. Проведен теоретический анализ качественного поведения решений основного уравнения динамики для движения прозрачной НЧ сферической формы в пространственно модулированном лазерном луче под действием градиентной силы. Экспериментально показано, что в интерференционном поле двух плоских встречных электромагнитных волн возникают силы, способные приводить в движение наноразмерные частицы, находящиеся в жидких средах. Экспериментальные результаты согласуются с теоретическими.

**Ключевые слова:** диэлектрические наночастицы, радиационные силы, рассеяние света, интерференция электромагнитных волн.

*The gradient component of the light pressure force acting on a spherical dielectric nanoparticle located in an interference field formed by the superposition of oncoming laser beams is studied in detail. A theoretical analysis of the qualitative behavior of solutions to the basic dynamics equation for the motion of a transparent spherical nanoparticle in a spatially modulated laser beam under the action of a gradient force is carried out. It has been experimentally shown that forces capable of driving nanoscale particles in liquid media arise in the interference field of two plane counter-electromagnetic waves. The experimental results agree with the theoretical results.*

**Keywords:** dielectric nanoparticles, radiation forces, light scattering, interference of electromagnetic waves.

**Введение.** Воздействие сил светового давления в лазерном пучке позволяет ускорять, замедлять и стабильно удерживать металлические и диэлектрические наночастицы (НЧ). Так, при получении плазмы с использованием лазерного пинцета происходят захват и удержание НЧ, играющих роль мишеней для мощного импульсного лазера. Оптический пинцет позволяет захватывать и создавать структуры из металлических НЧ, которые можно использовать для управления свойствами поверхностного плазменного резонанса этих НЧ. В работе [1] показано, что лазерный пинцет позволяет создавать также дефекты в жидких кристаллах. Для этого происходит нагрев и плавление определенной точки или линии внутри материала с помощью лазерного излучения. В результате расплавленное пятно становится дезорганизованным, а остальная часть кристалла остается без изменений. По мере охлаждения в кристалле образуется дефект. Силы светового давления являются весьма важными в фотохимии, где использование лазерного пинцета позволяет управлять химической реакцией

**LOCALIZATION OF A DIELECTRIC SPHERICAL NANOPARTICLE UNDER THE ACTION OF A GRADIENT FORCE IN AN INTERFERENCE FIELD FORMED BY THE SUPERPOSITION OF ONCOMING LASER BEAMS**

A. Ch. Svistun\*, E. V. Musafirov, L. S. Gaida, E. V. Matuk (Yanka Kupala State University of Grodno, Grodno, Belarus; e-mail: svistun\_ach@grsu.by, gls@grsu.by)

(так называемый когерентный контроль). В технике лазерный пинцет позволяет создавать микроНЧ и нанодетали, из которых в последующем собираются наномеханизмы, которые с помощью лазерного пинцета приводятся в движение.

Движение малых частиц в поле лазерного излучения становится возможным благодаря воздействию силы светового давления, которую в основном условно разделяют на две части: градиентную составляющую и составляющую силы, обусловленной рассеянием излучения на частицах [2—6]. В случае диэлектрических НЧ составляющая силы, обусловленной рассеянием излучения, как правило, пренебрежимо мала по сравнению с градиентной составляющей, под действием которой диэлектрическая НЧ смещается в зону максимальной (минимальной) интенсивности поля, где воздействие силы минимизируется в зависимости от того, как относятся показатели преломления НЧ и среды. Если показатель преломления НЧ больше показателя преломления окружающей среды, то НЧ будет перемещаться в область высокой интенсивности света, в противном случае — выталкиваться из нее [7]. В отличие от настоящей работы объектом исследования в [7] являлись углеродные нанотрубки.

Силы светового давления могут использоваться для записи концентрационных решеток в жидкой суспензии взвешенных диэлектрических частиц малых размеров [8]. Такие искусственно созданные среды имеют большие значения кубической восприимчивости и могут использоваться в качестве широкополосных нелинейных сред для лазерного излучения малой интенсивности и большой длительности импульса [9].

Воздействие лазерного излучения на диэлектрические НЧ может использоваться в качестве точного инструмента для создания систем из НЧ в жидкости и дальнейшего перемещения в пространстве полученных систем с учетом их размеров [10]. Явление светового давления может применяться для точного определения размеров микроскопических сфер [11].

Локализация полистирольных микросфер силой светового давления, находящихся в интерференционном поле двух плоских электромагнитных волн, исследована в [12]. Показано, что диэлектрические частицы концентрируются в областях максимумов интерференционного поля, при этом с использованием тензора напряжений Максвелла рассчитана сила светового давления, действующая со стороны падающего поля на сферическую диэлектрическую частицу, как функция разности углов падения плоских волн и радиуса частицы.

В работе [13] рассматривалось перемещение НЧ в интерференционном поле, формируемом при наложении встречных пучков лазерного излучения, полученных в результате деления пучка, генерируемого источником когерентного излучения, при этом акцентирован случай захвата сферических НЧ, находящихся в области распространения встречных световых пучков. При наложении двух параллельных световых пучков формируется интерференционное распределение интенсивности и в общем случае изменение импульса НЧ оказывается не равным нулю, если она локализована в области интерференционного максимума или минимума. При движении НЧ в интерференционном поле сила светового давления зависит от разности фаз световых волн и периодически изменяется. Вызывает интерес заключение [13] о том, что при определенных размерах сферической частицы (одного порядка с длиной волны излучения) силы светового давления равны нулю независимо от ее положения в интерференционном поле.

Управление локализацией НЧ в биологических тканях открывает ряд новых перспективных направлений, таких как доставка лекарственных препаратов внутрь клеток. Также известно [14], что при воздействии интенсивным лазерным излучением на НЧ, находящиеся в жидкости, происходит разогрев НЧ и жидкости вокруг нее. Вследствие этого при изменении температуры изменяется вязкость среды, что может оказывать заметное влияние на транспортировку НЧ. Такой тепловой фактор весьма интересен с точки зрения медико-биологических исследований. Например, при лечении злокачественных образований воздействие лазерного излучения определенной мощности на НЧ, находящуюся в биологической среде, приведет к сильному ее разогреву и образованию пузырька высокотемпературной оболочки пара, который способен уничтожить патологическую клетку. Из-за сложности протекающих при этом физических явлений задача управления локализацией НЧ в биоткани должна решаться как теоретически, так и экспериментально. Следующим этапом может стать исследование транспортировки металлических НЧ лазерным излучением в режиме испарения биоткани. Это позволит выработать рекомендации по практическому использованию эффекта управления транспортировкой НЧ для целей медицинского применения, таких как доставка лекарств внутрь патологических клеток путем прожигания нанопор в мембранных клеток с помощью горячих НЧ, а также

уничтожение опухоли за счет массированного образования пузырьков пара вокруг НЧ, накопленных в опухоли.

В настоящее время, несмотря на большое количество работ по данной тематике, не решен вопрос качественного анализа уравнения движения частицы, в частности наличия периодических решений, а также получения новых теоретических и экспериментальных данных по управляемой транспортировке и локализации наноразмерных частиц силами светового давления лазерного излучения, находящихся в жидкости.

**Основные соотношения.** Сила светового давления, действующая на частицу в пространственно модулированном лазерном луче, может быть условно разделена на две составляющие: направленную вдоль градиента интенсивности света, т. е. градиентную силу  $\mathbf{F}_{\text{grad}}$ , и действующую вдоль направления распространения луча, состоящую из силы поглощения  $\mathbf{F}_{\text{abs}}$  и рассеивающей силы  $\mathbf{F}_{\text{scat}}$ . Для рассматриваемой прозрачной НЧ  $\mathbf{F}_{\text{abs}} = 0$ , следовательно,  $\mathbf{F} = \mathbf{F}_{\text{grad}} + \mathbf{F}_{\text{scat}}$ . Поскольку интенсивности встречно распространяющихся лазерных лучей, образующих стоячую волну, равны, то  $\mathbf{F}_{\text{scat}} = 0$  и влияние излучения на НЧ полностью обусловлено градиентной составляющей силы.

Интенсивность излучения определяется как

$$I(z) = I_0 (1 + \cos(2kz)),$$

где  $k = 2\pi n/\lambda$  — волновое число;  $\lambda$  — длина волны лазерного излучения;  $n$  — показатель преломления жидкости, в которой находятся НЧ.

Когда размеры НЧ малы по сравнению с длиной волны излучения (приближение Рэлея [15]), выражение для градиентной силы  $\mathbf{F}_{\text{grad}}$  имеет вид:

$$\mathbf{F}_{\text{grad}} = \mathbf{i} \cdot 2\pi \left( \frac{n}{c} \right) \alpha \frac{\partial I(z)}{\partial z} = -\mathbf{i} \cdot 4\pi \left( \frac{n}{c} \right) \alpha I_0 k \sin(2kz),$$

где  $\mathbf{i}$  — единичный вектор;  $c$  — скорость света в вакууме;  $\alpha = R^3 \frac{\bar{m}^2 - 1}{\bar{m}^2 + 2}$  — поляризуемость сферической НЧ радиусом  $R$  ( $kR \ll 1$ );  $\bar{m} = n_0/n$ ;  $n_0$  — показатель преломления НЧ;  $n$  — показатель преломления жидкости.

Оценка устойчивости локализации НЧ в максимуме интенсивности излучения проведена в [16]. Рассмотрим случай, когда работа градиентной силы значительно больше кинетической энергии теплового (броуновского) движения наносферы, что является критерием устойчивости локализации согласно [17, 18]. В этом случае влиянием броуновского движения сферической НЧ можно пренебречь.

Основное уравнение динамики для движения прозрачной НЧ сферической формы в пространственно модулированном лазерном луче под действием градиентной силы  $\mathbf{F}_{\text{grad}}$  с учетом силы сопротивления среды имеет вид:

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} + 6\pi\eta R \frac{dz}{dt} = -4\pi \left( \frac{n}{c} \right) \alpha I_0 k \sin(2kz), \quad (1)$$

где  $m = 4\pi R^3 \rho/3$  — масса сферической НЧ;  $\rho$  — плотность материала НЧ;  $\eta$  — динамический коэффициент вязкости жидкости.

**Исследование качественного поведения решений.** В уравнении (1) выполним подстановку  $z(t) = x(t)/(2k)$  и получим

$$m\ddot{x} + 6\pi\eta R\dot{x} = -\frac{8\alpha I_0 k^2 n\pi}{c} \sin x,$$

где  $\dot{x} = dx/dt$ ,  $\ddot{x} = d^2x/dt^2$ . Введем замены параметров  $b = 6\pi\eta R$ ,  $s = 8\alpha I_0 k^2 n\pi/c$ , тогда (1) примет вид

$$m\ddot{x} + b\dot{x} + s \sin x = 0. \quad (2)$$

Уравнение (2) эквивалентно системе уравнений:

$$\begin{cases} \dot{x} = y, \\ \dot{y} = -\frac{b y + s \sin x}{m}. \end{cases} \quad (3)$$

Уравнение вида (2), полученное для обычного маятника при больших отклонениях и наличии силы трения, изучалось в [19] (см. уравнение (3.4)) и [20].

Фазовой поверхностью системы (3) является цилиндр. Особые точки (точки равновесия) системы на развертке фазового цилиндра: точки  $(x,y) = (0,0)$  и  $(x,y) = (\pm\pi,0)$ . Матрица Якоби системы (3):

$$J(x,y) = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -\frac{s \cos x}{m} & -\frac{b}{m} \end{pmatrix}.$$

Для особой точки  $(0,0)$  собственные числа матрицы Якоби  $J(0,0)$   $\lambda_{1,2} = (-b \pm \sqrt{b^2 - 4ms})/(2m)$ . С учетом  $b, m, s > 0$  при  $b^2 < 4ms$  получим пару комплексно-сопряженных чисел с отрицательной действительной частью, при  $b^2 \geq 4ms$  — два действительных отрицательных числа. Тогда точка  $(0,0)$  — устойчивое состояние равновесия системы (3), которое при  $b^2 < 4ms$  является устойчивым фокусом (рис. 1, *a*), при  $b^2 \geq 4ms$  — устойчивым узлом [21] (рис. 1, *б*).

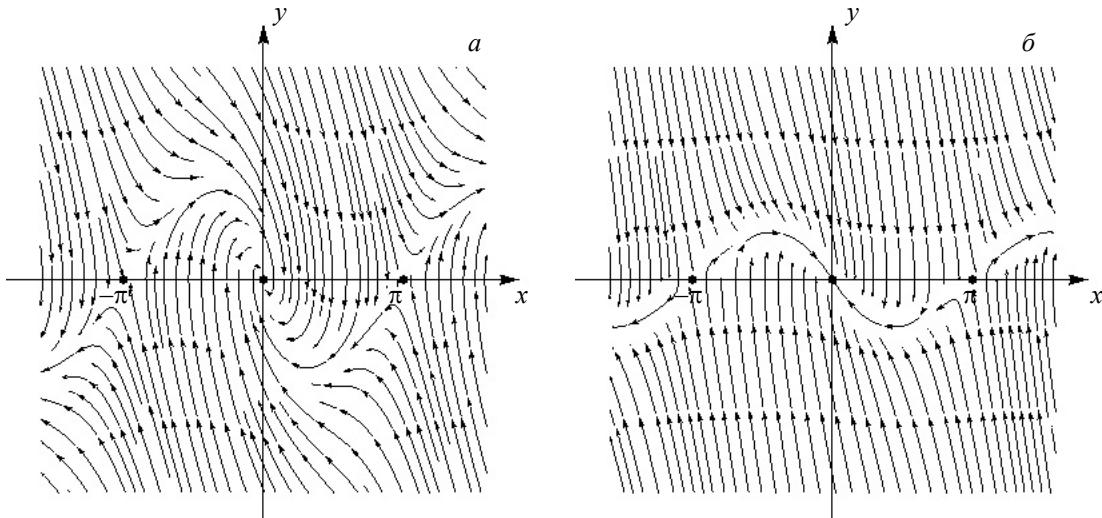


Рис. 1. Фазовый портрет системы (3) при  $b^2 < 4ms$  (*а*) и  $b^2 \geq 4ms$  (*б*)

Для особой точки  $(\pm\pi,0)$  собственные числа матрицы Якоби  $J(\pm\pi,0)$   $\lambda_{1,2} = (-b \pm \sqrt{b^2 + 4ms})/(2m)$ .

С учетом  $b, m, s > 0$  получим два действительных числа разных знаков. Тогда точка  $(\pm\pi,0)$  является седлом — неустойчивым состоянием равновесия (см. рис. 1).

Фазовые портреты системы (3) в случаях  $b^2 < 4ms$  и  $b^2 \geq 4ms$  изображены на рис. 1. Склейв развертку цилиндра по линии  $x = \pm\pi$ , получим фазовый цилиндр. Для системы (3) дивергенция векторного поля при  $b, m > 0$ :

$$\frac{\partial}{\partial x}(y) + \frac{\partial}{\partial y}\left(-\frac{by + s \sin x}{m}\right) = -\frac{b}{m} < 0.$$

Тогда по критерию Бендиксона [21] у системы (3) не существует замкнутых траекторий, не охватывающих цилиндр, и может существовать не более одной замкнутой траектории, охватывающей цилиндр. Отметим, что замена переменных  $(x,y) \rightarrow (-x,-y)$  не изменяет систему (3), т. е. фазовый портрет системы (3) симметричен относительно начала координат. Поэтому у системы (3) не существует замкнутой траектории, охватывающей цилиндр, т. е. у (3), а следовательно, и у (1), не существует периодических решений, что невозможно доказать экспериментальным путем.

Изучив фазовые портреты (рис. 1), видим, что почти при всех начальных условиях, за исключением условий, соответствующих состояниям равновесия и устойчивым сепаратрисам седел, система стремится к устойчивому состоянию равновесия — точке  $(0,0)$ , т. е. НЧ стремятся к областям максимумов интенсивности поля независимо от своего начального положения и начальной скорости.

Эксперименты [7, 12, 22—26] соответствуют фазовому портрету системы при  $b^2 < 4ms$  (рис. 1, *a*) что подтверждает теоретические выводы настоящей работы. Система (3) автономная, следовательно, с помощью подходов [27] результаты анализа качественного поведения решений системы (3), а зна-

чит, и уравнения (1) можно распространить на решения специальным образом возмущенной системы:

$$\begin{cases} \dot{x} = y(1 + \beta(t)), \\ \dot{y} = -\frac{by + s \sin x}{m}(1 + \beta(t)), \end{cases}$$

где  $\beta(t)$  — непрерывная скалярная функция.

**Экспериментальное исследование пространственного распределения НЧ в интерференционном поле.** Со времени первого экспериментального изучения силового влияния лазерного пучка на микроскопические частицы проведено множество теоретических и экспериментальных исследований воздействия лазерного излучения на диэлектрические и металлические микрочастицы и НЧ [28—30]. Различные экспериментальные методы и установки позволяют изучать воздействие светового поля на частицы [31, 32]. В них используются явления дифракции и интерференции, закономерности поглощения и отражения и т. д. При этом для эффективного воздействия сил светового давления на локализацию и транспортировку частиц воздействующее излучение должно обладать достаточной световой мощностью, соответствующим спектральным и модовым составом, поляризацией и высокой степенью пространственно-временной когерентности.

На рис. 2 показана оптическая схема экспериментальной установки, построенная на основе интерферометра Цендера—Маха, что позволяет формировать заданный интерференционный фронт конечных полос различной периодичностью. Световой пучок от лазера 1 расширяется телескопической системой 2, создавая плоский фронт, разделяется светоделительным кубиком 3 и сопрягается с помощью зеркал 4 и кубиков 3. Следующая телескопическая система проецирует сформированные интерференционные полосы на кювету с жидкостью 5, в фокальной плоскости которой находятся исследуемые частицы. В качестве источника оптического излучения 1 использован лазер с непрерывной накачкой ЛТИ-701, работающий на длине волны 532 нм. Диаметр луча лазера 1 мм, выходная мощность 4 Вт. Исследованы НЧ полиамида марки ПА 6-210/310, находящиеся в кювете с дистиллированной водой 5. Наблюдение за встречными световыми пучками и локализацией диэлектрических НЧ осуществлялось с помощью микроскопа 6, совмещенного с веб-камерой Logitech c920 7, подключенной к ПК 8.

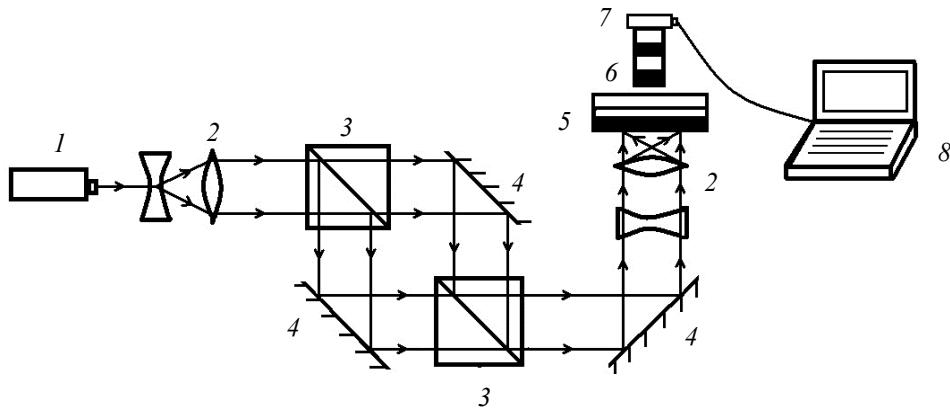


Рис. 2. Оптическая схема экспериментальной установки по наблюдению в режиме реального времени воздействия силы светового давления на НЧ в интерференционном поле лазерного излучения: 1 — лазер ЛТИ-701; 2 — телескопические системы; 3 — светоделительные кубики; 4 — диагональные зеркала; 5 — кювета с образцами НЧ; 6 — микроскоп; 7 — цифровая камера Logitech c920; 8 — ПК

На рис. 3 представлены распределения НЧ в поле лазерного излучения в отсутствие интерференции и в интерференционном поле лазерного излучения. В случае, когда экспериментальная установка формирует интерференционные полосы, неупорядоченное движение НЧ постепенно замедляется и приобретает системный характер распределения в максимуме интерференционной полосы. Показаны результаты по упорядочению НЧ полиамида, взвешенных в воде, в интерференционном поле, созданном встречными световыми пучками. Видно, что при воздействии градиентной компоненты си-

лы светового давления НЧ, изначально распределенные хаотично (рис. 3, *a*), концентрируются в областях максимумов интенсивности поля (рис. 3, *б*) независимо от начального положения НЧ, а также от ее начальной скорости. После отключения интерференционного поля упорядоченная картина сохраняется в течение некоторого времени, а затем вследствие диффузионных процессов распределение НЧ снова становится хаотичным. Аналогично поведение других диэлектрических частиц (например, полистирольных) несферической формы, при этом данные частицы стремятся не только втянуться в область максимумов интерференционного поля, но и развернуться вдоль интерференционной полосы светового поля. Характер поведения частиц в данном случае соответствует фазовому портрету рис. 1, *б*. Однако при воздействии на микрочастицы интерференционного поля, формируемого при наложении встречных пучков лазерного излучения, характер их поведения соответствует фазовому портрету рис. 1, *а*.

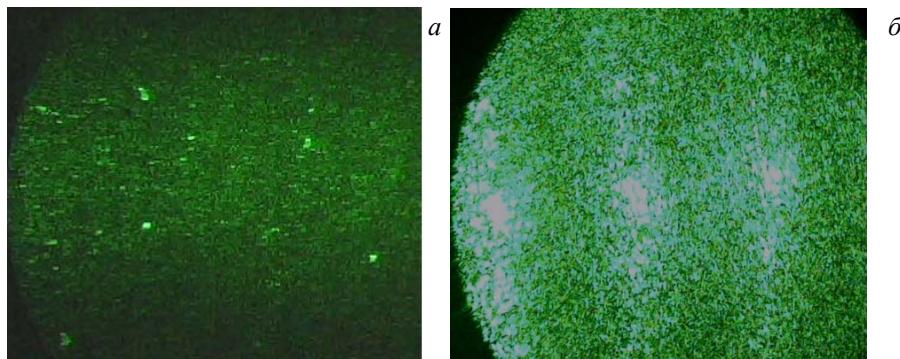


Рис. 3. Пространственное распределение НЧ полиамида, взвешенных в воде, в отсутствие интерференционного поля (*а*) и при его наличии (*б*)

**Заключение.** Проведен теоретический анализ качественного поведения решений основного уравнения динамики для движения прозрачной наночастицы сферической формы в пространственно модулированном лазерном луче под действием градиентной силы и с учетом силы сопротивления среды. Построены фазовые портреты этого уравнения, доказано отсутствие периодических решений. Приведены результаты экспериментальных исследований захвата и транспортировки диэлектрических наночастиц, находящихся в воде, электромагнитным полем, созданным встречными световыми пучками. Показано, что встречные пучки способны создавать силы, достаточные для захвата наночастиц, что согласуется с теоретическими результатами.

- [1] I. I. Smalyukh, D. S. Kaputa, A. V. Kachynski, A. N. Kuzmin, P. N. Prasad. Opt. Express, **15**, N 7 (2007) 4359—4371
- [2] А. Эшкун. УФН, **110**, № 1 (1973) 101—116 [A. Ashkin. Physics Uspekhi, **110**, N 1 (1973) 101—116]
- [3] А. Ч. Свистун, Л. С. Гайда, Е. В. Матук. Журн. прикл. спектр., **86**, № 2 (2019) 298—303 [A. C. Svistun, L. S. Gaida, E. V. Matuk. J. Appl. Spectr., **86**, N 2 (2019) 298—303]
- [4] A. Rohrbach, E. H. K. Stelzer. J. Opt. Soc. Am. A, **18** (2001) 839—853
- [5] А. А. Афанасьев, Л. С. Гайда, А. Ч. Свистун. Журн. прикл. спектр., **83**, № 6 (2016) 77—78 [A. A. Afanas'ev, L. S. Gaida, A. C. Svistun. J. Appl. Spectr., **83**, N 6 (2016) 77—78]
- [6] А. А. Афанасьев, Л. С. Гайда, Д. В. Гузатов, А. Н. Рубинов, А. Ч. Свистун. Квант. электрон., **45**, № 10 (2015) 604—607 [A. A. Afanas'ev, L. S. Gaida, D. V. Guzatov, A. N. Rubinov, A. C. Svistun. Quantum Electron., **45**, N 10 (2015) 604—607]
- [7] Л. С. Гайда, Д. В. Гузатов, М. И. Игнатовский, А. Ч. Свистун. Вестн. ГрГУ им. Я. Купалы. Сер. 2, № 1 (77) (2009) 121—127
- [8] А. А. Афанасьев, А. Н. Рубинов, С. Ю. Михневич, И. Е. Ермолаев. ЖЭТФ, **128**, № 3 (2005) 451—463 [A. A. Afanas'ev, A. N. Rubinov, S. U. Mihnevich, I. E. Ermolaev. JETP, **128**, N 3 (2005) 451—463]
- [9] А. А. Афанасьев, В. М. Катаркевич, А. Н. Рубинов, Т. Ш. Эфендиев. Журн. прикл. спектр., **69**, № 5 (2002) 675—679 [A. A. Afanas'ev, V. M. Katarkevich, A. N. Rubinov, T. Sh. Efendiev. J. Appl. Spectr., **69**, N 5 (2002) 782—787]

- [10] С. А. Ахманов, С. Ю. Никитин. Физическая оптика, Москва, МГУ (1998) 476—480
- [11] Г. А. Аскарьян. УФН, **110**, № 1 (1973) 115—116 [G. A. Askar'yan. Physics Uspekhi, **110**, N 1 (1973) 115—116]
- [12] Д. В. Гузатов, Л. С. Гайда, А. А. Афанасьев. Квант. электрон., **38**, № 12 (2008) 1155—1162 [D. V. Guzatov, L. S. Gaida, A. A. Afanas'ev. Quantum Electron., **38**, N 12 (2008) 1155—1162]
- [13] А. А. Афанасьев, В. М. Катаркевич, А. Н. Рубинов, Т. Ш. Эфендиев. Журн. прикл. спектр., **69**, № 5 (2002) 675—679 [A. A. Afanas'ev, V. M. Katarkevich, A. N. Rubinov, T. Sh. Efendiev. J. Appl. Spectr., **69**, N 5 (2002) 782—787]
- [14] В. А. Олещенко, В. В. Безотосный, В. Ю. Тимошенко. Квант. электрон., **50**, № 2 (2020) 104—108 [V. A. Oleshhenko, V. V. Bezotosnyj, V. Ju. Timoshenko. Quantum Electron., **50**, N 2 (2020) 104—108]
- [15] Г. Ван де Хюлст. Рассеяние света малыми частицами, Москва, Иностр. лит. (1961) 104—144
- [16] А. А. Афанасьев, Д. В. Новицкий. Опт. и спектр., **125**, № 6 (2018) 774—777 [A. A. Afanas'ev, D. V. Novitsky. Opt. and Spectrosc., **125**, N 6 (2018) 774—777]
- [17] A. Ashkin, J. M. Dziedzic, J. E. Bjorkholm, S. Chu. Opt. Lett., **11** (1986) 288—290
- [18] Y. Harada, T. Asakura. Opt. Commun., **124** (1996) 529—541
- [19] А. А. Андронов, А. А. Витт, С. Э. Хайкин. Теория колебаний, Москва, Физматгиз (1959) 170
- [20] D. Hinrichsen, A. J. Pritchard. Mathematical Systems Theory I. Modelling State Space Analysis Stability and Robustness, Berlin, Springer (2010) 241
- [21] Н. Н. Баутин, Е. А. Леонович. Методы и приемы качественного исследования динамических систем на плоскости, Москва, Наука (1990) 68, 212
- [22] A. Ashkin. Phys. Rev. Lett., **24** (1970) 156—159
- [23] A. Ashkin. Biophys. J., **61** (1992) 569—582
- [24] P. Zemánek, A. Jonáš, L. Šrámek, M. Liška. Opt. Lett., **24**, N 21 (1999) 1448—1450
- [25] M. P. Macdonald, G. C. Spalding, K. Dholakia. Nature, **426** (2003) 421—424
- [26] K. D. Wulf. Opt. Express, **14**, N 9 (2006) 4170—4175
- [27] E. Musafirov. Dynamics of Continuous, Discrete and Impulsive Systems B: Applications and Algorithms, **29**, N 6 (2022) 447—454
- [28] M. V. Savel'ev, A. D. Remzov. Comp. Opt., **46**, N 4 (2022) 547—554
- [29] Y. Li, L. Zhou, N. Zhao. Opt. Lett., **46**, N 1 (2021) 106—109
- [30] C. Y. Chuang, M. Zammit, M. L. Whitmore, M. J. Comstock. J. Phys. Chem. A, **123** (2019) 9612—9620
- [31] Y. Yang, Y. Ren, M. Chen, Y. Arita, C. Rosales-Guzmán. Adv. Photon., **3**, N 3 (2021) 1—40
- [32] A. Kitzinger, A. Forbes, P. B. C. Forbes. Sci. Rep., **12** (2022) 17690