

Анализ характеристик параксиальных векторных Гауссовых пучков, влияющих на формирование микроструктур в азополимере

С.Н. Хонина^{1,2}, С.И. Харитонов^{1,2}, С.Г. Волотовский², В.В. Подлипов^{1,2}, Н.А. Ивлиев^{1,2}

¹ ИСОИ РАН – филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН,
443001, Россия, г. Самара, ул. Молодогвардейская, д. 151,

² Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва,
443086, Россия, г. Самара, Московское шоссе, д. 34

Аннотация

В работе рассмотрены параксиальные лазерные Гауссовы пучки с различной поляризацией и их характеристики, такие как вектор Пойнтинга, градиентная сила, плотность силы, важные для оценки воздействия излучения на вещество. Проведён анализ рассматриваемых характеристик лазерного излучения с точки зрения формирования фотоиндуцированного микрорельефа в плёнке азополимера.

Ключевые слова: векторные пучки, Гауссов пучок, оптические силы, оптическая запись материалов, азополимер, азохромофор, фотоизомеризация, фотомиграция, поверхностные микроструктуры.

Цитирование: Хонина, С.Н. Анализ характеристик параксиальных векторных Гауссовых пучков, влияющих на формирование микроструктур в азополимере / С.Н. Хонина, С.И. Харитонов, С.Г. Волотовский, В.В. Подлипов, Н.А. Ивлиев // Компьютерная оптика. – 2019. – Т. 43, № 5. – С. 780-788. – DOI: 10.18287/2412-6179-2019-43-5-780-788.

Введение

Взаимодействие лазерного излучения с веществом имеет большое прикладное значение и эффективно используется в различных областях, в том числе для оптического захвата и манипулирования микрочастицами [1–9], в лазерной обработке и структурировании материалов [10–19]. Сила воздействия излучения на вещество является одной из важных характеристик. Хорошо известной является сила воздействия электрического монохроматического поля на малые частицы, в частности, в дипольном приближении [1, 2, 6, 20–22].

Эксперименты А. Эшкина [1, 2] с захватом прозрачной частицы в сфокусированном лазерном пучке показали наличие двух сил: одна сила толкает частицу вперёд вдоль направления распространения пучка, а вторая двигает частицу в область максимальной интенсивности. Первая сила соответствует продольной компоненте вектора Пойнтинга и называется рассеивающей, а вторая – пропорциональна градиенту интенсивности излучения и называется градиентной. Баланс этих двух сил (возможный, как правило, только при острой фокусировке) позволяет удерживать частицу в области фокуса лазерного излучения.

При лазерной обработке и структурировании требование острой фокусировки не является обязательным. Однако при этом, кроме распределения интенсивности пучка, важную роль играет поляризация лазерного излучения [23–26]. В различных работах были рассмотрены другие составляющие силы лазерного излучения [27–30], в том числе неградиентные [30–32]. Эти составляющие сил оказывают существенное влияние на формируемые микроструктуры при лазерном воздействии. Модели, описывающие процессы светоиндуцированных процессов, основанные на градиентных силах, применимы к аморфным соединениям, в то время как азополимерные матери-

лы более подвержены влиянию неградиентных сил ввиду анизотропии молекул азосодержащего полимера. Претерпевая циклическую фотоиндуцированную изомеризацию из транс- в цис-форму, полимер, сополированный с азохромофором, приобретает подвижность и способность формирования микрорельефа под действием оптических сил. Попытки построения динамических моделей, описывающих эти процессы, предпринимались в работах Секката [33], Дюмонда [34] и др. Однако до сих пор не существует моделей, описывающих полностью фотоиндуцированные процессы в азополимерах, ввиду необходимости учёта большого числа факторов, таких как влияние переориентации молекул, изменение полимерной матрицы, влияние поверхностных сил, динамических сил, массопереноса, изменение оптических свойств и перераспределение световой энергии в формируемом рельефе. Наиболее точно существующие модели описывают линейные процессы на начальных этапах формирования микрорельефа под воздействием лазерного излучения относительно невысокой энергии. В работе [18] исследовались процессы формирования микрорельефа под воздействием излучения с высокой плотностью мощности. Полученные микроструктуры отличаются сложной формой и характеризуются нелинейной зависимостью высоты от дозы излучения. Большинство исследователей сходятся в том, что на формирование рельефа оказывает влияние соотношение компонент внешнего ориентирующего поля [35], которые имеют влияние на оптические силы. Однако вид картин этих компонент лишь отдалённо напоминает вид формируемого микрорельефа на поверхности азополимера. Согласно [36], азополимер можно рассмотреть как смесь молекул, не имеющих дипольного момента (трансизомеризованные молекулы), и молекул с дипольным моментом (находящиеся в цисформе). При этом соотношение этих компонент

может варьироваться в зависимости от длины волны воздействующего излучения (максимум поглощения Disperse Orange DO3 транс-формы – 360 нм, а цис-формы – 460 нм). Также существует влияние температуры на тепловую релаксацию цис-формы в транс-форму. В связи с этим было бы рационально рассмотреть упрощённо градиентные и неградиентные оптические силы, суммарное воздействие которых в итоге складывается и образует итоговый микрорельеф.

В данной работе рассмотрены парааксиальные лазерные Гауссовы пучки с различной поляризацией и их характеристики, такие как вектор Пойнтинга, градиентная сила, плотность силы, важные для оценки воздействия излучения на вещество. Проведён анализ рассматриваемых характеристик лазерного излучения с точки зрения формирования фотоиндуцированного микрорельефа в плёнке азополимера.

1. Оптическая сила в дипольном приближении

Рассмотрим электрическое поле, заданное декартовыми проекциями:

$$\mathbf{E}(x, y, z) = \begin{pmatrix} E_x(x, y, z) \\ E_y(x, y, z) \\ E_z(x, y, z) \end{pmatrix}, \tag{1}$$

в котором имеется частица с дипольным моментом $\mathbf{p} = (p_x, p_y, p_z)^T$.

Диполь означает, что имеет место отрицательный заряд (q – величина заряда) в точке (x, y, z) и положительный заряд в точке:

$$(x_l, y_l, z_l) = \left(x + \frac{p_x}{|\mathbf{p}|}l, y + \frac{p_y}{|\mathbf{p}|}l, z + \frac{p_z}{|\mathbf{p}|}l \right),$$

где l – расстояние между зарядами, $ql = |\mathbf{p}|$.

Электрическая сила, действующая на диполь, состоит из двух составляющих, действующих на отрицательный и положительный заряд:

$$\mathbf{F}^E = \mathbf{F}^- + \mathbf{F}^+ = -q\mathbf{E}(x, y, z) + q\mathbf{E}(x_l, y_l, z_l). \tag{2}$$

Вычислить компоненты электрического поля в точке (x_l, y_l, z_l) можно по следующей формуле:

$$E_j(x_l, y_l, z_l) = E_j(x, y, z) + (\nabla E_j(x, y, z)) \frac{\mathbf{p}}{|\mathbf{p}|} l. \tag{3}$$

Используя выражение (3), компоненты электрической силы (2) можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} F_j^E(x, y, z) &= -qE_j(x, y, z) + \\ &+ qE_j(x_l, y_l, z_l) + q(\nabla E_j(x, y, z)) \frac{\mathbf{p}}{|\mathbf{p}|} l = \\ &= \mathbf{p}(\nabla E_j(x, y, z)) = (\mathbf{p}\nabla) E_j(x, y, z) = \\ &= \left(p_x \frac{\partial}{\partial x} + p_y \frac{\partial}{\partial y} + p_z \frac{\partial}{\partial z} \right) E_j(x, y, z). \end{aligned} \tag{4}$$

С учётом временной зависимости компоненты электрической силы, действующей на диполь, записываются следующим образом:

$$F_j^E(x, y, z, t) = (\mathbf{p}(t)\nabla) E_j(x, y, z, t). \tag{5}$$

Плотность тока описывается выражением:

$$\mathbf{j} = \frac{d\mathbf{p}(t)}{dt} + \sigma\mathbf{E}, \tag{6}$$

где σ – удельная проводимость среды.

С учётом тока (6) можно вычислить магнитную силу Лоренца:

$$\mathbf{F}^M(x, y, z, t) = \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{B}(x, y, z, t) = \frac{\mu}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{H}(x, y, z, t), \tag{7}$$

где $\mathbf{B}(x, y, z, t)$ – магнитная индукция, $\mathbf{H}(x, y, z, t)$ – магнитное поле, c – скорость света в вакууме, μ – магнитная проницаемость.

Таким образом, полная сила, действующая на диполь:

$$\begin{aligned} \mathbf{F}(x, y, z, t) &= \mathbf{F}^E(x, y, z, t) + \mathbf{F}^M(x, y, z, t) = \\ &= (\mathbf{p}(t)\nabla)\mathbf{E}(x, y, z, t) + \frac{\mu}{c} \left(\frac{d\mathbf{p}(t)}{dt} + \sigma\mathbf{E} \right) \times \mathbf{H}(x, y, z, t). \end{aligned} \tag{8}$$

1.1. Случай скалярной поляризуемости

Рассмотрим простейший случай, когда дипольный момент пропорционален электрическому полю:

$$\mathbf{p}(t) = \alpha\mathbf{E}(x, y, z, t), \tag{9}$$

где α – константа пропорциональности, соответствующая скалярной комплексной поляризуемости.

Тогда с учётом (9) силу (8) можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \mathbf{F}(x, y, z, t) &= (\alpha\mathbf{E} \cdot \nabla)\mathbf{E} + \frac{\mu}{c} \left[\alpha \frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t} + \sigma\mathbf{E} \right] \times \mathbf{H} = \\ &= (\alpha\mathbf{E} \cdot \nabla)\mathbf{E} + \frac{\mu\sigma}{c} \mathbf{E} \times \mathbf{H} + \frac{\mu\alpha}{c} \frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t} \times \mathbf{H}. \end{aligned} \tag{10}$$

Представим последнее слагаемое как

$$\frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t} \times \mathbf{H} = \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) - \mathbf{E} \times \frac{\partial\mathbf{H}}{\partial t}. \tag{11}$$

Из уравнения Максвелла имеется связь:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\mu}{c} \frac{\partial\mathbf{H}}{\partial t}. \tag{12}$$

Тогда вместо (11) можно записать:

$$\frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t} \times \mathbf{H} = \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) + \frac{c}{\mu} \mathbf{E} \times \nabla \times \mathbf{E}. \tag{13}$$

Чтобы упростить выражение (13), воспользуемся операторным соотношением:

$$\frac{1}{2} \nabla(\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}) = (\mathbf{E} \cdot \nabla)\mathbf{E} + \mathbf{E} \times \nabla \times \mathbf{E} \tag{14}$$

и подставим его в (10):

$$\begin{aligned} \mathbf{F}(x, y, z, t) &= (\alpha\mathbf{E} \cdot \nabla)\mathbf{E} + \frac{\mu\sigma}{c} \mathbf{E} \times \mathbf{H} + \\ &+ \frac{\mu\alpha}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) + \alpha \left[\frac{1}{2} \nabla(\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}) - (\mathbf{E} \cdot \nabla)\mathbf{E} \right]. \end{aligned} \tag{15}$$

Окончательно получим:

$$\mathbf{F}(x, y, z, t) = \frac{\alpha}{2} \nabla(\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}) + \frac{\mu\sigma}{c} \mathbf{E} \times \mathbf{H} + \frac{\alpha\mu}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}). \quad (16)$$

Рассмотрим гармонические поля:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(x, y, z, t) &= \hat{\mathbf{E}}(x, y, z) \exp(-i\omega t) + \hat{\mathbf{E}}^*(x, y, z) \exp(i\omega t), \\ \mathbf{H}(x, y, z, t) &= \hat{\mathbf{H}}(x, y, z) \exp(-i\omega t) + \hat{\mathbf{H}}^*(x, y, z) \exp(i\omega t). \end{aligned} \quad (17)$$

Тогда векторное произведение:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(x, y, z, t) \times \mathbf{H}(x, y, z, t) &= \exp(-i2\omega t) \hat{\mathbf{E}}(x, y, z) \times \hat{\mathbf{H}}(x, y, z) + \\ &+ \hat{\mathbf{E}}(x, y, z) \times \hat{\mathbf{H}}^*(x, y, z) + \hat{\mathbf{E}}^*(x, y, z) \times \hat{\mathbf{H}}(x, y, z) + \\ &+ \exp(-i2\omega t) \hat{\mathbf{E}}^*(x, y, z) \times \hat{\mathbf{H}}^*(x, y, z). \end{aligned} \quad (18)$$

После усреднения по времени два слагаемых обнуляются:

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{E}(x, y, z, t) \times \mathbf{H}(x, y, z, t) \rangle &= \hat{\mathbf{E}}(x, y, z) \times \hat{\mathbf{H}}^*(x, y, z) + \hat{\mathbf{E}}^*(x, y, z) \times \hat{\mathbf{H}}(x, y, z) = \\ &= \text{Re} \left[\hat{\mathbf{E}}^*(x, y, z) \times \hat{\mathbf{H}}(x, y, z) \right]. \end{aligned} \quad (19)$$

Заметим, что производная по времени для выражения (19) равна нулю.

Тогда усреднённая по времени сила (16) для гармонических полей имеет следующий вид:

$$\hat{\mathbf{F}}(x, y, z) = \frac{\alpha}{2} \nabla(\hat{\mathbf{E}}^* \cdot \hat{\mathbf{E}}) + \frac{\mu\sigma}{c} \text{Re}(\hat{\mathbf{E}}^* \times \hat{\mathbf{H}}). \quad (20)$$

Учитывая, что вектор Умова–Пойтинга для комплексных амплитуд имеет следующий вид:

$$\mathbf{S} = \frac{c}{8\pi} \text{Re}(\mathbf{E}^* \times \mathbf{H}), \quad (21)$$

окончательно получаем усреднённую силу в виде градиентной и рассеивающей составляющих:

$$\hat{\mathbf{F}}(x, y, z) = \frac{\alpha}{2} \nabla |\hat{\mathbf{E}}|^2 + \frac{\mu\sigma}{2\pi} \mathbf{S} = \mathbf{F}_g + \mathbf{F}_s. \quad (22)$$

В таком виде рассматривается дипольная сила во многих работах [20–26].

Заметим, что градиентная сила, как следует из (22), зависит только от картины интенсивности (скалярной величины).

Далее рассмотрим характеристики параксиального Гауссова пучка (в плоскости линзы с небольшой числовой апертурой $NA = 0,15$), описанные в данном параграфе, а именно, градиентную и рассеивающую составляющие силы (22) в зависимости от поляризации и вихревой фазы.

1.2. Гауссов пучок с однородной поляризацией

Рассмотрим параксиальный Гауссов пучок с различной однородной поляризацией (линейной и круго-

вой). В табл. 1 показаны компоненты электрического поля и вектора Умова–Пойтинга, соответствующего рассеивающей силе. Как видно, в параксиальном случае рассеивающая сила в основном определяется продольной компонентой вектора Умова–Пойтинга и фактически не зависит от типа однородной поляризации.

Градиентная составляющая силы (22) определяется только распределением интенсивности пучка и также не зависит от поляризации (рис. 1). На рис. 1 показаны отдельные компоненты вектора градиентной силы: $|F_{gx}|$ (1а), $|F_{gy}|$ (1б), $|F_{gz}|$ (1в) (мала для параксиального пучка), $|F_g|$ (1г).

Как видно из результатов, показанных в табл. 1, вектор Пойтинга для параксиального пучка в основном состоит из продольной компоненты, распределение которой полностью повторяет интенсивность пучка. Практически вся энергия в этом случае направлена вдоль оптической оси. Отличия пучка с круговой поляризацией от пучка с линейной поляризацией в данной модели несущественны.

Градиентная сила, наоборот, состоит из поперечных компонент, и действие этой силы направлено по радиусам в центральную точку (рис. 1). Распределение градиентной силы соответствует радиальной производной от интенсивности электрического поля.

2. Неградиентная оптическая сила с учётом поляризации

Результаты параграфа 1 показывают, что оптическая сила в дипольном приближении в параксиальном случае не имеет зависимости от поляризации излучения. Однако при оптической обработке и структурировании важную роль играет не только распределение интенсивности пучка, но и поляризация лазерного излучения [23–26]. В работах [30–32] рассмотрена сила монохроматического излучения, включающая не два, как в (22), а три слагаемых:

$$\hat{\mathbf{F}}(x, y, z) = \mathbf{F}_g + \mathbf{F}_s + \mathbf{F}_p, \quad (23)$$

где третья «неградиентная» составляющая силы пропорциональна следующей величине:

$$\mathbf{F}_p = (\mathbf{E}^* \cdot \nabla) \mathbf{E}. \quad (24)$$

Более того, в работе [28] при анализе действия сфокусированного лазерного излучения на азополимер рассматривалась только эта составляющая общей силы, названная плотностью силы. Кроме того, в этой работе было показано, что формирование микроструктур в азополимере зависит от производной от этой силы.

В данной работе рассмотрены два типа производных от векторной величины (24): дивергенция, позволяющая получить скалярную величину, и ротор, соответствующий векторной величине.

В табл. 2 показаны компоненты плотности силы (24), дивергенции и ротора. Как видно, плотность силы (24) имеет явную зависимость от состояния поляризации излучения. Дивергенция отражает характер изменения плотности силы. Можно считать, что её минимум соответствует минимальному давлению

света, а максимум – наибольшему. Тогда негатив этой величины будет близок к формируемой в азополимере структуре. В этом случае при линейной поляризации будут формироваться структуры, вытянутые вдоль направления, перпендикулярного поляризации. При круговой поляризации будут формироваться осесимметричные структуры. Ротор также существенно зависит от типа поляризации – картина кардинально меняется при изменении линейной поляризации на круговую.

2.1. Анализ результатов формирования рельефа в азополимере

Для анализа соответствия рассчитанных характеристик лазерного излучения форме рельефа, формируемого в азополимере, в данной работе предлагается следующее соотношение:

$$h(x, y) = -c_1 \operatorname{Re}(\nabla F_p) + c_2 |\nabla \times F_p|^2, \quad (25)$$

где $h(x, y)$ – функция, пропорциональная сформированному рельефу, c_1 и c_2 – действительные коэффициенты.

Табл. 1. Характеристики параксиального Гауссова пучка с однородной поляризацией

Тип поляризации	Электрическое поле $ E_x ^2, E_y ^2, E_z ^2, E ^2$	Вектор Пойнтинга $S_x, S_y, S_z, S $
Линейная x-поляризация		
Линейная y-поляризация		
Круговая поляризация		

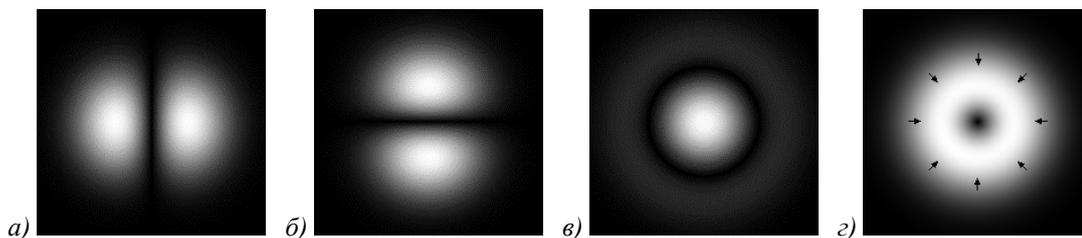


Рис. 1. Модули компонент градиентной силы для параксиального Гауссова пучка с однородной поляризацией:

$$|F_{gx}| \text{ (a)}, |F_{gy}| \text{ (б)}, |F_{gz}| \text{ (в)}, |F_g| \text{ (г)}$$

Табл. 2. Плотность силы с учётом поляризационного состояния для параксиального Гауссова пучка

Тип поляризации	Плотность силы (24) $ F_{px} , F_{py} , F_{pz} , F_p $	Дивергенция $\operatorname{Re}(\nabla F_p)$	Ротор $(\nabla \times F_p)$
Линейная x-поляризация			
Линейная y-поляризация			
Круговая поляризация			

На рис. 2 показаны результаты моделирования формы рельефа с использованием выражения (25)

при линейной поляризации. Как видно, при небольших значениях мощности излучения (рис. 2а и 2б)

предложенная модель довольно близко аппроксимирует форму рельефа, полученную экспериментально в работе [18]. Однако при большой мощности (рис. 2в) результат моделирования существенно отличается.

Из рис. 2в видно, что форма экспериментально сформированного рельефа близка ко второй производной от силы. Поэтому далее рассмотрен градиент дивергенции плотности силы (рис. 3).

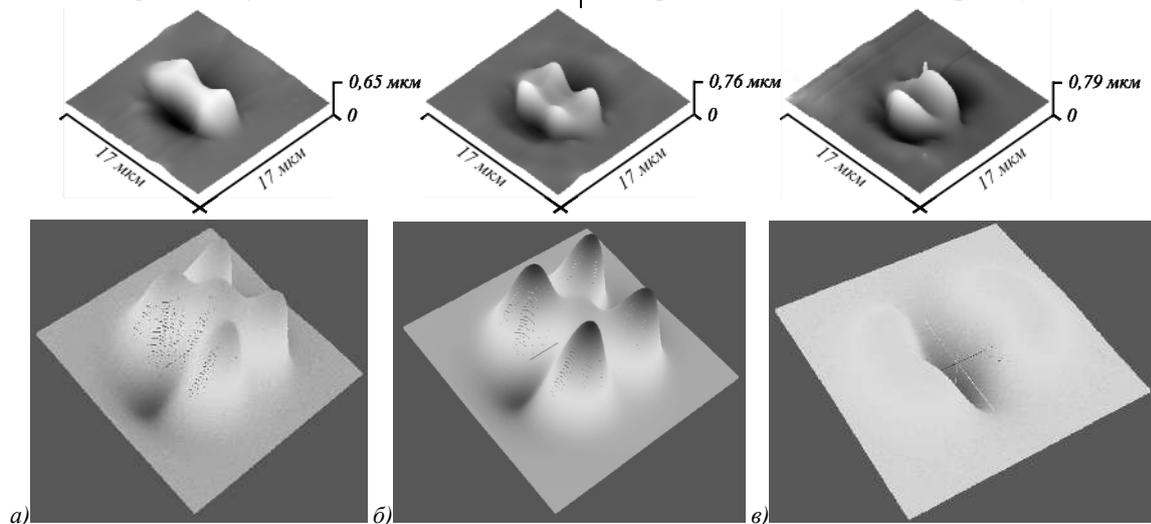


Рис. 2. Экспериментально сформированные в азополимере структуры при фокусировке Гауссова пучка с линейной поляризацией (верхняя строка) [35] и рассчитанные с использованием выражения (25) при различных значениях мощности излучения: $c_2=0,7c_1$ (а), $c_2=c_1$ (б), $c_1=-1, c_2=0,2$ (в)

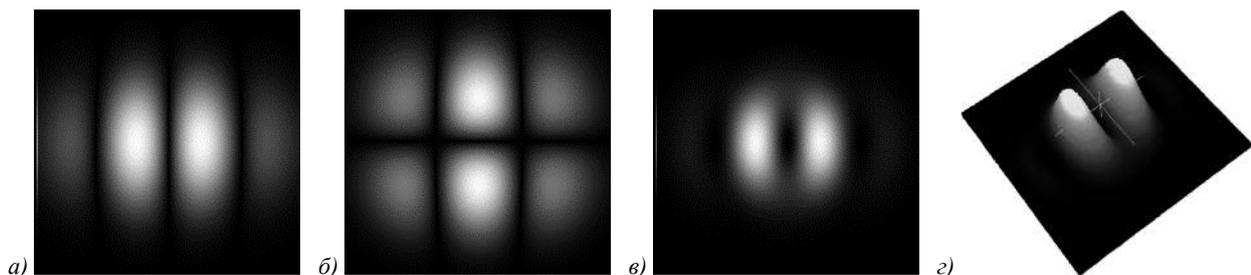


Рис. 3. Градиент дивергенции плотности силы для параксиального Гауссова пучка с линейной x -поляризацией: модули поперечных компонент $|\nabla \text{Re}(\nabla \mathbf{F}_p)_x|$ (а), $|\nabla \text{Re}(\nabla \mathbf{F}_p)_y|$ (б) и квадрат модуля полного поля (в 2D и 3D виде) $|\nabla \text{Re}(\nabla \mathbf{F}_p)|^2$ (в)

На рис. 3 показаны модули поперечных компонент (рис. 3а, б), причём для x -поляризованного поля x -компонента значительно больше y -компоненты. Также показан квадрат модуля полного градиента дивергенции плотности силы (рис. 3в в 2D- и 3D-виде), который очень близок к экспериментально полученной структуре (рис. 2в).

Для параксиального Гауссова пучка с круговой поляризацией наблюдается осевая симметрия для всех рассмотренных характеристик. В связи с этим форма рельефа, рассчитанного по формуле (25), практически не меняется от соотношения коэффициентов (рис. 4а и 4б). На рис. 4в показана структура, рассчитанная с учётом градиента дивергенции плотности силы. Видно, что формы структуры и экспериментально сформированного рельефа имеют наибольшее сходство.

Заключение

В работе проведён анализ различных характеристик однородно-поляризованного Гауссова лазерного излучения с точки зрения формирования фотоиндуцированного микрорельефа в плёнке азополимера. Показано, что такие характеристики, как вектор Умова–

Пойнтинга и градиентная сила, зависящие в параксиальном случае только от картины интенсивности пучка, не позволяют корректно описать зависимость структуры рельефа, формируемого на поверхности азоролимера, от поляризации пучка. Учёт влияния поляризации пучка можно при расчёте плотности силы и её производных. Распределения, соответствующие суперпозиции дивергенции и ротора плотности силы, достаточно хорошо описывают структуру формируемого рельефа при средних значениях мощности лазерного излучения. При высокой мощности излучения более похожее распределение получается для градиента дивергенции плотности силы.

Благодарности

Данная работа была выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 18-07-01470) в части формирования структуры на поверхности азополимера и моделирования оптических сил векторных пучков Гаусса, а так же Министерства науки и высшего образования РФ в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН (соглашение № 007-ГЗ/ЧЗ363/26).

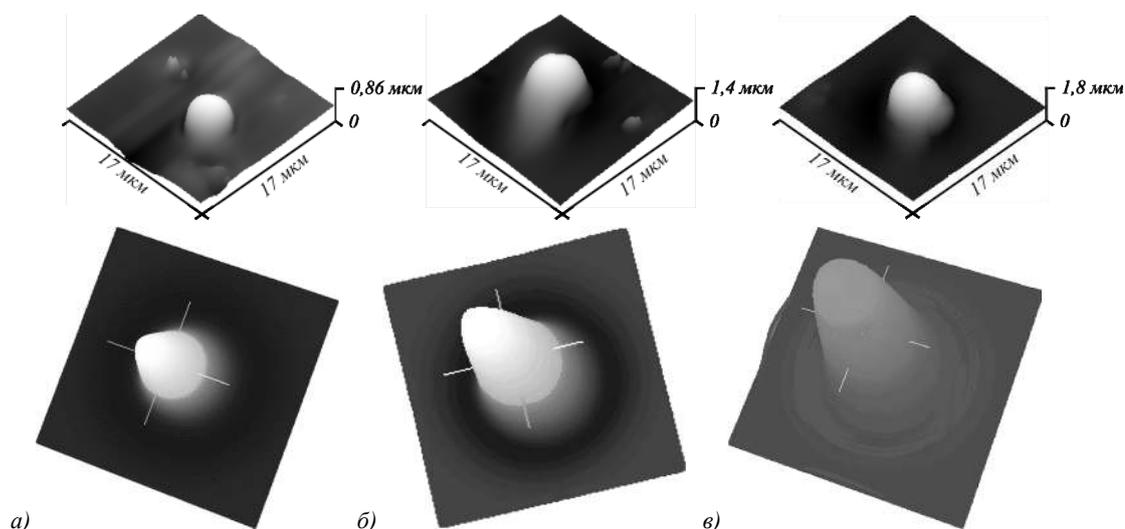


Рис. 4. Экспериментально сформированные в азополимере структуры при фокусировке Гауссова пучка с круговой поляризацией (верхняя строка) [35] и рассчитанные с использованием выражения (25) при различных значениях мощности излучения: $c_2=0,7c_1$ (а), $c_2=c_1$ (б), $c_1=1$, $c_2=2$ (с учетом $|\text{Re}(\nabla F_p)|^2$) (в)

Литература

- Ashkin, A. Acceleration and trapping of particles by radiation pressure / A. Ashkin // *Physical Review Letters*. – 1970. – Vol. 24, Issue 4. – P. 156-159. – DOI: 10.1103/PhysRevLett.24.156.
- Ashkin, A. Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles / A. Ashkin, J.M. Dziedzic, J.E. Bjorkholm, S. Chu // *Optics Letters*. – 1986. – Vol. 11, Issue 5. – P. 288-290. – DOI: 10.1364/OL.11.000288.
- Svoboda, K. Optical trapping of metallic Rayleigh particles / K. Svoboda, S.M. Block // *Optics Letters*. – 1994. – Vol. 19, Issue 13. – P. 930-932.
- Nieminen, T.A. Calculation and optical measurement of laser trapping forces on non-spherical particles / T.A. Nieminen, H. Rubinsztein-Dunlop, N.R. Heckenberg // *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*. – 2001. – Vol. 70, Issues 4-6. – P. 627-637.
- Khonina, S.N. Rotation of microparticles with Bessel beams generated by diffractive elements / S.N. Khonina, V.V. Kotlyar, R.V. Skidanov, V.A. Soifer, K. Jefimovs, J. Simonen, J. Turunen // *Journal of Modern Optics*. – 2004. – Vol. 51, Issue 14. – P. 2167-2184.
- Dienerowitz, M. Optical manipulation of nanoparticles: a review / M. Dienerowitz, M. Mazilu, K. Dholakia // *Journal of Nanophotonics*. – 2008. – Vol. 2, Issue 1. – P. 021875. – DOI: 10.1117/1.2992045.
- Maragò, O.M. Optical trapping and manipulation of nanostructures / O.M. Maragò, H.J. Philip, G.G. Pietro, V. Giovanni, C.F. Andrea // *Nature Nanotechnology*. – 2013. – Vol. 8. – P. 807-819.
- Gao, D. Optical manipulation from the microscale to the nanoscale: fundamentals, advances and prospects / D. Gao [et al.] // *Light: Science & Applications*. – 2017. – Vol. 6. – e17039.
- Bradac, C. Nanoscale optical trapping: A review. *Advanced* / C. Bradac // *Optical Materials*. – 2018. – Vol. 6, Issue 12. – P. 1800005. – DOI: 10.1002/adom.201800005.
- Gregson, V. *Laser material processing* / V. Gregson. – Holland: Holland Publishing Company, 1984.
- Steen, W.M. *Laser material processing* / W.M. Steen. – 3rd ed. – London: Springer, 2003.
- Sun, H.-B. Two-photon photopolymerization and 3D lithographic microfabrication / H.-B. Sun, S. Kawata // *Advances in Polymer Science*. – 2004. – Vol. 170. – P. 169-273.
- Ion, J.C. *Laser processing of engineering materials: Principles, procedure and industrial applications* / J.C. Ion. – Oxford: Elsevier Butterworth-Heinemann, 2005.
- Meier, M. Material processing with pulsed radially and azimuthally polarized laser radiation / M. Meier, V. Romano, T. Feuer // *Applied Physics A*. – 2007. – Vol. 86. – P. 329-334.
- Cheng, J. A review of ultrafast laser materials micromachining / J. Cheng, C. Liu, S. Shang, D. Liu, W. Perrie, G. Dearden, K. Watkins // *Optics and Laser Technology*. – 2013. – Vol. 46. – P. 88-102.
- Zayarny, D.A. Nanoscale boiling during single-shot femtosecond laser ablation of thin gold films / D.A. Zayarny, A.A. Ionin, S.I. Kudryashov, S.V. Makarov, A.A. Rudenko, S.G. Bezhnavor, S.A. Uryupin, A.P. Kanavin, V.I. Emel'yanov, S.V. Alferov, S.N. Khonina, S.V. Karpeev, A.A. Kuchmizhak, O.B. Vitrik, Yu.N. Kulchin // *JETP Letters*. – 2015. – Vol. 101, Issue 6. – P. 394-397. – DOI: 10.1134/S0021364015060132.
- Eismann, J.S. Exciting a chiral dipole moment in an achiral nanostructure / J.S. Eismann, M. Neugebauer, P. Banzer // *Optica*. – 2018. – Vol. 5, Issue 8. – P. 954-959. – DOI: 10.1364/OPTICA.5.000954.
- Подлипов, В.В. Исследование фотоиндуцированного формирования микроструктур на поверхности карбозолсодержащего азополимера в зависимости от плотности мощности освещающего пучка / В.В. Подлипов, Н.А. Ивлиев, С.Н. Хонина, Д.В. Нестеренко, В.С. Васильев, Е.А. Акимова // *Компьютерная оптика*. – 2018. – Т. 42, № 5. – С. 779-785.
- Keller, W.J. Physics of picosecond pulse laser ablation / W.J. Keller, N. Shen, A.M. Rubenchik, S. Ly, R. Negres, R.N. Raman, J.-H. Yoo, G. Guss, J.S. Stolken, M.J. Matthews, J.D. Bude // *Journal of Applied Physics*. – 2019. – Vol. 125. – P. 085103. – DOI: 10.1063/1.5080628.
- Gordon, J.P. Radiation forces and momenta in dielectric media / J.P. Gordon // *Physical Review A*. – 1973. – Vol. 8, Issue 1. – P. 14-21.
- Ashkin, A. Forces of a single-beam gradient laser trap on a dielectric sphere in the ray optics regime / A. Ashkin // *Biophysical Journal*. – 1992. – Vol. 61. – P. 569-582.
- Harada, Y. Radiation forces on a dielectric sphere in the Rayleigh scattering regime / Y. Harada, T. Asakura // *Optics Communications*. – 1996. – Vol. 124, Issues 5-6. – P. 529-541.

23. **Niziev, V.G.** Influence of beam polarization on laser cutting efficiency / V.G. Niziev, A.V. Nesterov // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 1999. – Vol. 32. – P. 1455-1461.
24. **Bian, S.** Photoinduced surface deformations on azobenzene polymer films / S. Bian, J.M. Williams, D.Y. Kim, L. Li, S. Balasubramanian, J. Kumar, S. Tripathy // *Journal of Applied Physics*. – 1999. – Vol. 86, Issue 8. – P. 4498-4508. – DOI: 10.1063/1.371393.
25. **Hnatovsky, C.** Polarization-dependent ablation of silicon using tightly focused femtosecond laser vortex pulses / C. Hnatovsky, V.G. Shvedov, N. Shostka, A.V. Rode, W. Krolikowski // *Optics Letters*. – 2012. – Vol. 37, Issue 2. – P. 226-228.
26. **Meshalkin, A.** Direct photoinduced surface relief formation in carbazole-based azopolymer using polarization holographic recording / A. Meshalkin, S. Robu, E. Achimova, A. Prisacar, D. Shepel, V. Abaskin, G. Triduh // *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials*. – 2016. – Vol. 18, Issues 9-10. – P. 763-768.
27. **Chaumet, P.C.** Time-averaged total force on a dipolar sphere in an electromagnetic field / P.C. Chaumet, M. Nieto-Vesperinas // *Optics Letters*. – 2000. – Vol. 25. – P. 1065-1067.
28. **Mishchenko, M.I.** Radiation force caused by scattering, absorption, and emission of light by nonspherical particles / M.I. Mishchenko // *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*. – 2001. – Vol. 70. – P. 811-816.
29. **Moine, O.** Optical force calculations in arbitrary beams by use of the vector addition theorem / O. Moine, B. Stout // *Journal of the Optical Society of America B*. – 2005. – Vol. 22, Issue 8. – P. 1620-1631.
30. **Wong, V.** Explicit computation of gradient and nongradient contributions to optical forces in the discrete-dipole approximation / V. Wong, M.A. Ratner. // *Journal of the Optical Society of America B*. – 2006. – Vol. 23. – P. 1801-1814.
31. **Wong, V.** Gradient and nongradient contributions to plasmon-enhanced optical forces on silver nanoparticles / V. Wong, M.A. Ratner // *Physical Review B*. – 2006. – Vol. 73, Issue 7. – P. 075416.
32. **Albaladejo, S.** Scattering forces from the curl of the spin angular momentum of a light field / S. Albaladejo, M.I. Marqués, M. Laroche, J.J. Sáenz // *Physical Review Letters*. – 2009. – Vol. 102, Issue 11. – P. 113602.
33. **Sekkat, Z.** Photoinduced orientation of azo dyes in polymeric films. Characterization of molecular angular mobility / Z. Sekkat, M. Dumont // *Synthetic Metals*. – 1993. – Vol. 54, Issues 1-3. – P. 373-381.
34. **Dumont, M.** Photoinduced orientational order in dyedoped amorphous polymeric films / M. Dumont // *Molecular Crystals and Liquid Crystals Science and Technology. Section A. Molecular Crystals and Liquid Crystals*. – 1996. – Vol. 282, Issue 1. – P. 437-450. – DOI: 10.1080/10587259608037597.
35. **Ishitobi, H.** The anisotropic nanomovement of azopolymers / H. Ishitobi, M. Tanabe, Z. Sekkat, S. Kawata // *Optics Express*. – 2007. – Vol. 15, Issue 2. – P. 652-659.
36. **Симонов, А.Н.** Динамика фотоиндуцированных процессов в плёнках азосодержащих жидкокристаллических полимеров / А.Н. Симонов, А.В. Ларичев // *Квантовая электроника* – 1999. – Т. 28, № 1. – P. 87-91

Сведения об авторах

Сведения об авторе **Хонина Светлана Николаевна** см. стр 761 этого номера.

Харитонов Сергей Иванович, 1961 года рождения. Доктор физико-математических наук, профессор кафедры нанотехнологий, ведущий научный сотрудник лаборатории дифракционной оптики ИСОИ РАН – филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН. 1984 г. – окончил физический факультет Самарского государственного университета. 1993 г. – защитил кандидатскую диссертацию на тему «Асимптотические методы дифракционного расчёта фокусаторов лазерного излучения». 2010 г. – защитил докторскую диссертацию на тему «Асимптотические методы расчёта дифракции когерентного электромагнитного излучения на дифракционных оптических элементах». Область научных интересов: дифракционная, квантовая оптика, физика плазмы. В списке научных работ С.И. Харитонova 87 статей, 5 авторских свидетельств и патентов. E-mail: prognoz2007@gmail.com.

Волотовский Сергей Геннадьевич, 1959 года рождения, в 1984 году окончил Куйбышевский авиационный институт имени академика С.П. Королёва (КуАИ) по специальности «Прикладная математика», работает ведущим программистом в ИСОИ РАН – филиале ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН. Область научных интересов: разработка программного обеспечения расчёта и моделирования работы элементов дифракционной оптики. E-mail: sv@smr.ru.

Подлипов Владимир Владимирович, инженер НИЛ-35 и ассистент кафедры технической кибернетики Самарского университета, инженер лаборатории микро- и нанотехнологий Института систем обработки изображений РАН – филиала Федерального научно-исследовательского центра «Кристаллография и фотоника» Российской академии наук (ИСОИ РАН). Область научных интересов: математическое моделирование, электронно-лучевая литография и оптимизация технологических процессов травления в микроэлектронике, дифракционной оптике, технологии обработки и контроля поверхности. E-mail: podlipnovvv@ya.ru.

Ивлиев Николай Александрович, 1987 года рождения, в 2010 году окончил Самарский государственный аэрокосмический университет им. С.П. Королева (СГАУ, ныне – Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева) по специальности «Проектирование и технология радиоэлектронных средств». Кандидат технических наук (2015 год), работает научным сотрудником в ИСОИ РАН – филиале ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, доцентом кафедры технической кибернетики Самарского университета. Область научных интересов: физика поверхности твердого тела. E-mail: ivlievn@gmail.com.

ГРНТИ: 29.31.27.

Поступила в редакцию 28 августа 2019 г. Окончательный вариант – 13 сентября 2019 г.

Analysis of characteristics of paraxial vector Gaussian beams affecting the formation of microstructures in an azopolymer

S.N. Khonina^{1,2}, S.I. Kharitonov^{1,2}, S.G. Volotovskiy¹, V.V. Podlipnov^{1,2}, N.A. Ivliev^{1,2}

¹IPSI RAS – Branch of the FSRC “Crystallography and Photonics” RAS,

Molodogvardeyskaya 151, 443001, Samara, Russia;

²Samara National Research University, Moskovskoye shosse 34, 443086, Samara, Russia

Abstract

The paper considers paraxial Gaussian laser beams with different polarization states and their characteristics, such as the Poynting vector, gradient force, and force density, which are important for evaluating the effects of radiation on matter. An analysis of the considered characteristics of laser radiation from the point of view of the formation of photoinduced microrelief in an azopolymer film is carried out.

Keywords: Gaussian beam, polarization state, optical forces, optical recording of materials, azopolymer, azochromophore, photoisomerization, photomigration, surface microstructures.

Citation: Khonina SN, Kharitonov SI, Volotovskiy SG, Podlipnov VV, Ivliev NA. Analysis of characteristics of paraxial vector Gaussian beams affecting the formation of microstructures in an azopolymer. *Computer Optics* 2019; 43(5): 780-788. DOI: 10.18287/2412-6179-2019-43-5-780-788.

Acknowledgements: This work was financially supported by the Russian Foundation for Basic Research under project No. 18-07-01470 (“Formation of structures on the surface of the azopolymer” and “Modelling of optical forces”), and by the RF Ministry of Science and Higher Education within a government project of FSRC “Crystallography and Photonics” RAS under agreement 007-Г3/Ч3363/26.

References

- [1] Ashkin A. Acceleration and Trapping of Particles by Radiation Pressure. *Phys Rev Lett* 1970; 24(4): 156-159. DOI: 10.1103/PhysRevLett.24.156.
- [2] Ashkin A, Dziedzic JM, Bjorkholm JE, Chu S. Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles. *Opt Lett* 1986; 11(5): 288-290. DOI: 10.1364/OL.11.000288.
- [3] Svoboda K, Block SM. Optical trapping of metallic Rayleigh particles. *Opt Lett* 1994; 19(13): 930-932.
- [4] Nieminen TA, Rubinsztein-Dunlop H, Heckenberg NR. Calculation and optical measurement of laser trapping forces on non-spherical particles. *J Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer* 2001; 70(4-6): 627-637.
- [5] Khonina SN, Kotlyar VV, Skidanov RV, Soifer VA, Jefimovs K, Simonen J, Turunen J. Rotation of microparticles with Bessel beams generated by diffractive elements. *Journal of Modern Optics* 2004; 51(14): 2167-2184.
- [6] Dienerowitz M, Mazilu M, Dholakia K. Optical manipulation of nanoparticles: a review. *J Nanophoton* 2008; 2(1): 021875. DOI: 10.1117/1.2992045.
- [7] Maragò OM, Philip HJ, Pietro GG, Giovanni V, Andrea CF. Optical trapping and manipulation of nanostructures. *Nat Nanotech* 2013; 8: 807-819.
- [8] Gao D, et al. Optical manipulation from the microscale to the nanoscale: fundamentals, advances and prospects. *Light Sci Appl* 2017; 6: e17039.
- [9] Bradac C. Nanoscale optical trapping: A review. *Advanced Optical Materials* 2018; 6(12): 1800005. DOI: 10.1002/adom.201800005.
- [10] Gregson V. Laser material processing. Holland: Holland Publishing Company; 1984.
- [11] Steen WM. Laser material processing. 3rd ed. London: Springer; 2003.
- [12] Sun H-B, Kawata S. Two-photon photopolymerization and 3D lithographic microfabrication. *Advances in Polymer Science* 2004; 170: 169-273.
- [13] Ion JC. Laser processing of engineering materials: Principles, procedure and industrial applications. Oxford: Elsevier Butterworth-Heinemann; 2005.
- [14] Meier M, Romano V, Feurer T. Material processing with pulsed radially and azimuthally polarized laser radiation. *Appl Phys A* 2007; 86: 329-334.
- [15] Cheng J. A review of ultrafast laser materials micromachining. *Opt Laser Technol* 2013; 46: 88-102.
- [16] Zayarny DA, Ionin AA, Kudryashov SI, Makarov SV, Rudenko AA, Bezhanov SG, Uryupin SA, Kanavin AP, Emel'yanov VI, Alferov SV, Khonina SN, Karpeev SV, Kuchmizhak AA, Vitrik OB, Kulchin YuN. Nanoscale boiling during single-shot femtosecond laser ablation of thin gold films. *JETP Lett* 2015; 101(6): 394-397. DOI: 10.1134/S0021364015060132.
- [17] Eismann JS, Neugebauer M, Banzer P. Exciting a chiral dipole moment in an achiral nanostructure. *Optica* 2018; 5(8): 954-959. DOI: 10.1364/OPTICA.5.000954.
- [18] Poplipnov VV, Ivliev NA, Khonina SN, Nesterenko DV, Vasilev VS, Achimova EA. Investigation of photoinduced formation of microstructures on the surface of carbazole-containing azopolymer depending on the power density of incident beams. *Computer Optics* 2018; 42(5): 779-785. DOI: 10.18287/2412-6179-2018-42-5-779-785.
- [19] Keller WJ, Shen N, Rubenchik AM, Ly S, Negres R, Raman RN, Yoo J-H, Guss G, Stolken JS, Matthews MJ, Bude JD. Physics of picosecond pulse laser ablation. *J Appl Phys* 2019; 125: 085103. DOI: 10.1063/1.5080628.
- [20] Gordon JP. Radiation forces and momenta in dielectric media. *Phys Rev A* 1973; 8(1): 14-21.
- [21] Ashkin A. Forces of a single-beam gradient laser trap on a dielectric sphere in the ray optics regime. *Biophys J* 1992; 61: 569-582.
- [22] Harada Y. Radiation forces on a dielectric sphere in the Rayleigh scattering regime. *Opt Commun* 1996; 124(5-6): 529-541.
- [23] Niziev VG, Nesterov AV. Influence of beam polarization on laser cutting efficiency. *J Phys D: Appl Phys* 1999; 32: 1455-1461.

- [24] Bian S. Photoinduced surface deformations on azobenzene polymer films. *Journal of Applied Physics* 1999; 86(8): 4498-4508. DOI: 10.1063/1.371393.
- [25] Hnatovsky C, Shvedov VG, Shostka N, Rode AV, Krolikowski W. Polarization-dependent ablation of silicon using tightly focused femtosecond laser vortex pulses. *Opt Lett* 2012; 37(2): 226-228 .
- [26] Meshalkin A, et al. Direct photoinduced surface relief formation in carbazole-based azopolymer using polarization holographic recording. *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials* 2016; 18(9-10): 763-768.
- [27] Chaumet PC, Nieto-Vesperinas M. Time-averaged total force on a dipolar sphere in an electromagnetic field. *Opt Lett* 2000; 25: 1065-1067.
- [28] Mishchenko MI. Radiation force caused by scattering, absorption, and emission of light by nonspherical particles. *J Quant Spectrosc Radiat Transf* 2001; 70: 811-816.
- [29] Moine O, Stout B. Optical force calculations in arbitrary beams by use of the vector addition theorem. *J Opt Soc Am B* 2005; 22(8): 1620-1631.
- [30] Wong V, Ratner MA. Explicit computation of gradient and nongradient contributions to optical forces in the discrete-dipole approximation. *J Opt Soc Am B* 2006; 23: 1801-1814.
- [31] Wong V, Ratner MA. Gradient and nongradient contributions to plasmon-enhanced optical forces on silver nanoparticles. *Phys Rev B* 2006 ;73(7): 075416.
- [32] Albaladejo S, Marqués MI, Laroche M, Sáenz JJ. Scattering forces from the curl of the spin angular momentum of a light field. *Phys Rev Lett* 2009; 102(11): 113602.
- [33] Sekkat Z, Dumont M. Photoinduced orientation of azo dyes in polymeric films. Characterization of molecular angular mobility. *Synthetic Metals* 1993; 54(1-3): 373-381.
- [34] Dumont M. Photoinduced orientational order in dyedoped amorphous polymeric films. *Molecular Crystals and Liquid Crystals Science and Technology. Section A. Molecular Crystals and Liquid Crystals* 1996; 282(1): 437-450. DOI: 10.1080/10587259608037597
- [35] Ishitobi H, Tanabe M, Sekkat Z, Kawata S. The anisotropic nanomovement of azo-polymers. *Optics Express* 2007; 15(2): 652-659.
- [36] Simonov A, Larichev A. Dynamics of photoinduced processes in liquid-crystal polymer films containing azo compounds. *Quantum Electronics* 1999; 29(7): 644-648.

Author's information

The information about author **Svetlana Nikolaevna Khonina** you can find on page 763 of this issue.

Sergey Ivanovich Kharitonov (b. 1961) leading researcher of Diffractive Optics laboratory in the IPSI RAS – Branch of the FSRC “Crystallography and Photonics” RAS, Professor of Samara National Research University, Doctor of Physical and Mathematical Sciences. 1984 – graduated from Physics department of Samara State University (presently, Samara National Research University). 1993 – defended his dissertation “Asymptotic methods of calculation of the diffraction of laser radiation focuser”. 2010 – defended his doctoral thesis on “Asymptotic methods for calculating the diffraction of coherent electromagnetic radiation in diffractive optical elements”. Research interests: diffraction, quantum optics, plasma physics. The list of S.I. Kharitonov scientific papers includes 87 articles, 5 patents. E-mail: prognoz2007@gmail.com.

Sergey Gennadjevich Volotovskiy (b. 1959) graduated from Kuibyshev Aviation Institute named after academician S.P. Korolyov (KuAI) on a specialty “Applied Mathematics”, works as the leading programmer in the IPSI RAS – Branch of the FSRC “Crystallography and Photonics” RAS. Research interests: software design, modeling of systems with diffractive optical elements. E-mail: sv@smr.ru.

Vladimir Vladimirovich Podlipnov, an engineer at Samara National Research University's Lab-35, an engineer of the laboratory of Micro- and Nanotechnology of Image Processing Systems Institute of the RAS – Branch of the FSRC “Crystallography and Photonics” of the Russian Academy of Sciences. His research interests: mathematical modeling, electron-beam lithography, optimization of etching procedures in microelectronics, diffractive optics and techniques for surface processing and inspection. E-mail: podlipnovvv@ya.ru.

Nikolay Alexandrovich Ivliev (b. 1987), graduated from Samara State Aerospace University in 2010 (presently, Samara National Research University, short – Samara University), majoring in Design and Technology of Radioelectronic Equipment. Candidate of Engineering Sciences (2015). Currently he works as the researcher at the Image Processing Systems Institute of RAS – Branch of the FSRC “Crystallography and Photonics” RAS, assistant at Technical Cybernetics sub-department of Samara University. Research interests: surface physics, micro- and nanotechnology. E-mail: ivlievn@gmail.com.

Received August 28, 2019. The final version – September 13, 2019.