

УДК 535.42

ОПТИЧЕСКОЕ МАНИПУЛИРОВАНИЕ
МИКРООБЪЕКТАМИ: ДОСТИЖЕНИЯ И НОВЫЕ
ВОЗМОЖНОСТИ, ПОРОЖДЕННЫЕ
ДИФРАКЦИОННОЙ ОПТИКОЙ

В. А. Сойфер, В. В. Котляр, С. Н. Хонина

Институт систем обработки изображений РАН, Самара

ВВЕДЕНИЕ	1368
СИЛЫ ОПТИЧЕСКОГО ЗАХВАТА	1369
ОСНОВНЫЕ ТИПЫ ОПТИЧЕСКИХ ЛОВУШЕК	1380
УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ЛОВУШЕК	1384
ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ЗАХВАТА МИКРООБЪЕКТОВ	1399
ФОРМИРОВАНИЕ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ С ИНВАРИАНТНЫМИ СВОЙСТВАМИ С ПОМОЩЬЮ ДИФРАКЦИОННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ	1402
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1421
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1422

УДК 535.42

ОПТИЧЕСКОЕ МАНИПУЛИРОВАНИЕ МИКРООБЪЕКТАМИ: ДОСТИЖЕНИЯ И НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ, ПОРОЖДЕННЫЕ ДИФРАКЦИОННОЙ ОПТИКОЙ

В. А. Сойфер, В. В. Котляр, С. Н. Хонина

Институт систем обработки изображений РАН, Самара

В обзоре рассмотрено перспективное направление лазерной оптики — оптическое манипулирование микрочастицами. Объект манипуляции может иметь различную природу: коллоидная частица, молекула, атом, клетка, вирус, деталь микромеханизма и др. Возможность захвата микрообъектов в лазерные ловушки объясняется давлением света на микрочастицу, но детальное описание взаимодействия излучения с микрообъектом возможно в рамках квантовой или классической электродинамики. Первая часть данной работы является кратким обзором работ по оптическому манипулированию микрочастицами и атомами за последние два десятилетия. Вторая часть посвящена формированию лазерных пучков со свойствами самовоспроизведения. Такие пучки наиболее эффективно формировать с помощью дифракционных оптических элементов. Лазерные самовоспроизводящиеся пучки (стабильные, продольно-периодические, вращающиеся, многопорядковые), сформированные дифракционными оптическими элементами, открывают новые возможности в оптическом манипулировании микро- и нанообъектами.

The review deals with a promising area in laser optics — optical microparticle manipulation. The object under manipulation can be of various nature: from a colloid particle to a molecule, from cell, virus, to a micromechanism part, etc. The capture of micro-objects into a laser trap becomes possible due to light pressure, but a detailed description of the interaction between light and a micro-object is only possible within quantum or classical electrodynamics. In the first part of this work a concise review of the articles on optical manipulation of microparticles and atoms published in the last two decades is presented. The second part is devoted to the production of laser beams with self-reproduction properties. Such beams can be most effectively produced using diffractive optical elements (DOEs). The DOE-generated self-reproducing laser beams (stable, axially periodic, rotating, and multiorder) offer new opportunities in optical manipulation of micro- and nano-objects.

ВВЕДЕНИЕ

Впервые идея о том, что свет способен механически воздействовать на вещество, возникла в астрономии. В 1619 г. Кеплер предположил, что именно давление солнечного света заставляет отклоняться хвост кометы в сторону от Солнца. При избрании в 1672 г. в Королевское общество Ньютон представил работы о телескопах и корпускулярную теорию света, которая могла служить поддержкой идее светового давления. В 1873 г. Максвелл произвел расчет

светового давления на основе своей электромагнитной теории, а в 1879 г. Бартоли вычислил давление света, основываясь на термодинамике. Для плоского пучка, перпендикулярно падающего на плоскую поверхность, давление света определяется по формуле $P = E(1 + r)/v$, где E — количество падающей в секунду энергии; r — коэффициент отражения поверхности ($r = 0$ для абсолютно черной и $r = 1$ для абсолютно отражающей поверхности); v — скорость распространения световых лучей.

Оценки показывают, что для обычных объектов давление света несущественно. Так, вся интенсивность излучения лампы накаливания (60 Вт), сфокусированного на 100 % отражающее зеркало, дает силу давления света $\sim 4 \cdot 10^{-7}$ Н, в то время как 1 кг зеркала испытывает силу тяжести около 9,8 Н. Объекты, для которых давление света было бы значительным, должны иметь вес менее 1 мг.

В 1898 г. П. Н. Лебедев провел опыты по отклонению светом тонкой (20 мкм) фольги, подвешенной на упругой нити в сосуде с вакуумом, имевшем остаточное давление 10^{-4} мм рт. ст. (уникальные для того времени условия), и впервые доказал экспериментально наличие сил давления света [1].

До появления лазеров нигде, кроме астрономии, где интенсивности света и расстояния настолько огромны, что давление излучения играет существенную роль в движении материи, сила давления света не рассматривалась в каком-либо приложении.

После создания лазеров появилась возможность производить силу давления излучения, достаточную для ускорения, замедления, отклонения, направления и даже стабильного захвата малых частиц, что является прямым следствием высоких интенсивностей и высоких градиентов интенсивности, получаемых с помощью когерентных волн лазерных пучков.

Первая часть данной работы является кратким обзором работ по оптическому манипулированию микрочастицами и атомами за последние два десятилетия. Вторая часть посвящена формированию лазерных пучков с различными свойствами самовоспроизведения на основе применения дифракционных оптических элементов. Такие пучки открывают новые возможности в оптическом манипулировании микро- и нанообъектами.

1. СИЛЫ ОПТИЧЕСКОГО ЗАХВАТА

1.1. Импульс света. Способ оптического захвата и манипулирования малыми нейтральными частицами с помощью лазеров основан на силах давления излучения. Световое поле представляется в виде квантов, называемых фотонами. Каждый фотон несет в себе импульс, равный $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$, где \mathbf{k} — волновой вектор, $|\mathbf{k}| = k = 2\pi/\lambda$; \hbar — постоянная Планка. Взаимодействие

между излучением и веществом может приводить к обмену (изменению) импульса. Основной принцип действия ловушек может быть объяснен с помощью второго и третьего законов Ньютона. Так как свет обладает импульсом, то изменение направления света означает, что должна существовать сила, связанная с этим изменением. При прохождении через прозрачную частицу свет отклоняется. Сила, возникающая в результате изменения направления движения света, действует на частицу так, что она двигается в область наибольшей интенсивности света.

С точки зрения передачи импульса можно представить процесс рассеяния как поглощение фотонов, двигающихся в направлении падающего света, и излучение новых фотонов в направлении рассеянного света. Результирующая передача импульса описывается вектором разности импульсов, соответствующих поглощению и излучению фотонов. Так же объясняется механизм охлаждения атомов: каждый поглощенный объектом фотон передает ему импульс $\hbar\mathbf{k}$, каждое последующее излучение дает импульс той же амплитуды, но случайный по направлению, что в среднем равно нулю. Таким образом, чем больше двигающихся навстречу фотонам поглотит атом, тем больше он замедлится.

1.2. Типы частиц. С теоретической точки зрения захватываемые объекты можно разделить на две группы: а) радиус объектов больше $\lambda/20$ [2], когда можно применить обобщенную теорию рассеяния Лоренца–Ми для описания сил взаимодействия частицы и лазерного пучка; б) радиус объектов меньше $\lambda/20$ (рэлеевские частицы), они могут рассматриваться как электрические диполи и к ним может быть применена рэлеевская теория рассеяния.

Под «наночастицами» понимаются частицы, радиус которых меньше $\lambda/20$ (рэлеевская аппроксимация). В работах [3, 4] продемонстрирован успешный захват таких частиц с помощью однопучковой ловушки. В связи с броуновским движением кинетическая энергия таких малых объектов увеличивается с уменьшением их размера. Поэтому для стабильного захвата рэлеевских частиц необходимо использовать более мощные ловушки для создания более глубокой потенциальной ямы. Чем больше мощность, тем меньшего размера рэлеевские частицы можно захватить [3].

При рассмотрении как микронных частиц ($d \geq \lambda$), так и субмикронных, включая и атомы ($d \ll \lambda$), часто разделяют полную силу на две компоненты.

1) Одна называется *силой рассеяния* (кеплеровская сила давления света). Она пропорциональна рассеивающей поверхности частицы и интенсивности света, для параксиальных пучков направлена вдоль вектора Пойнтинга, т. е. в направлении падения света. Эта сила возникает из-за изменения импульса электромагнитной волны при рассеянии на диполе.

2) Другая называется *градиентной силой*. Эта сила возникает в присутствии пространственного градиента энергии света [5]. Ее часто рассматривают как электрическую силу на оптически индуцированном диполе частицы

в градиенте интенсивности поля. Для рэлеевских (субмикронных) частиц градиентная сила обычно называется дипольной силой. Градиентная сила равна силе Лоренца, действующей на созданный (индуцированный) диполь [3, 4], и совпадает с направлением градиента интенсивности.

Обе силовые компоненты исследовались в параксиальном приближении [6]; было показано, что сила, действующая в направлении, противоположном распространению светового пучка (т. е. осевая градиентная сила, направленная в фокус пучка), больше силы рассеяния только для очень малых частиц.

Объекты с показателем преломления выше, чем окружающая среда, притягиваются к областям высокой интенсивности света, а менее плотные отталкиваются от этих областей. Так, пузырьки воздуха (созданные взбалтыванием) и непрозрачные частицы будут выталкиваться из фокальной области.

Металлические объекты отражают свет и обычно не рассматриваются в качестве кандидатов на захват в классической гауссовской ловушке. Однако в [4] показано, что для малых рэлеевских ($\lambda \gg a$, a — радиус частицы) металлических частиц такой захват возможен. В масштабе таких размеров картина рассеяния для металлов и диэлектриков одинакова, а большая поляризуемость металлов определяет большую силу захвата.

Большинство биологических объектов имеют показатель преломления выше, чем у воды, что позволяет их стабильно захватывать в сильно сфокусированном пучке.

1.3. Лучевая теория оптического захвата. Рассмотрим диэлектрический сферический объект в сфокусированном световом пучке. Если малые непрозрачные объекты при отражении света от их поверхности испытывают толчок, то при преломлении света прозрачными объектами может происходить их притягивание в область высокой интенсивности.

Преломление или отклонение лучей на диэлектрической поверхности изменяет направление импульса света (сфера действует как микролинза). И как следствие из третьего закона Ньютона, сфера испытывает «равное и направленное в обратном направлении» действие, связанное с изменением импульса.

На рис. 1, *a* рассмотрено поперечное движение и показано, что сфера притягивается в область максимальной интенсивности пучка. Для лазерного

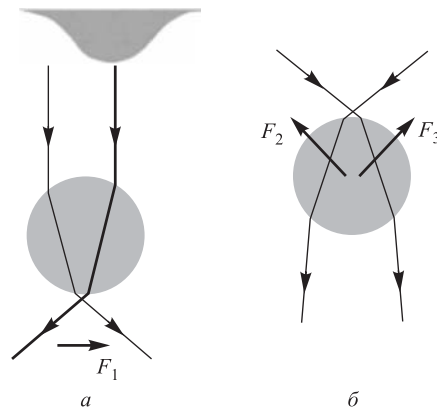


Рис. 1. Иллюстрация к лучевой теории оптического захвата частиц в поперечном (*a*) и продольном (*б*) направлениях [7]

пучка с гауссовским профилем наибольшая интенсивность на оси пучка, и частица удерживается в поперечном центре пучка.

На рис. 1, б видно, как изменение импульса приводит к появлению силы, толкающей сферу назад в фокальную плоскость пучка. Так как фокус пучка является максимумом интенсивности в продольном распределении пучка, то частица притягивается в фокус, т. е. при отсутствии других сил объект будет двигаться в сторону фокуса (продольный захват). Чтобы сделать эту силу достаточной для преодоления различных сил, выталкивающих объект из фокуса (давление света, сила тяжести), свет должен быть сильно сфокусированным, что достигается при использовании объективов с большой числовой апертурой NA . Максимальное значение NA равно показателю преломления среды n , окружающей линзу. Для воздуха $NA_{\max} = 1$, для иммерсионных объективов NA_{\max} доходит до 1,4. Увеличение мощности лазеров также увеличивает захватывающую силу.

Комбинация поперечного и продольного захватов позволяет создать 3D-ловушку [3].

1.4. Рэлеевская теория оптического захвата. В [6] были получены аналитические выражения в приближении Рэля для сил давления излучения, действующих на диэлектрическую частицу с радиусом $a < \lambda/20$ при рассеянии на ней гауссовского пучка (фундаментальной моды лазерного излучения) с радиусом $w_0 > 2\lambda$.

Общая сила рассматривалась в виде суммы двух составляющих:

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_{\nabla} + \mathbf{F}_S,$$

где \mathbf{F}_{∇} — сила, возникающая при наличии градиента интенсивности светового поля; \mathbf{F}_S — сила, возникающая при рассеянии света на частице. Каждая из компонент была выражена через вектор Пойнтинга \mathbf{S} :

$$\mathbf{F}_{\nabla} = 2\pi a^3 \frac{\sqrt{\varepsilon_0}}{c} \left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon + 2\varepsilon_0} \right) \nabla |\mathbf{S}|,$$

$$\mathbf{F}_S = \frac{8}{3} \pi \left(\frac{2\pi a}{\lambda} \right)^4 a^2 \frac{\sqrt{\varepsilon_0}}{c} \left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon + 2\varepsilon_0} \right)^2 \mathbf{S},$$

где ε — диэлектрическая постоянная частицы; ε_0 — диэлектрическая постоянная окружающей среды.

Сила \mathbf{F}_{∇} влечет частицу в область максимальной интенсивности света, а сила \mathbf{F}_S толкает ее в направлении распространения света. Для 3D-захвата частицы градиентная сила должна быть достаточно большой, чтобы преодолеть силу рассеяния.

Данные выражения могут быть применены к металлическим или поглощающим частицам, если учесть комплексный характер показателя преломления.

1.5. Обобщенная теория Лоренца–Ми оптического захвата. Точный расчет сил, действующих на частицу в оптической ловушке, достаточно сложен. Как правило, используются приближения, когда $a \gg \lambda$ или $a \ll \lambda$, а также принимается, что частица однородна и имеет сферическую форму. Однако особый, практический интерес представляют частицы размером $a \sim \lambda$ и несферической формы, так как именно они используются во множестве исследований с применением оптических ловушек.

В [8] теоретически и экспериментально исследуются радиальные силы в оптической ловушке, действующие на частицы размером от 0,5 до 7,5 мкм. Это соответствует промежуточному диапазону между рэлеевским ($a < \lambda/20$) и геометрооптическим ($a \gg \lambda$) приближениями. Оценка действующих сил была получена на основе электромагнитного подхода с помощью обобщенной теории Лоренца–Ми [9–11], применимой для любых размеров частиц. Корректность полученных выражений в [6] также проверялась на основе обобщенной теории Лоренца–Ми.

В [12] рассматриваются различные методы, в том числе и электромагнитный подход, для расчета сил, действующих на частицы произвольной формы с размерами порядка мкм.

1.6. Взаимодействие света с частицами. Дипольный момент определяется как сумма произведений зарядов системы на радиусы-векторы этих зарядов. Для одних молекул такой дипольный момент существует и при отсутствии какого-либо внешнего поля. Для других он равен нулю и образуется только в присутствии внешнего электрического поля из-за перераспределения заряда.

Взаимодействие света с заряженными частицами. Взаимодействие диполя с сильным полем лазерного излучения приводит к вращению или колебанию молекулярной оси. При постоянном дипольном моменте и постоянном электрическом поле молекулы ориентируются вдоль направления поля. Электрическое поле электромагнитной волны заставляет заряженные частицы осциллировать. Тогда лоренцевское взаимодействие с магнитным полем волны толкает заряд в направлении распространения волны. Так как волна дает импульс заряду, то это означает, что она сама обладает импульсом.

Тенденция молекул выстраиваться в присутствии переменного лазерного поля хорошо известна в нелинейной оптике [13]. Выстраивание полярных молекул ответственно за *ориентационный эффект Керра*: оптически-изотропная среда под действием постоянного электрического поля становится анизотропной и двояколучепреломляющей.

Взаимодействие света с нейтральными частицами. Для неполярных молекул в световом поле имеет место *оптический эффект Керра*: атомы и молекулы, исходно не имеющие постоянного дипольного момента, приобретают его под действием поля, т. е. поляризуются. Причина поляризации заключается в тенденции электронов сдвинуться в направлении, противоположном направлению напряженности электрического поля, в то время как тяжелые

положительно заряженные ядра практически не смещаются. Отрицательно заряженные электроны стремятся занять область, противоположную направлению вектора напряженности внешнего электрического поля. При этом дипольный момент пропорционален напряженности поля, а коэффициент пропорциональности называют поляризуемостью молекулы α .

Практически в любых молекулярных средах возникает оптический эффект Керра, приводящий к зависимости показателя преломления от напряженности поля лазерного излучения и анизотропии этого показателя преломления относительно направления поляризации излучения [14].

Самофокусировка. В [15] были описаны результаты действия сил давления излучения от сфокусированного импульсного лазерного пучка на свободную поверхность прозрачной жидкой диэлектрической среды. Обнаружено, что при входе или выходе света из жидкости на поверхности возникает сила, направленная наружу и вызывающая сильный линзовый эффект и рассеяние на поверхности. Это явление связано с импульсом света в диэлектрической среде, пондеромоторной силой электромагнитной волны в диэлектрической среде и самофокусировкой лазерного света в жидкостях.

Позже в [16] были описаны эксперименты по самофокусировке и самозахвату лазерных пучков в искусственной среде Керра, состоящей из раствора субмикронных диэлектрических частиц (рис. 2). Впервые наблюдалось «схлопывание» (самозахват) непрерывного лазерного пучка в нить малого (до 2 мкм) диаметра, а также самозахват гауссовских мод высоких порядков.

Понятие самофокусировки используется также при описании распространения света в волноводах с градиентным профилем показателя преломления

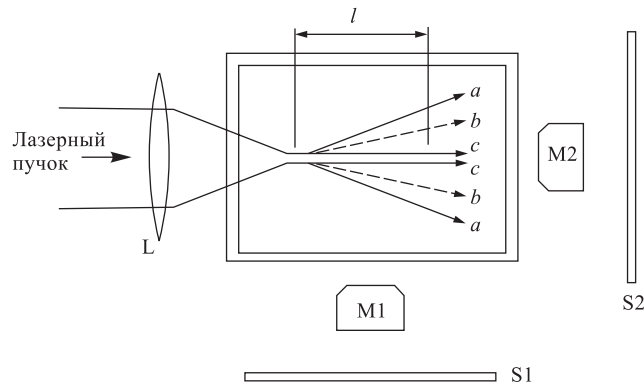


Рис. 2. Лучи a — изначальный гауссовский пучок; лучи b — самофокусировка при повышении мощности излучения; лучи c — сжатие при достижении критической мощности и выше [16]

[17]. Наличие поляризуемости у молекул приводит, кроме эффекта Керра, еще к одному важному эффекту — возможности фокусировать пучки молекул в поле неоднородности (градиента) распределения интенсивности лазерного излучения, которая, например, имеется в фокусе на оси лазерного пучка. Сила, действующая на молекулу в таком потенциале, направлена к оси лазерного пучка. Современные лазеры легко могут ускорить пучки нейтральных молекул водорода до кинетической энергии в 4 эВ, что значительно превышает тепловую энергию молекулы ($\sim 0,025$ эВ при комнатной температуре) [14].

Таким образом, нейтральные молекулы, благодаря поляризуемости, могут эффективно взаимодействовать с интенсивным лазерным излучением. Выстраивание молекул в поле лазерного излучения будет происходить лучше для более высоких интенсивностей лазерного излучения и более легких молекул.

1.7. Взаимодействие света с атомами. Вопросы, связанные с оптическим манипулированием атомами, излагаются здесь достаточно конспективно, хотя имеют огромное фундаментальное и прикладное значение и, безусловно, заслуживают более детального рассмотрения, что может служить предметом другого обзора.

Первые эксперименты были связаны с торможением атомов. Поглощение фотона приводит к передаче импульса одного фотона в направлении против движения атома. Последующее излучение фотонов изотропно по всем направлениям и в среднем не дает передачи импульса. В результате атом тормозится на один импульс фотона за каждое событие рассеяния.

Хотя в каждом отдельном процессе рассеяния, являющемся причиной изменения скорости, порядок величины изменения скорости невелик (~ 1 см/с), передача импульса в секунду может быть очень большой, если частота событий рассеяния высока. Этого можно добиться подстройкой длины волны падающего света близко к резонансу в поглощающем спектре атома. Таким способом достигается более 10^7 циклов поглощения-излучения в секунду.

Сила, возникающая при действии излучения оптического диапазона на нейтральные атомы, может быть очень существенной, особенно вблизи линии атомного резонанса. Эта сила может быть рассмотрена по аналогии с силой Лоренца, возникающей при действии поля на атомные диполи оптических частот, или как следствие сохранения импульса при абсорбции (поглощении) или реэмиссии (излучении) света атомами.

В случае взаимодействия света с атомами полную силу рассматривают в виде трех компонент, возникающих соответственно из поглощения, спонтанного излучения и индуцированного излучения. Две первых [18] имеют общее название рассеивающих сил. В плоской волне присутствуют только они. Спонтанное излучение, симметричное по угловому распределению, вносит флуктуации в эту силовую компоненту. Средняя рассеивающая сила, вследствие сохранения импульса, направлена вдоль волнового вектора пада-

ющей волны. Строгая зависимость скорости атома от этой силы привела к идее оптического охлаждения и торможения [19]. Если частота света настроена ниже резонанса, тогда любое движение атомов по направлению или против светового пучка приводит к существенному доплеровскому сдвигу и тем самым к появлению силы, противоположной этому движению.

Третья сила [20–22] называется дипольной (или градиентной) силой: $(1/2)\alpha\nabla E^2$, где α — оптически наведенная поляризованность атома или частицы [14]. Для атомов α меняет знак в зависимости от того, выше или ниже частота света резонансной частоты, аналогично тому, как меняет знак градиентная сила для частиц более или менее плотных, чем среда. Таким образом, в световом поле, настроенном выше резонанса, атомы выталкиваются из областей высокой интенсивности, в то время как при настройке ниже резонанса атомы притягиваются в эти области [23]. Нужно отметить, что дипольная аппроксимация адекватно описывает полную силу только в случае малых градиентов лазерного поля [24]. Градиенты поля вблизи наноструктур (размером несколько десятков нанометров) настолько велики, что вероятность спонтанных квадрупольных переходов вблизи микросферы, радиус кривизны которой намного меньше длины волны излучения, может увеличиваться на несколько порядков и становится сравнимой с вероятностью дипольных переходов [24].

Формула градиентной силы была получена в [20] при рассмотрении самофокусирующихся лазерных пучков и двумерном ограничении плазмы. Хорошо известны также работы В. С. Летохова [21, 25–27] по пространственному ограничению движения атомов в стоячей волне для спектроскопических целей. Атомные ловушки, как правило, настроены далеко от резонанса, например, ~ 65 нм для захвата атомов Rb при 0,4 мК [28].

Резонансные ловушки. Термин «давление резонансного излучения» был использован для обозначения описанных выше сил, с помощью которых можно ограничивать атомы в определенных областях пространства. Идея оптического охлаждения движущихся атомов с помощью сил резонансного давления нашла отражение в пространственных ловушках для атомов [19, 21, 22, 26, 27, 29], теоретически позволяющих достигать охлаждения до температуры $\sim 10^{-3}$ – 10^{-4} К.

В [21, 26, 27] было показано, что нейтральные атомы могут быть захвачены в точку стабильного равновесия, ограничивая движение атомов между максимумами интенсивности поля стоячих волн.

В [18] был предложен метод изучения взаимодействия атомов с интенсивным светом, основанный на использовании давления резонансного излучения, создающего силу для отклонения пучка атомов. В [22, 29] рассмотрены ловушки по захвату нейтральных частиц, основанные на максимизации градиентной силы.

В [30] экспериментально наблюдалось, что при наложении пучка непрерывного лазера на параллельно распространяющийся пучок нейтральных ато-

мов происходит существенное изменение в траектории атомов, когда частота света настроена близко к атомному резонансу. Атомы могут быть притянуты, отброшены или направлены с помощью пучка света. Такое отклонение возникает из-за поперечных дипольных сил давления резонансного излучения (пропорциональных градиенту электрического поля), действующих на индуцированный атомный диполь.

В [31] рассматривалось движение атомов, помещенных в оптическую ловушку резонансного излучения. Получены выражения для сил давления излучения, их скоростная зависимость и их квантовые флуктуации.

3D-оптический захват атомов наблюдался в 1986 г. [32].

Квантовый шум. Как правило, оптические ловушки представляют собой конфигурации [22, 26, 27, 29] оптических полей, имеющие точку равновесия, так что любое смещение атома из этой точки приводит к возникновению средней возвращающей силы. Максимальная кинетическая энергия (в точке равновесия) атома, который может быть заключен в ловушке, определяется глубиной потенциальной ямы. Важно отметить, что захватывающие силы в такой ловушке в связи с квантовой природой взаимодействия имеют флуктуации, которые приводят к нагреванию. Это, в свою очередь, (при отсутствии дополнительного охлаждения) ограничивает время удержания атома в ловушке.

Эффективность ловушки по удержанию атома оценивается коэффициентом Больцмана, равным отношению глубины потенциальной ямы к кинетической энергии точки равновесия. Фактически коэффициент Больцмана для всех разработанных ловушек равен единице, и при тепловом возбуждении очень вероятно освобождение атомов из ловушки. Однако возможно [22, 29] использование дополнительного оптимально настроенного тормозящего пучка, тогда теоретически коэффициент Больцмана будет увеличен в 100 и более раз.

В [33] экспериментально исследовано ограничивающее действие квантовых флуктуаций на применение давления излучения. В частности, изучалась степень, до которой хорошо коллимированный пучок атомов может быть сфокусирован с помощью давления резонансного излучения наложенного лазерного пучка. Измерения показали, что минимальный размер фокального пятна сфокусированного пучка атомов, полученного при данной мощности лазера, ограничивается случайными флуктуациями, возникающими из-за квантовой природы взаимодействия между светом и атомами. Квантовые флуктуации также ограничивают минимум температуры, который может быть достигнут при охлаждении нейтральных атомов в оптических ловушках.

Вопросы величины флуктуаций дипольной силы рассматривались в [31], где дан квантово-механический расчет дипольных флуктуаций для произвольной силы поля. Показано, что эти флуктуации могут быть очень значительными. В стоячих волнах флуктуации дипольной силы могут вносить вклад

(при отсутствии эффекта насыщения) того порядка, что и флуктуации рассеивающей силы. В гауссовских ловушках при высокой мощности излучения дипольные флуктуации могут превышать флуктуации спонтанной рассеивающей силы. Однако существуют условия [22, 29], когда они пренебрежимо малы по сравнению с флуктуациями рассеивающей силы.

В [34] рассматривалось направление атомов через полый сужающийся волновод с затухающей волной лазерного света (настроен на частоту выше поглощающей линии атома), сформированной на внутренней поверхности. Благодаря отражению атомов от затухающей световой волны и сужающейся геометрии волновода можно уменьшить температуру и увеличить фазово-пространственную плотность ансамбля атомов, постоянно поступающих в волновод из магнитно-оптической ловушки в 10^5 раз.

В [35] предлагается метод для направления холодных атомов с помощью полого оптического волокна, в котором распространяется затухающее излучение, настроенное выше резонанса. Пучок атомов распространяется в таком волокне, полностью отражаясь от внутренних стенок. Описывается эксперимент по направлению атомов рубидия.

В [36] был описан эксперимент по захвату холодных атомов рубидия с помощью настроенного выше резонанса пучка Гаусса–Лагерра ненулевого порядка. В ловушке было захвачено 108 атомов, время жизни 1,5 с.

Внерезонансные ловушки. В [25] было предложено локализовать атомы в нерезонансной световой волне. Внерезонансные оптические ловушки используются уже много лет как привлекательное средство захвата в малую область нейтральных атомов. В этих ловушках используется настройка далеко от резонанса, чтобы достичь высокой плотности при низкой степени оптического нагрева. Была предложена атомная ловушка, основанная на силе рассеяния от 4 или 6 пучков [37, 38].

Стабильный захват субмикронных диэлектрических частиц также наблюдался в стоячей волне поля двух пучков [30]. Захват нейтральных атомов более сложен, так как эффект насыщения ограничивает глубину ловушки и действие нагрева от квантовых флуктуаций становится значительным.

В [39] наблюдалась одномерная локализация атомов натрия вблизи узлов стоячей сферической волны. При этом атомы двигались вдоль узлов с осцилляциями $\sim \lambda/10$.

В [40] рассматривались конфигурации ловушек, возникающих в ближней зоне дифракции лазерного излучения на малом (по сравнению с λ) круглом отверстии.

Для ловушек с CO_2 -лазером, настроенным очень далеко от резонанса, оптический нагрев практически отсутствует. В [41] показано, что с помощью «ультрастабильной» ловушки с CO_2 -лазером можно обеспечить захват нейтральных атомов в узкой области с пренебрежимым оптическим рассеянием и минимальным нагревом (наведенным лазерным «шумом»). Экспериментально

фермионы лития были захвачены в ловушку с потенциальной ямой глубиной 0,4 мК с временем жизни 300 с. Это наиболее долгий срок, достигнутый для полностью оптических ловушек и сравнимый с наилучшими магнитными ловушками.

В [42] экспериментально исследуется направление медленных атомов внутри полых сонаправленных и наклонных пучков Гаусса–Лагерра, настроенных выше резонанса. Для сонаправленных пучков наблюдалось усиление мощности атомного пучка на 20 %, для наклонного пучка наблюдалось скорее отклонение (при отражении от внешней световой стены), чем направление пучка атомов внутри лазерного пучка.

Для упрощения ввода атомов в наклонные пучки света предлагается формировать в пучке «бреши» (рис. 3), являющуюся изображением препятствия в фокальной плоскости. В этом случае пучки Бесселя предпочтительнее пучков Гаусса–Лагерра, так как лучше восстанавливаются после «бреши».

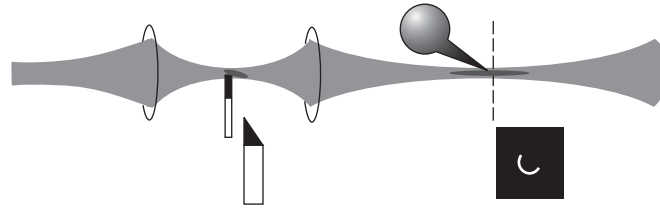


Рис. 3. Формирование в полном пучке «бреши» для упрощения ввода атомов [42]

Приложения. Действие света на атомы позволяет получать ускорение в 100 тыс. раз большее, чем притяжение Земли [43]. Эта же сила может быть использована для торможения и охлаждения атомов до рекордно низких температур (долей микрокельвина), а также может оптически концентрировать атомы до высоких плотностей.

Среди приложений действия излучения на атомы: селекция по скорости [18], разделение изотопов [18, 30], генерация поперечно охлажденных [19] или продольно замедленных и ограниченных атомных пучков [30], а также ускорение нейтральных атомов до высоких скоростей [44, 45].

Возможность создать поток большого количества медленных атомов, двигающихся со скоростью ~ 1 см/с и с длиной волны де Бройля (сравнимой с длиной волны света), открывает широкий спектр приложений так называемой «атомной оптики» [46, 47]. Это новое направление в науке начало бурно развиваться, и уже реализованы на основе давления света: зеркала, разделители пучков, линзы для атомов, атомные интерферометры, демонстрирующие экстраординарную чувствительность [48], а перспективные приложения

включают «атомный пинцет», атомную литографию, атомные лазеры или бозеры [49].

В [46] рассмотрено новое направление применения элементов микрооптики в области атомной оптики, атомной интерферометрии и квантовой обработки информации на основе нейтральных атомов. Введен термин АТОМІС (atom optics with microstructures). Во многих случаях методы микрооптики являются каноническим расширением классических оптических методов в микрорежим. Так как для большинства приложений атомной оптики числовая апертура не превышает 0,5, то дополнительных ограничений в применении микрооптических элементов не возникает. ДОЭ и фазовые решетки были использованы для захвата [50, 51] и перемещения [52, 53] атомов.

Так как микрооптические системы имеют фокальные расстояния в несколько сотен микрометров, то ввод атомов для захвата и манипулирования должен быть легче, чем для систем, основанных на магнитных или электростатических полях, где расстояния $\sim 1\text{--}100$ мкм.

Другие преимущества микрооптических элементов:

- существенное ослабление влияния магнитного поля на атомы,
- широкие возможности синтеза, недостижимые в классической оптике,
- возможность сочетать несколько элементов на одной подложке,
- интегрируемость с оптоэлектронными устройствами.

С помощью сил света можно формировать системы мезоскопического масштаба, аналогичные атомным [54–57]. В частности, группа И. А. Головченко [54, 55] наблюдала явление «оптического связывания материи», что может служить потенциальным механизмом для самоорганизующейся материи.

2. ОСНОВНЫЕ ТИПЫ ОПТИЧЕСКИХ ЛОВУШЕК

2.1. Однопучковая 2D-ловушка. Перемещение и ускорение частицы. Теоретические расчеты показывают [58], что сфокусированный пучок мощностью 1 Вт действует на частицу радиуса λ , при условии, что она идеально отражает весь импульс падающего на нее света, с силой, равной 10^{-3} дин. В абсолютном значении это малая величина, но если учесть малую массу частицы, она дает ускорение $F/m \sim 10^5 g$, где g — ускорение силы тяжести.

Первые эксперименты по наблюдению ускорения микронных частиц, взвешенных в жидкости и газе, описаны в [58] (рис. 4). В эксперименте использовались латексные ($n_p = 1,58$) сферические частицы 0,59, 1,31 и 2,68 мкм в диаметре, растворенные в воде ($n_s = 1,33$). ТЕМ₀₀-мода аргонового лазера с радиусом перетяжки $w_0 = 6,2$ мкм горизонтально фокусировалась на отдельную частицу через стеклянную кювету толщиной 120 мкм.

Наблюдение велось с помощью микроскопа. Частица размером 2,68 мкм попадала в пучок мощностью 19 мВ не по центру, притягивалась к оси пучка и ускорялась в направлении движения света (скорость ~ 26 мкм/с) пока не упиралась в стену кюветы, оставаясь захваченной в пучке. После отключения лазера частица начинала броуновское движение.

Экспериментально показано, что частицы с более высоким, чем окружающая среда, показателем преломления притягиваются в области высокой интенсивности. Менее плотные, чем окружающая среда, частицы (например, пузырьки воздуха размером 8 мкм, созданные взбалтыванием) выталкивались из пучка.

Левитация. Первая ловушка была создана в AT&T Bell Labs в 1970 г. [58]. В разработанной тогда «левитационной» ловушке использовалось давление излучения, являющегося источником потока фотонов, направленного вверх и действующего против силы гравитационного притяжения (рис. 5).

Сила давления света мала по сравнению с другими силами и, как правило, должна действовать против силы тяжести. Величина силы, создаваемой лазером мощностью в несколько милливатт, обычно находится в диапазоне нескольких пиконьютонов. Однако частицы с размерами порядка мкм могут быть подняты и удержаны против силы тяжести.

С использованием оптической левитации наблюдалось изменение силы давления излучения на прозрачные диэлектрические сферические объекты в зависимости от длины волны и размера [59]. При этом точность измерения размеров и показателя преломления частиц увеличена на 2–3 порядка по сравнению с методом рассеяния в дальней зоне.

2.2. Двухпучковая 3D-ловушка. Для стабильного захвата вдоль оптической оси была предложена [58] двухпучковая ловушка, использующая два встречных гауссовских пучка. Экспериментально наблюдалось, как частица, находящаяся вблизи одного из пучков, притягивалась в точку равновесия. При отключении одного из лазеров частица начинала быстро ускоряться в на-

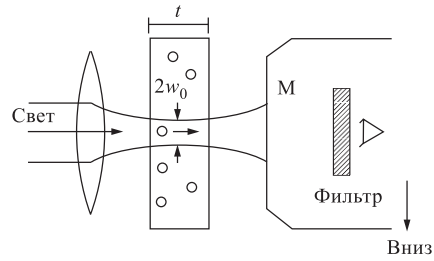


Рис. 4. Схема эксперимента по ускорению движения частицы [58]

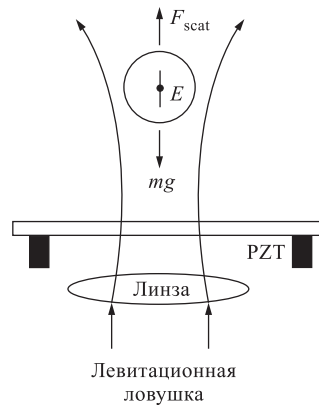


Рис. 5. Схема эксперимента по левитации [59]

влении действующего пучка и медленно возвращалась в точку равновесия, когда лазер снова включался. В связи с такими ловушками была обоснована оптическая теорема Эрншоу [60].

Оптическая теорема Эрншоу. В [60] доказывается теорема Эрншоу для оптического излучения: невозможно захватить маленькую диэлектрическую частицу в точку стабильного равновесия в свободном пространстве, используя только рассеивающую силу давления света. Эта теорема является аналогом теоремы Эрншоу в электростатике, которая утверждает, что невозможно захватить заряженную частицу, используя только электростатические силы. Таким образом, предлагаемые ловушки нейтральных атомов, основанные на использовании силы рассеяния, являются фактически нестабильными. Эти ловушки способны только охлаждать атомы с помощью света с частотой ниже частоты резонансного поглощения атома. Для стабильного захвата малых частиц необходима градиентная сила, и чтобы сильнее захватить частицу, нужно максимизировать ее вклад в общую силу.

Чтобы преодолеть ограничения оптической теоремы Эрншоу, в [61] была дальше продолжена аналогия с электростатикой. В электростатике известно, что для заряженной частицы можно создать стабильную ловушку с помощью переменного электрического поля (частица просто колеблется вокруг одного положения — «осциллирующая» ловушка). По аналогии была предложена ловушка с переменным светом, которая должна быть стабильной для нейтральных частиц. Схема такой ловушки состоит из двух гауссовских пучков (TEM₀₀-мода), направленных навстречу друг другу. Точка равновесия располагается между их фокусами в дальней зоне. Смена направления производится с помощью электрооптического поляризационного модулятора (рис. 6).

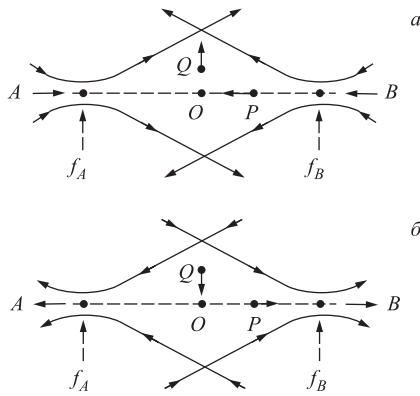


Рис. 6. Схема двухпучковой ловушки: а) пучки направлены друг к другу, тогда аксиальное положение (P) стабильно, а поперечное (Q) — нестабильно; б) (через полцикла) направление пучков переключается на обратное (в схеме это ортогональная поляризация) и стабилизируется поперечное положение, а аксиальное — перестает быть стабильным [62]

2.3. Однопучковая 3D-ловушка. В предыдущих «левитационных» ловушках [63] стабильность осевого захвата зависела от баланса рассеивающей

силы и силы гравитации, так как осевая градиентная сила мала. В [3] описана однопучковая ловушка, в которой создан продольный градиент интенсивности за счет сильной фокусировки пучка. С помощью этой ловушки стабильно захвачены диэлектрические частицы размером от 0,025 до 10 мкм в водном растворе. Экспериментально продемонстрировано существование отрицательного давления излучения, или силовой компоненты (которая связана с осевым градиентом интенсивности), притягивающей частицу обратно в фокус.

Физическая природа обратной градиентной силы особенно наглядна при рассмотрении частиц, диаметр которых существенно превышает длину волны ($\geq 10\lambda$). Тогда для описания можно использовать лучевую оптику. Для стабильного захвата рэлеевских частиц (диаметр которых гораздо меньше λ) необходимо, чтобы градиентная сила, притягивающая частицу назад в фокус пучка, превышала силу рассеяния, толкающую ее вперед.

Альтернативой однопучковой ловушке с сильной фокусировкой является двухпучковая ловушка, описанная ранее и способная производить более мощную захватывающую силу при меньшей числовой апертуре NA . Основным недостатком такого устройства — техническая сложность.

2.4. Интерференционная ловушка. Несмотря на большой успех, однопучковые ловушки имеют определенные недостатки, если используются в схеме классического микроскопа (т. е. свет направлен сверху вниз). Тогда для получения достаточно большой силы, действующей против направления распространения света, необходимо сильно фокусировать пучок. При этом осевая сила всегда слабее поперечной в три и более раз. Таким образом, захваченная частица легко освобождается из ловушки вблизи зеркала, так как в этом случае поверхностные силы преодолевают оптические [64].

Чтобы преодолеть эти недостатки, в [65] предлагается модифицировать ловушку — дно кюветы покрыть сильно отражающим слоем. Тогда в результате интерференции падающей и отраженной волн образуется стоячая гауссовская волна, и нанообъекты будут локализованы в пучностях (разделенных $\lambda/2$ вдоль оптической оси) такой ловушки (рис. 7).

Теоретические расчеты показали, что даже «очень малое» зеркальное отражение может производить градиентную силу того же порядка, что и сила рассеяния. Даже без специального сильно отражающего покрытия дна кюветы, градиентная сила дает преобладающий вклад в общую силу излучения,

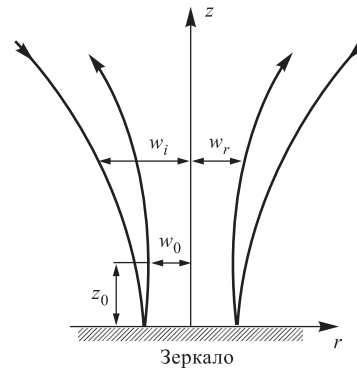


Рис. 7. Схема интерференционной ловушки [65]

и возможен захват рэлеевских частиц большего размера, чем с помощью однопучковой ловушки.

Другой тип интерференционных ловушек был рассмотрен в [66], где исследуются силы, возникающие при взаимодействии распространяющихся навстречу друг другу коротких π -импульсов лазерного излучения, которые могут направлять атомы в небольшие области перекрытия импульсов. Такая ловушка может быть скомбинирована с лазерными пучками, осуществляющими доплеровское охлаждение.

3. УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ЛОВУШЕК

Исторически основная проблема в экспериментах по изучению давления света состояла в разрушительных эффектах от нагрева объектов. В [3] эта проблема обходится с помощью помещения слабопоглощающих диэлектрических частиц в относительно прозрачную среду, как правило, жидкость. Однако из-за нагрева в области высокой интенсивности частицы все равно могут повреждаться. Так, эксперимент с коллоидными полистериновыми латексными частицами, растворенными в воде, показал, что они повреждаются при высоких оптических интенсивностях: сферы размером порядка микрометров при использовании мощности в доли милливатта выдерживали около десятка минут, а затем уменьшались в размере и испарялись.

Кроме того, при использовании классической ловушки невозможно захватить менее плотные, а также непрозрачные частицы, которые выталкиваются из областей высокой интенсивности. Захват менее плотных частиц тоже возможен, но при этом они должны иметь специальную форму, например, в виде кольца [67].

В однопучковых ловушках перемещение ловушки обычно производится движением платформы микроскопа. Для независимого управления многопучковой ловушкой обычно требуются сложные установки, оснащенные системой зеркал [68] или акустооптическими дефлекторами [69].

Для преодоления описанных выше недостатков предлагаются различные усовершенствования — это наиболее бурно развивающееся в последнее время направление. И наиболее перспективным здесь является использование дифракционных оптических элементов (ДОЭ).

3.1. Полые (кольцевые) пучки. Темные или отражающие частицы могут быть оптически захвачены в жидкости с помощью кольцевых (полых, вихревых) пучков в темной осевой части пучка [70, 71]. Такие пучки несут угловой момент, связанный с вихревой структурой волнового фронта даже при линейной поляризации света. Захваченные поглощающие частицы вращаются благодаря передаче этого момента от вихревого пучка. Направление вращения частицы зависит от направления закручивания пучка.

В [70] доказывалось, что вращение происходит именно благодаря орбитальному угловому моменту, а не влиянию температурных или рассеивающих сил. При этом измерения показали, что параксиальное приближение для углового момента верно даже для сильно сфокусированного пучка. Также замечено, что диаметр вращаемых частиц зависит от диаметра кольца в пучке [71].

В [72] экспериментально демонстрируется $3D$ -захват менее плотных, чем окружающая среда, частиц (полые стеклянные шарики диаметром 20 мкм в воде) с помощью одного сильно сфокусированного кольцевого (полого) пучка. Захват происходит в осевой темной части пучка. При этом частицы с высоким показателем преломления были захвачены тем же пучком в кольце с высокой интенсивностью.

В области лазерного охлаждения и захвата нейтральных атомов полые пучки также представляют все больший интерес из-за отталкивающего (от областей высокой интенсивности) действия оптической дипольной силы в поле лазера, настроенного выше резонанса (синяя настройка), позволяющего ограничить движение атомов в темной внутренней части полого пучка и формировать пучки медленных атомов для реализации возможностей атомной оптики. Такие ловушки имеют преимущество по сравнению с захватом в области высокой интенсивности лазерного поля, настроенного ниже резонанса (красная настройка), так как в этом случае минимизируются нежелательные эффекты, такие как нагрев при рассеянии фотонов, возмущения энергетических уровней световыми сдвигами.

В [73] ловушка с полым пучком Гаусса–Лагерра высшего порядка была реализована для атомов Rb.

В [74, 75] описываются результаты по формированию полого пучка с помощью аксикона, дополненного сферической линзой (в фокальной плоскости которой получается узкое кольцо) для экспериментального исследования холодных атомов. Однако в этом случае резкое кольцо формируется только на узком продольном отрезке, так что захват будет слабым за пределами этого участка.

В [76] теоретически исследуется использование пучков Гаусса–Лагерра с различными азимутальными индексами, настроенных ниже резонанса для формирования тороидных оптических дипольных ловушек в $2D$ -атомном конденсате Бозе–Эйнштейна. Показано, что моды Гаусса–Лагерра более высокого порядка обеспечивают более глубокую потенциальную яму и более компактную концентрацию атомов при фиксированном радиусе тороида и мощности лазера.

Для формирования полых пучков применялись: геометрооптический метод [77], метод селекции поперечных мод [78], метод оптической голографии [79], синтезированные на компьютере голограммы [80–82], оптические нелинейные эффекты [83].

Также используются полые оптические волокна [84, 85]. Например, в [85] рассматривается полое цилиндрическое оптическое волокно в качестве «атомного волновода». Показано, что затухающие волны, уходящие из поллой сердцевины волокна, создают достаточный потенциальный барьер для транспортировки атомов с низкими потерями мощности при оптимальной настройке выше резонанса. Однако световые пучки имеют преимущество перед оптическими волокнами, так как при использовании последних необходимо преодолевать притяжение, связанное с силами Ван-дер-Ваальса.

В [86] рассматривается возможность использования в качестве полого светового пучка LP_{01} -моды на выходе полого оптического волокна. Однако в [87] было показано, что этот пучок не сохраняет минимум интенсивности в центре при распространении в свободном пространстве и, следовательно, не может служить для протяженной транспортировки атомов.

С другой стороны, пучки Гаусса–Лагерра и Бесселя высокого порядка распространяются в свободном пространстве, не меняя своей формы и сохраняя минимум интенсивности в центре.

В [88] анализируется оптический дипольный потенциал для формирования пучка медленных атомов при использовании различных полых световых пучков — как пучков Гаусса–Лагерра, так и пучков Бесселя. Показано, что пучки Гаусса–Лагерра с высоким азимутальным индексом предпочтительны для фокусировки атомов, а пучки Бесселя высокого порядка — для транспортировки атомов на большие, по сравнению с пучками Гаусса–Лагерра, расстояния.

3.2. «Оптические бутылки». В [89] предлагается использовать синтезированную на компьютере голограмму для формирования светового пучка, имеющего продольно локализованную нулевую интенсивность в фокусе. Пучок представляет собой суперпозицию двух мод Гаусса–Лагерра, фазовый сдвиг между которыми подобран так, чтобы при интерференции они взаимоуничтожились в общем фокусе, окруженном по всем направлениям областями высокой интенсивности. Предлагается называть такие пучки *оптическими бутылками*. Возможно их использование для стабильного 3D-захвата поглощающих и менее плотных, чем окружающая среда, частиц (рис. 8).

В [90] анализируется резонаторное усиление пучков, формирующих «оптические бутылки» для дипольного захвата объектов, притягиваемых в область минимальной интенсивности света. Базовая модель «оптической бутылки» улучшена в смысле усиления потенциального барьера добавлением новых компонент Гаусса–Лагерра. Каждая из рассматриваемых компонент соответствует суперпозиции поперечных мод резонатора. Фазовый сдвиг между компонентами достигается смещением зеркал резонатора.

В [91] предлагается схема формирования и увеличения полого пучка, который может быть использован для захвата и направления холодных атомов, с помощью простой линзы со сферической аберрацией и проекционной

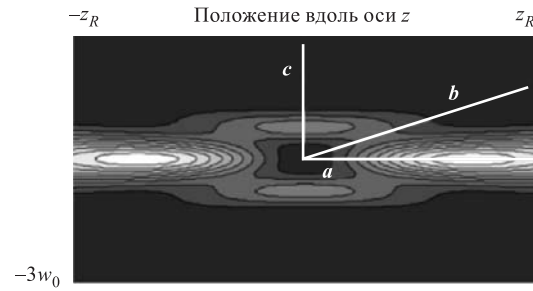


Рис. 8. Распределение интенсивности для «оптической бутылки» [89]

линзы. Формируемая полая область имеет существенно вытянутую структуру с соотношением продольных и поперечных размеров $kr_{\max}^2/z_{\max} = 2$. Поле является суперпозицией J_0 — бesselевских полей, так что простая (линейная или круговая) поляризация может быть использована. Рассматриваются нули поля вдоль оптической оси, аналогичные «оптическим бутылкам».

3.3. Оптическое вращение. Если в первых экспериментах было показано, что частицу можно захватывать и перемещать, то теперь имеется возможность вращать и поворачивать (ориентировать) частицы, а используя несколько таких ловушек — состыковывать. Оптическое вращение предлагает бесконтактный механизм для приведения в действие оптических микромашин и микрокомпонент типа шестеренок [92, 93]. В биологии это дает возможность легко ориентировать биологические препараты.

Вращения добиваются различными способами. Например, есть эксперименты, в которых при рассеянии света на микрообъектах, имеющих специальную спиральную форму, они поворачиваются [94, 95]. Частицу можно вращать, если вращать световой пучок, в который она захвачена [96].

Однако наиболее распространены три способа вращения пойманных частиц:

- за счет спинового углового момента, который существует у полей с круговой поляризацией (при этом вращаются только двулучепреломляющие частицы, например, частицы из исландского шпата) [97–100, 93, 7];

- за счет орбитального углового момента, возникающего из-за спиральной особенности фазы, например, пучки Гаусса–Лагерра и Бесселя высших порядков (передача орбитального углового момента происходит за счет частичного поглощения света в частице) [70, 101–103];

- за счет изменения фазового набег в интерференционной картине (при захвате частицы в интерференционную картину между пучком, имеющим винтовой волновой фронт (например, пучок Гаусса–Лагерра), и гауссовским пучком и вращении этой картины с помощью изменения длины пути одного из пучков) [104–106].

Вращение за счет спинового углового момента. В начале XX в. Пойнтинг [107] предположил, что электромагнитное излучение с длиной волны λ с круговой поляризацией обладает угловым моментом, равным линейному моменту электромагнитной волны, умноженному на коэффициент $\lambda/2\pi$. Из квантовой теории известно, что импульс света равен $\hbar k = \hbar\omega/c$ на каждый фотон, где ω — угловая частота и c — скорость света. Угловым моментом света, связанный с его поляризацией, обычно называют спиновым угловым моментом. Свет с круговой поляризацией обладает угловым моментом $+\hbar$ или $-\hbar$ на каждый фотон. Отсюда можно сделать вывод, что если импульс света

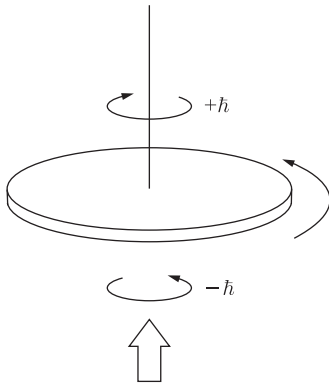


Рис. 9. Схема эксперимента с двулучепреломляющей пластиной [97]

пропорционален его частоте, то угловым момент от частоты не зависит. Следуя предположению Пойнтинга, автор [97] провел эксперимент по измерению вращающего момента, действующего на подвешенную двулучепреломляющую полуволновую пластину при прохождении через нее света с круговой поляризацией, а именно изменение направления поляризации. С учетом закона сохранения углового момента вращающий момент является результатом передачи углового момента от светового излучения пластине величиной $2\hbar$ на каждый фотон, проходящий через пластину (рис. 9).

Интересное применение техники оптической левитации состоит в механическом вращении частицы с использованием лазерных пучков с круговой поляризацией. В [108] были получены выражения для момента вращения, возникающего при левитации сферы в сфокусированном лазерном пучке (нулевой моды) с круговой поляризацией. В [100] экспериментально наблюдались в зависимости от поляризации пучка выравнивание (ориентирование вытянутой частицы в определенном направлении) или вращение с постоянной частотой частиц исландского шпата пучком с эллиптической поляризацией. Эллиптически поляризованный лазерный пучок можно представить состоящим из пучков с линейной и круговой поляризации. Если преобладает линейная поляризация, то частица ориентируется в определенном направлении, а если преобладает круговая, то она вращается с постоянной скоростью (наибольшая частота вращения достигала 350 Гц).

Вращение за счет орбитального углового момента. Фазовая структура с функцией пропускания $\exp(im\varphi)$, m — целое число, φ — азимутальный угол [109], при освещении когерентным монохроматическим светом производит винтовой волновой фронт, имеющий спиральный вектор Пойнтинга

[110] и осевую фазовую особенность, определяющую характерную нулевую интенсивность на оси пучка (рис. 10). Такие пучки называются оптическими «воронками», они исследовались в работах [111, 80, 112]. С такой фазой связан орбитальный угловой момент, равный $m\hbar$ на каждый фотон. Более сложные фазовые структуры могут формировать пучки с произвольным, в том числе нецелым значением орбитального углового момента [113].

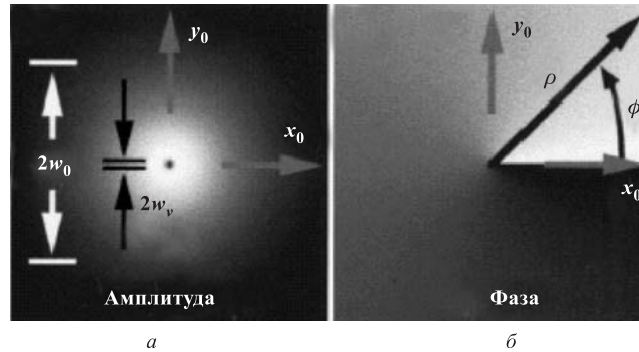


Рис. 10. Поперечный профиль светового пучка, содержащего «воронку» порядка $m = 1$: *a*) амплитуда с нулевым значением в центре; *б*) «винтовая» фаза (белый цвет соответствует значению 0, а черный — 2π) [114]

В [102] показано, что для сферической частицы размером в несколько микрометров, помещенной в воду, лазерные моды высшего порядка производят силы осевого захвата в несколько раз большие, чем для фундаментальной моды.

Существуют различные устройства формирования винтовых пучков с «воронками»:

- решетки с «вилкообразными» особенностями [115], полученные при интерференции поля с винтовой фазой и наклонной плоской волны,
- конверторы, состоящие из двух цилиндрических линз и позволяющие получать из мод Гаусса–Эрмита моды Гаусса–Лагерра [116–118],
- спиральные фазовые пластины [80, 81, 119],
- сдавленные оптические волокна [120], работающие аналогично конверторам.

В [121] показано, что атомы и ионы в пучке Гаусса–Лагерра ненулевого порядка получают вращательный момент вокруг оси пучка, который придает атомам спиральную траекторию, и дополнительный азимутальный доплеровский сдвиг.

В [122] исследуются силы излучения, связанные с переходом $J = 0 \rightarrow J = 1$ двухуровневого атома в поле двух распространяющихся навстречу друг другу пучков Гаусса–Лагерра с противоположными круговыми поляризациями

и имеющих одинаковые или противоположного знака орбитальные угловые моменты. Показано, что кроме сил рассеяния и дипольной силы в этом случае атом испытывает вращательный момент вокруг оси пучков, возникающий из-за орбитального углового момента пучков Гаусса–Лагерра. Атом испытывает либо стационарный, либо зависящий от скорости вращательный момент, что определяется относительными знаками орбитальных угловых моментов двух пучков Гаусса–Лагерра. Для каждого случая с помощью решения оптических уравнений Блоха совместно с классическими уравнениями движения атомов рассчитаны траектории атомов.

В [123] описывается способ 3D-захвата металлических частиц в инвертированной (пучок направлен снизу вверх) оптической ловушке. Захват происходит в кольцевой части пучка Гаусса–Лагерра ($m = 1$) сразу под перетяжкой. Также наблюдалось внеосевое вращение захваченной частицы за счет орбитального углового момента, который несет в себе пучок Гаусса–Лагерра ненулевого порядка.

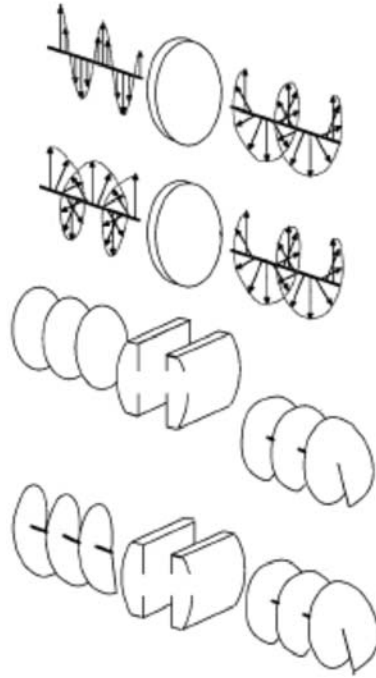


Рис. 11. Эквивалентность устройств, связанных со спиновым и орбитальным угловыми моментами [124]

Вращение за счет общего углового момента. И спиновый, и орбитальный угловые моменты могут передаваться от светового пучка частицам, захваченным в оптическую ловушку, что позволяет создавать *оптический «гаечный ключ» (spanner)*. В [124] отмечено, что четверть- и полуволновые пластинки играют для спинового и орбитального моментов эквивалентную роль, что и $\pi/2$ - и π -конверторы мод (рис. 11).

В [101] экспериментально оценивается скорость вращения непрозрачных частиц (SiO_2 , 1–5 мкм), захваченных в сфокусированный кольцевой пучок. Изменения в поляризации пучка от линейной ($\sigma = 0$) до круговой ($\sigma = \pm 1$) приводят к увеличению или уменьшению скорости вращения в зависимости от совпадения направления орбитального и спинового моментов.

Согласно параксиальной формуле общий угловой момент для мод Гаусса–Лагерра является просто суммой орбитального и спинового моментов $(m + \sigma)\hbar$ [125]. Линейно-поляризованный пучок с «винтом» порядка m дает орбитальный угловой момент $m\hbar$ на каждый

фотон независимо от аппроксимации. Хотя четкой линейности при добавлении/вычитании спинового момента не наблюдалось, измерения показали, что параксиальная формула применима в большинстве случаев на практике, а корректирующие (непараксиальные) слагаемые [126] не существенны.

Аналогичный эксперимент был описан в [103]. Когда спиновый ($\sigma = \pm 1$) и орбитальный ($m = 1$) моменты складываются или вычитаются, скорость вращения существенно увеличивается или частица останавливается. Но только в некоторых случаях увеличение было линейное, т.е. в два раза, а в 20% при существенном замедлении остановки не происходило.

Вращение за счет изменения фазового набега в интерференционной картине. В [105] предлагается еще один способ вращения захваченных частиц.

Картина интерференции пучка Гаусса–Лагерра с винтовой особенностью порядка $m \neq 0$ с плоской волной имеет m -лопастный вид (рис. 12). Чтобы эта картина поворачивалась, нужно менять длину пути одного из интерферирующих пучков (например, наклоняя стеклянную пластинку, установленную на пути плоского пучка (см. схему на рис. 13)). Нужно учесть, что максимум достижимого поворота ограничивается максимально достижимым наклоном стеклянной пластинки (GP).

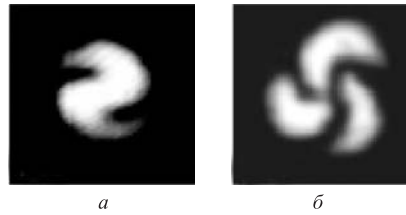


Рис. 12. Картина интерференции пучка Гаусса–Лагерра с винтовой особенностью порядка $m = 2$ (а) и $m = 3$ (б) с плоской волной [105]

В такой интерференционной схеме могут участвовать пучки различных типов. Например, в [127] демонстрируется $2D$ -захват и манипулирование пыльными частицами с помощью интерференционной картины двух плоских волн, полученной с помощью интерферометра Маха–Цендера.

Если интерференция плоского пучка с пучком Гаусса–Лагерра $(0, m)$ дает m -лопастную картину, которая меняется в зависимости от расстояния от фокальной плоскости, то интерференция пучков Гаусса–Лагерра $(0, m)$ и $(0, -m)$ дает набор из $2m$ ярких световых пятен. Такие пучки были рассмотрены в работах [112, 104, 128–131]. Интерференция двух пучков Гаусса–Лагерра с противоположными знаками «винтов» дает стабильную (с точностью до масштаба) картину интенсивности на различных расстояниях, содержащую $2m$ световых областей высокой интенсивности, в которых можно состыковывать цепочки частиц [132, 133].

Такие распределения можно формировать и другим способом. Например, в [105] с помощью голограммы формировался пучок Гаусса–Лагерра ($m \neq 0$) и направлялся в интерферометр, в одном плече которого с помощью призмы Дове его знак менялся на противоположный ($-m$).

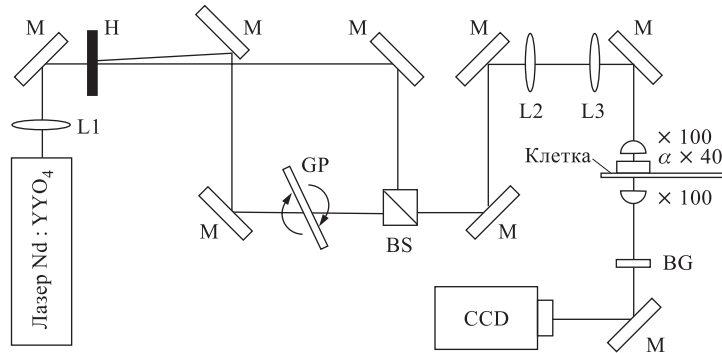


Рис. 13. Оптическая схема для получения вращения интерференционных картин [105]: М — зеркало; L1–L3 — линзы; GP — стеклянная пластинка; BS — разделитель пучка; BG — инфракрасный фильтр; CCD — ПЗС-камера; Н — голограмма

Вращение интерференционной картины (и вместе с ней захваченных частиц) достигается с помощью специальной частотной разницы в плечах интерферометра — это так называемый *угловой эффект Доплера* [98, 134]. Таким способом легко достигается сравнительно небольшая разница в частотах (1–1000 Гц). Динамика поворота (вращение с частотой порядка 1–100 Гц) достигается динамикой изменения разницы частот в плечах, в частности, с помощью вращающейся полуволновой пластинки [105, 106].

В [135] предлагается получать интерференционную картину одного или двух пучков Гаусса–Лагерра с гауссовским пучком с помощью интерферометра Майкельсона, который является более простым, чем интерферометр Маха–Цендера.

Использование аналогичной установки для интерференции пучков Бесселя в микрорежиме затруднено из-за малых характеристических расстояний (порядка нескольких миллиметров) сохранения моды Бесселя. Для преодоления этой сложности в [136] предлагается реализовывать интерференцию двух пучков Бесселя на основе интерференции пучков Гаусса–Лагерра, дополненных аксиконом.

Заметим, что наиболее простым способом формирования суперпозиции бесселевских пучков, в том числе имеющих в интерференционной картине определенное число световых пятен, является использование дифракционных оптических элементов (ДОЭ) [137, 138].

Формирование вращающихся интерференционных картин с помощью ДОЭ. Интерференционные картины, аналогичные описанным выше, гораздо проще формировать с помощью ДОЭ. В этом случае возможно формирование гораздо более сложных картин за счет участия в суперпозиции не двух,

а большего (3–7) числа выбранных гауссовских или бесселевских пучков, а оптическая схема упрощается до одного элемента. Чтобы получить вращающиеся в поперечном сечении при распространении вдоль оптической оси картины, в интерференции (суперпозиции) должны участвовать специально выбранные моды Гаусса–Лагерра или Бесселя. Этот выбор определяется из условий вращения, полученных для индексов мод, желаемой скорости вращения и вида картины интерференции [139–143].

3.4. Бесселевские пучки. Бесселевские пучки имеют ряд применений, например, для транспортировки атомов [88, 144], и в качестве нового типа оптических ловушек, когда возможен одновременный захват и манипулирование цепочкой частиц [145–147].

Механизм построения цепочек частиц зависит от конструкции ловушки — направлен пучок вниз (стандартная ловушка) или вверх против силы гравитации (инверсная ловушка). В стандартной конфигурации необходимо использовать сильно сфокусированный пучок, чтобы последовательно поднимать частицы со дна и состыковывать их в цепочку. В инверсной ловушке частицы толкаются световым пучком вверх в область фокусировки и выстраиваются в вертикальную цепочку. В обоих случаях высота цепочки определяется расходимостью пучка.

В [133] использовалась инверсная ловушка, позволившая состыковать (выстроить в цепочку друг за другом) до 16 силиконовых шариков диаметром 5 мкм, а также 6 шариков диаметром 53 мкм, и передвигать цепочки как одно целое, а также наклонять до 5° .

Классические ловушки используют гауссовские световые пучки, которые не способны захватывать частицы в нескольких положениях вдоль оптической оси, разделенных расстоянием более чем несколько мкм, так как пучок искажается захваченной частицей и сильно расходится. Как правило, захват ограничивается только одной частицей и только в области фокуса.

В то же время бесселевский пучок [148] является не расходящимся и, кроме того, имеет способность восстанавливаться через некоторое расстояние после того, как часть пучка была искажена препятствием [149–151]. В работах [145–147] это свойство используется для одновременного захвата одним бесселевским пучком нулевого порядка (такой пучок имеет протяженную осевую фокальную линию и выглядит, как спица, сохраняя свою интенсивность и размер) нескольких частиц, разделенных большим расстоянием (несколько миллиметров) вдоль оптической оси.

В [145] демонстрируется оптическое манипулирование силиконовыми частицами (1–5 мкм), а также биологическими клетками с помощью светового бесселевского пучка нулевого порядка.

В [146] экспериментально демонстрируется захват одновременно (рис. 14):

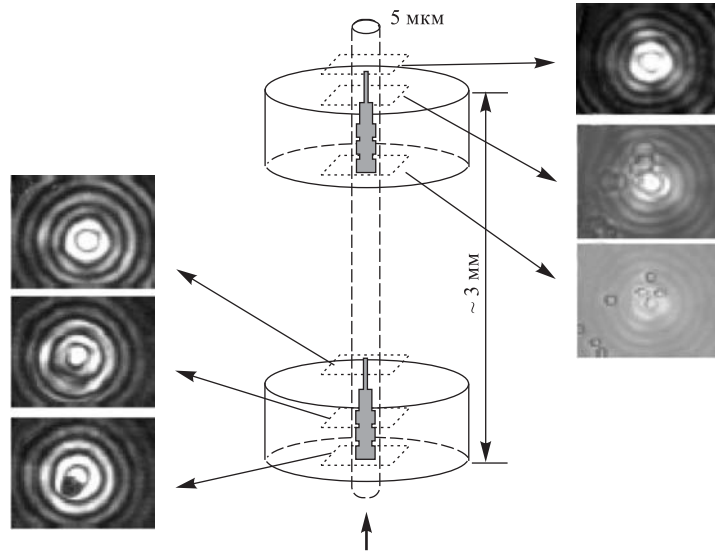


Рис. 14. Оптический захват одновременно нескольких частиц с помощью бesselовского пучка [146]

— в одной кювете полого шарика ($n_p < n_0$) диаметром 5 мкм в зоне минимальной интенсивности между центральным пиком и первым кольцом,
 — во второй кювете (расположенной выше на 3 мм по ходу пучка, направленного вверх, что соответствует ~ 40 расстояниям Рэлея для гауссовского пучка того же размера, что и центральная часть бesselовского пучка) трех цельных силиконовых шариков (диаметром 5 мкм) на оси пучка один над другим.

В [152] демонстрируется передача орбитального углового момента от светового пучка Бесселя высшего порядка менее плотной, чем окружающая

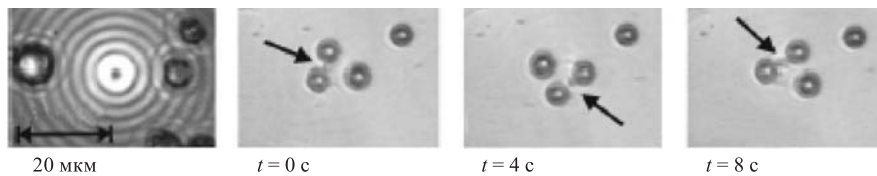


Рис. 15. Вращение менее плотной, чем окружающая среда, частицы в темном кольце бesselовского пучка [152]

среда, частице: частица захвачена в темную кольцевую область и вращается вокруг оси пучка (рис. 15). Показано качественное согласование теоретических и экспериментальных оценок по скорости вращения частицы.

В [153] теоретически исследуется возможность использования световых пучков Бесселя, формируемых аксионом, для дипольных ловушек холодных атомов. Пучки Бесселя нулевого порядка позволяют формировать протяженные (вытянутые) оптические ловушки, удобные для изучения линейно-захваченных газов и реализации непроницаемых газовых бозонов. Пучки Бесселя первого порядка можно использовать для формирования очень узких атомных волноводов протяженностью более сантиметра.

3.5. Матрицы ловушек. Расширение возможностей ловушек также достигается за счет формирования $2D$ - и $3D$ -матриц ловушек. Матрицы оптических ловушек, созданных с помощью ДОЭ, имеют огромный потенциал в манипулировании и организации микрочастиц в сложные структуры, избирательной сортировки их и изучения совместного поведения в многокомпонентных структурах.

Массивы $2D$ -ловушек (частицы прижаты к препаратному столику микроскопа) имеют потенциальное применение для выстраивания элементов микрооптомеханических систем [100, 99], формирования различных микроконфигураций [154], сортировки биологических клеток [155], а также в других приложениях, где не требуется продольное манипулирование объектами.

Система из двух ловушек была реализована с помощью разделителя пучка и преломляющей оптики [156, 68]. Однако такой подход очень усложняется, если нужно большее число ловушек.

Многоловушковые системы были также реализованы при использовании растровой механики с быстрым сканированием лазерным пучком нескольких позиций (лазер «посещает» каждую позицию ловушки достаточно часто, чтобы предотвратить диффузию) [156] с помощью матрицы VCSEL (реализовано 8×8 ловушек) [157].

Альтернативным и наиболее перспективным подходом является разделение и направление лазерного пучка с помощью ДОЭ [158–161], в связи с чем появился термин *holographic optical tweezers* (HOT).

В [161] использован итерационный метод расчета фазовых ДОЭ [162], предназначенных для создания $2D$ - и $3D$ -массивов оптических ловушек. Экспериментально сформирована матрица из 8 гауссовских пучков, половина из которых фокусируется в плоскости на расстоянии 100 мм от ДОЭ, а другая — на расстоянии 110 мм от ДОЭ.

Дифракционные оптические массивы могут использоваться для исследования механизмов фазовых переходов адсорбированных атомных и молекулярных слоев [163, 164], при формировании упорядоченных коллоидных кристаллов, что перспективно в области оптических и фотонных цепей (схем) [165].

С помощью голографических элементов можно создавать матрицу потенциальных ям (рис. 16) аналогично энергетически-потенциальному ландшафту, который встречают атомы при попадании на кристаллическую поверхность.

Возможность оптического захвата и манипулирования большим количеством объектов может быть также полезна в биоинженерии, например, для контроля организации клеток при выращивании органов и тканей.

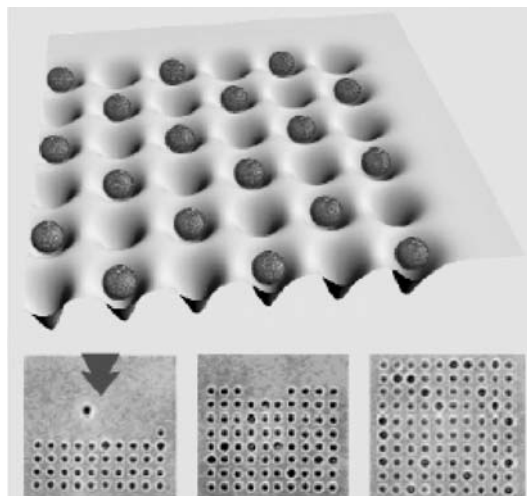


Рис. 16. Матрица потенциальных ям, созданная голографическими элементами [166]

3.6. Динамическое управление. Обычно захваченную частицу двигают механическим перемещением пучка или с помощью перемещения платформы микроскопа. Существует также оптический способ для направления захватывающего пучка с использованием адаптивных зеркал или акустооптических модуляторов [69]. Однако такие системы становятся довольно сложными, если необходимо реализовать $3D$ -захват или несколько ловушек.

С помощью синтезированных на компьютере голограмм, записанных на жидкокристаллический дисплей (LCD), можно достаточно просто динамически управлять количеством, позициями и формой оптических ловушек как в $2D$ - [167, 168], так и в $3D$ -пространстве [169]. Теперь НОТ дополняются программируемыми пространственными модуляторами света на жидких кристаллах (SLM) и приобретают динамические свойства за счет проецирования последовательности голограмм, пошагово перестраивающих картину.

Использование множества динамических пучков является перспективным средством для конструирования и усовершенствования микромашин [93], ми-

кровихревых механизмов, насосов, клапанов [170, 171], выращивания коллоидных кристаллов [172, 173], формирования полимерных фотонных проводов [174].

Интерактивное оптическое манипулирование также может быть интегрировано в микросистемы, использующие микропотоки и «lab-on-a-chip»-технологии [175–178], обеспечивая точную сортировку и анализ определенных частиц или биологических клеток.

В [179] демонстрируется оптический захват и перемещение коллоидных частиц в интерактивном режиме реального времени с использованием программируемых модуляторов света. Коллимированный пучок из лазерного диода мощностью 200 мВт (рабочая длина волны $\lambda = 830$ нм) отражается от фазового модулятора (Hamamatsu Photonics), распределение пропускания на котором кодируется компьютером. На рис. 17 демонстрируются различные картины, которые можно формировать таким способом.

В [180] рассматриваются методы по формированию больших массивов оптических ловушек с произвольной 3D-конфигурацией и их динамическому

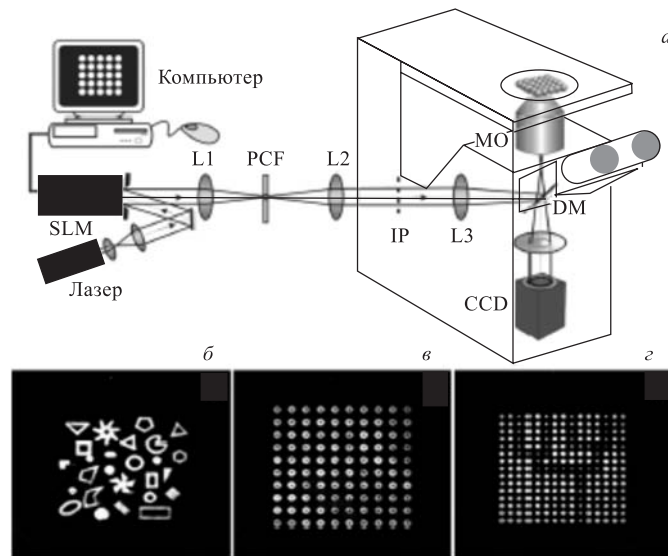


Рис. 17. а) Оптическая схема динамического управления оптическими ловушками: SLM — пространственный модулятор света; PCF — фазовый контрастирующий фильтр; IP — плоскость изображения; MO — микрообъект; DM — дихромное зеркало; CCD — ПЗС-камера; L1–L3 — линзы; б, в, з) картины, которые можно формировать таким способом [179]

перестраиванию под управлением компьютера. При этом ловушки могут быть различных типов — гауссовские, вихревые, бесселевские и др.

В [181] предлагается динамический дифракционный элемент, представляющий собой матрицу $N \times N$ программируемых фазовых решеток, дополнить матрицей $N \times N$ микролинз. Фазовый модулятор света на жидких кристаллах (480×480 ячеек) в отражающем режиме обеспечивает для света с длиной волны $\lambda = 830$ нм динамический диапазон фазовой задержки $[0, 3\pi]$, что позволяет реализовать матрицу ловушек 2×2 (расстояние между ловушками $d = 76$ мкм), в которую захватываются частицы размером 5 мкм в диаметре. При этом 8-уровневая решетка обеспечивает максимально возможное смещение пучка ловушки в плоскости захвата частицы до 2,53 мкм (в эксперименте было до 1,5 мкм). При увеличении числа ловушек ($N \geq 3$) уменьшается расстояние между ловушками (например, для $N = 3$ $d = 38$ мкм) и максимально возможное смещение пучка ловушки. Также необходимо менять массив микролинз.

Основными недостатками пространственных модуляторов света на жидких кристаллах пока остаются низкая дифракционная эффективность (сильный дифракционный шум из-за крупной дискретности модуляторов) и недостаточное для реализации сложных фазовых распределений разрешение матрицы пикселей. Конечный размер пикселей также ограничивает максимальный разброс дифракционных порядков (при высоких несущих пространственных частотах происходит бинаризация фазового профиля и дифракционная эффективность уменьшается).

Измерения показали [167], что после жидкокристаллического модулятора остается 15 % энергии падающего пучка. Потери энергии связаны со следующим: 1) непрозрачная часть панели (основные потери, до 65 %), 2) структура похожа на решетку, производящую высокие порядки (потери 54 %), 3) невозможность сконцентрировать всю энергию в полезном порядке из-за того, что модулятор имеет максимальный фазовый сдвиг меньше 2π (максимально достигнутое соотношение между первым и нулевым порядком 2:1), 4) несоответствие квадратной апертуры панели круглому профилю падающего пучка (8 %).

Таким образом, при использовании пространственных модуляторов света на жидких кристаллах возникает необходимость решать две основные проблемы: разработка быстрых алгоритмов расчета фазовых функций по малому количеству пикселей, а также повышение дифракционной эффективности.

Расчет фазового распределения, формирующего заданную конфигурацию различного типа ловушек, не является простым процессом. Например, в [180] рассматривается итеративный расчет фазы ДОО, формирующей массив ловушек, локализованных в 3D-объеме, через обобщенное преобразование Фурье. Для ускорения расчетов при использовании динамических голограмм используется метод прямого соответствия фазы на модуляторе и интенсивности в

фурье-плоскости [182, 183], аналогичный методу фазового контрастирования. Для повышения эффективности в [169] предлагается дополнить электрически управляемый модулятор фильтром низких частот и оптически записывать информацию, которую несет нулевой порядок на оптически адресуемый пространственный модулятор света (OALCD), который будет работать в отражающем режиме уже с другим источником света, обеспечивая 85 % дифракционной эффективности (в эксперименте 53 %).

В [184] также предлагается использовать оптически адресуемый (не пиксельный) фазовый модулятор, который управляется жидкокристаллическим проекционным элементом (640 × 480 ячеек) через видеовыход компьютера.

4. ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ЗАХВАТА МИКРООБЪЕКТОВ

Оптические ловушки — бесконтактный инструмент, использующий один или несколько лазерных пучков для генерации сил порядка пН, достаточно мощных для манипулирования объектами мезоскопического масштаба (лазерное излучение мощностью 1 мВт достаточно для подъема и транспортировки 10-мкм диэлектрической частицы). Эта возможность представляет особый интерес в ряде областей: атомная физика, биология, микрохирургия, нанотехнология и микромеханика, а также при изучении свойств коллоидов, микротоков и световых пучков.

Оптическое манипулирование с помощью лазеров применимо к объектам от атомов до больших молекул и небольших диэлектрических частиц, варьирующихся в размере от десятков нанометров до десятков и сотен микрометров, а также к таким биологическим объектам, как вирусы, отдельные живые клетки и внутриклеточные включения.

4.1. Манипулирование биообъектами. В биологии оптические ловушки открывают возможности бесконтактного воздействия (без оптического разрушения) на живые клетки. *Оптический «пинцет» (optical tweezers)* позволяет управлять отдельными молекулами с точностью до нанометров и измерять силы, действующие на эти молекулы, с точностью 1–100 пН. Появление оптических ловушек открыло несколько важных областей исследования в биофизике: манипуляции с живыми вирусами и бактериями [185], отдельными молекулами ДНК [186] и человеческими гаметами [187]; клеточная микрохирургия [188], исследование двигательных протеинов (motor proteins) [189], митотических (mitotic) хромосом [190] и др. [191–196].

Среди уникальных приложений — изучение двигательных молекул (motor molecules) и механоэнзимов (mechanoenzymes). Благодаря оптической ловушке было детально отслежено их пошаговое движение с точностью ~ 10 нм/шаг, когда они двигаются вдоль субмикронной трубки.

В последних, поражающих воображение экспериментах — прямые измерения сил, создаваемых РНК-полимеразой при движении вдоль молекулы ДНК. Новые эксперименты по манипулированию отдельными молекулами позволили проверить физические модели, описывающие свойства ДНК, способом, который был ранее невозможен. Появилась возможность наблюдать активность отдельного энзима, действующего на молекулу ДНК, и проследить силы, которыми молекулы двигательных тканей (органов) воздействуют на биологические молекулы. Стало возможным напрямую контролировать влияние связывания белков ДНК на свойства ДНК и использовать эти измерения, чтобы определить энергию взаимодействия [197]. Детальные знания индивидуальных взаимодействий между молекулами важны для понимания сложных механизмов, действующих в реальных биологических процессах.

Другая большая область — измерение механических (упругих) свойств частей клеток цитоплазмы, жгутиков бактерий, светочувствительных оболочек клеток эритроцитов, отдельных микротрубок эндоплазматической сети, отдельных светочувствительных волокон, мембран нервных клеток, длинных спиралей отдельных молекул ДНК.

Возможность разделения живых клеток была применена для поиска и клонирования новых высокотемпературных анаэробных бактерий «archaea», что имеет важное значение в открытии новых высокотемпературных энзимов. Ведутся исследования по распознаванию клеток, свариванию клеток, изучению движения хромосом во время деления клеток.

Комбинирование оптических ловушек с другими лазерными пучками позволяет использовать их в микрохирургии. Например, захватывается хромосома инфракрасным (1064 нм) лазером-ловушкой и разрезается на небольшие части зеленым (532 нм) лазером. Такое устройство называется *оптическим «скальпелем»*. Это возможно, так как большинство биологических структур практически не поглощают в инфракрасной области, но сильно поглощают свет в зеленой части оптического диапазона длин волн.

4.2. Физика коллоидов. Оптические ловушки позволяют исследовать силы, возникающие при взаимодействии коллоидов [198–200], полимеров [201–203], а также выстраивать несколько коллоидных частиц в мезоскопические структуры [156, 204].

В [198] использование оптической ловушки позволило провести точные измерения с очень высоким разрешением динамики поведения коллоидных частиц в растворе за очень короткое время.

Энтропийные силы взаимодействия между двумя большими (размером порядка мкм) сферическими частицами, помещенными в раствор коллоидных частиц гораздо меньшего размера, были измерены с помощью линейно сканирующей оптической ловушки [3]. При этом частицы «нанизаны» на протяженный (линейный) фокус: свободно перемещаются в одном направлении — вдоль фокальной линии и ограничены в любом перпендикулярном направле-

нии. Такая методика позволила провести измерения функциональной формы потенциальной ямы с высоким разрешением (15 нм) [205]. Измерения показали, что при низкой концентрации коллоидного раствора сила притяжения больших частиц является монотонной, а при высокой концентрации большие частицы очень редко притягивались друг к другу, что можно рассматривать как новый способ стабилизации суспензии только на основе энтропии.

В [206] представлено устройство, с помощью которого, на основе механизма оптической ловушки, отдельные микрочастицы кристаллов могут быть отобраны и перемещены в раствор для выращивания.

4.3. Микромеханика. В последнее время тенденция к микроминиатюризации в исследованиях и разработках делает актуальным производство микромашин и молекулярных двигателей, разработку микромеханизмов и микрокомпонент [103, 207, 100, 105, 93].

Лазерные ловушки дают возможность бесконтактного манипулирования хрупкими объектами, уменьшая риск их разлома, загрязнения и порчи. Недавно была показана возможность захвата, манипулирования, ориентирования и вращения несферических частиц. Микромеханизмы могут быть различной формы, в зависимости от задачи, которую они выполняют. Сложность механизма определяется количеством деталей и этапов сборки.

В [207] рассматривался оптический захват в области перетяжки сильно сфокусированного гауссовского пучка частиц, имеющих различные формы: сферическую, цилиндрическую, кольцевую, звездообразную, кубическую и др., размером 1–10 мкм. Бесконтактное манипулирование и ориентирование таких объектов обеспечивает возможность упрощения сборки (монтажа), активации и, возможно, ремонта микромеханизмов.

В [93] используется оптический вращательный момент (порядка 10^{-15} Н·м) для управления вращением микромашинного элемента, захваченного в оптической ловушке. В эксперименте микромашинный двулучепреломляющий элемент (квадратная пластинка) из углекислого кальция (CaCO_3) размером 1 мкм захвачен и вращается (с частотой до 350 Гц) сфокусированным лазерным пучком (1064 нм, мощность 300 мВт) с круговой поляризацией. При этом оптический вращательный момент передается второму микромашинному элементу (шестеренка с 6 зубцами) диаметром 10 мкм (зубцы размером около 1 мкм) из аморфного диоксида кремния (SiO_2 , $n = 1,46$) через движение окружающей жидкости (вода). Второй элемент был изготовлен методом фотолитографии. Материал был выбран так, чтобы элемент был достаточно прозрачным, чтобы не подвергаться оптическому разрушению, и показатель преломления был выше, чем у окружающей среды.

Максимальный вращательный момент, который может быть получен при падении света с круговой поляризацией на двулучепреломляющий кристалл, достигается при толщине $\lambda/2$. Например, частицы CaCO_3 толщиной 1,4 мкм будут $\lambda/2$ -пластинами для света с длиной волны $\lambda = 488$ нм. При этом опти-

ческий вращательный момент не очень велик (для лазера с $\lambda = 488$ нм и мощностью 1 Вт вращательный момент равен $6,1 \cdot 10^{-16}$ Н·м), однако позволяет вращать частицы размером порядка мкм с очень высокой скоростью. При вращении исландского шпата с частотой 100–200 Гц кремниевая шестеренка вращается с частотой $\sim 0,2$ Гц в обратную сторону (рис. 18). Эффективность передачи импульса между микроэлементами $\sim 50\%$.

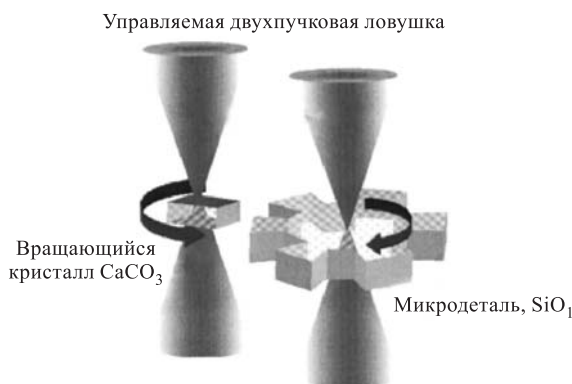


Рис. 18. Передача вращательного момента от двулучепреломляющего кристалла кремниевой шестеренке [93]

Однако проще и эффективнее вращать непосредственно диэлектрические элементы микромеханизмов, например, за счет передачи им орбитального углового момента вихревого лазерного пучка. Формирование таких пучков с помощью дифракционных оптических элементов рассмотрено во второй части работы.

5. ФОРМИРОВАНИЕ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ С ИНВАРИАНТНЫМИ СВОЙСТВАМИ С ПОМОЩЬЮ ДИФРАКЦИОННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

В 1980–1984 гг. под руководством академика А. М. Прохорова в лаборатории И. Н. Сисакяна (ФИАН, отделение «А») и в лаборатории В. А. Сойфера (Куйбышевский авиационный институт) активно велись работы по проблеме формирования лазерных световых полей с заранее заданными свойствами с помощью плоских дифракционных оптических элементов [208–211, 109]. Работы по данной тематике в дальнейшем привели к созданию нового научного направления — компьютерной оптики. Был рассчитан, синтезирован и ис-

следован класс новых дифракционных оптических элементов — фокусаторы [208], моданы [210], бессель-оптика [109].

На основе работ [208–211, 109] в 1994–1998 гг. была создана теория многомодовых лазерных пучков, обладающих инвариантными свойствами [212, 137, 139, 140], т.е. для разных модовых базисов (Бесселя, Гаусса–Лагерра, Гаусса–Эрмита) были найдены условия для выбора номеров мод, обеспечивающих формирование инвариантных лазерных пучков, которые при распространении в однородных и градиентных средах сохраняют свой вид (стабильные пучки), вращаются или периодически повторяются. Также был развит эффективный метод расчета фазовых многоуровневых ДОЭ, способных преобразовывать обычный гауссовский лазерный пучок в пучки с инвариантными свойствами. Численное моделирование показало, что данные ДОЭ могут преобразовывать гауссовский пучок в инвариантный с дифракционной эффективностью $\sim 80\%$ и со средним отклонением профиля интенсивности рассчитанного пучка от заданного $\sim 20\%$. Был также разработан метод частичного кодирования [213], который позволяет снизить ошибку отклонения до 3% за счет уменьшения эффективности до 20% .

В данной работе приводятся новые результаты экспериментального формирования лазерных инвариантных пучков с помощью фазовых бинарных или многоуровневых ДОЭ, изготовленных по технологии электронной литографии с помощью генератора изображений Leica LION LV1 с разрешением $1\ \mu\text{м}$, размером апертуры $2 \times 2\ \text{мм}$ и с глубиной микрорельефа для длины волны $0,633\ \mu\text{м}$.

Лазерные пучки со свойствами стабильности (бездифракционное распространение) и вращения (распространение с заданным угловым орбитальным моментом) могут быть применены, в частности, для манипулирования микрочастицами в биологии и нанотехнологии [105, 132, 146].

Так, стабильные гауссовские и «бездифракционные» бесселевские пучки используются для оптического захвата одной или нескольких микрочастиц, а также для их вращения, если лазерные пучки обладают орбитальным угловым моментом. При этом выбором нужной композиции лазерных мод можно формировать пучки с заданным распределением интенсивности таким образом, чтобы в данной точке пространства был либо локальный максимум интенсивности (для захвата микрочастиц с показателем преломления большим, чем показатель преломления окружающей среды), либо изолированный минимум интенсивности, например, точный ноль интенсивности (для захвата поглощающих частиц и частиц с показателем преломления меньшим, чем у окружающей среды) [214].

ДОЭ, которые формируют многопорядковые пучки, применимы для захвата сразу нескольких микрочастиц (в соответствии с числом порядков дифракции ДОЭ) и для индивидуальной манипуляции каждой частицей в отдельном порядке дифракции. Например, существует возможность одновре-

менного формирования нескольких лазерных пучков с различными орбитальными угловыми моментами, которые способны одновременно вращать с разными угловыми скоростями несколько микрочастиц или микрообъектов.

С помощью ДОЭ можно в фокальной плоскости формировать замкнутые световые линии, не обязательно в форме кольца, по которым будут перемещаться захваченные частицы [215]. Таким образом, с помощью одного ДОЭ (без сканирования) можно сформировать на плоскости или в объеме световую кривую (световой путь), по которой можно перемещать микрочастицы из одной точки пространства в другую.

Далее описываются эксперименты с ДОЭ, которые могут формировать световые пучки с различными заданными свойствами самовоспроизведения.

5.1. Самовоспроизведение как инвариантность к действию различных операторов. В теории волноводов существует понятие мод, которые обладают рядом замечательных свойств: 1) инвариантность к оператору распространения в своей среде, 2) сохранение ортогональности при распространении, 3) меньшие потери энергии для мод с меньшими индексами, 4) наилучшая среднеквадратичная аппроксимация полей, распространяющихся в данной среде.

Модовый состав когерентных световых полей определяет их поведение при распространении вдоль оптической оси.

Комплексная амплитуда лазерных одномодовых пучков имеет следующий вид [214]:

$$\Psi_{nm}^{(1)}(r, \phi, z) = J_m(k\rho_n r) \exp\left(ik\sqrt{1-\rho_n z}\right) \exp(im\phi) \quad (1)$$

для моды Бесселя, где $J_m(x)$ — функция Бесселя m -го порядка; $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число света с длиной волны λ ; (r, ϕ) — полярные координаты в плоскости, перпендикулярной оси распространения пучка z ; $\rho_n = \sin \theta_n$, θ_n — угол наклона к оси z конической волны, образующей пучок Бесселя;

$$\begin{aligned} \Psi_{nm}^{(2)}(r, \phi, z) = \frac{\sigma_0}{\sigma(z)} \exp\left[ikz - \frac{ikr^2}{2R(z)} - \frac{r^2}{\sigma^2(z)}\right] \left(\frac{\sqrt{2}r}{\sigma(z)}\right)^{|m|} \times \\ \times L_n^{|m|}\left(\frac{2r^2}{\sigma^2(z)}\right) \exp[i\beta_{nm}(z) - im\phi] \quad (2) \end{aligned}$$

для моды Гаусса–Лагерра, где

$$\beta_{nm}(z) = (2n + |m| + 1) \tan^{-1}\left(\frac{z}{z_0}\right); \quad (3)$$

$$R(z) = z \left(1 + \frac{z_0^2}{z^2}\right); \quad (4)$$

$$\sigma^2(z) = \sigma_0^2 \left(1 + \frac{z^2}{z_0^2} \right); \tag{5}$$

$$z_0 = \frac{\pi\sigma_0^2}{\lambda}; \tag{6}$$

$L_n^m(x)$ — присоединенный многочлен Лагерра; σ_0 — радиус перетяжки гауссовского пучка при $z = 0$; z_0 — конфокальный параметр; $\sigma(z)$ и $R(z)$ — радиус гауссовского пучка и радиус кривизны его волнового фронта в зависимости от z ;

$$\begin{aligned} \Psi_{nm}^{(3)}(x, y, z) = & \frac{\sigma_0}{\sigma(z)} \exp \left[ikz - \frac{ik(x^2 + y^2)}{2R(z)} + \frac{x^2 + y^2}{\sigma^2(z)} \right] \times \\ & \times H_n \left(\frac{\sqrt{2}x}{\sigma(z)} \right) H_n \left(\frac{\sqrt{2}y}{\sigma(z)} \right) \exp \left[i(n + m + 1) \tan^{-1} \left(\frac{z}{z_0} \right) \right] \end{aligned} \tag{7}$$

для моды Гаусса–Эрмита, где σ_0 , z_0 , $\sigma(z)$ и $R(z)$ определены в (4)–(6), $H_n(x)$ — многочлен Эрмита.

Условия на номера мод (см. таблицу), обеспечивающие самовоспроизведение лазерных пучков, т. е. условия инвариантности по отношению к операторам распространения, масштаба и поворота, получены авторами [214] в простой форме. В таблице (n, m) , (n', m') — номера соответствующих мод в (1), (2), (7); q — произвольное целое число.

Условия самовоспроизведения многомодовых пучков

Пучок	Бесселя	Гаусса–Лагерра	Гаусса–Эрмита
Инвариантность к оператору распространения	$n = \text{const}, \forall m$	$2n + m = \text{const}$	$n + m = \text{const}$
Продольная периодичность при распространении	$n_1 \leq n \leq n_2, \forall m,$ n_1, n_2 — опред. параметрами	$2(n - n') + m - m' = \text{const} \cdot q,$ q — целое	$(n - n') + (m - m') = \text{const} \cdot q,$ q — целое
Поступательное вращение при распространении	$\frac{m - m'}{n - n'} = \text{const}$ $\forall n \neq n', m \neq m'$	$\frac{2(n - n') + m - m' }{m - m'} = \text{const}$ $\forall n \neq n', m \neq m'$	Не обладают угловым моментом
Фурье-инвариантность	Не обладают	$2n + m = \text{const} + 4q,$ q — целое	$n + m = \text{const} + 4q,$ q — целое

Как видно из таблицы, наиболее «жесткие» ограничения накладываются на индексы функций, участвующих в композиции, для получения вращающихся пучков. Это связано с тем, что вращающиеся пучки сочетают в себе свойства инвариантных и периодически повторяющихся при распространении пучков.

Условие фурье-инвариантности гауссовских мод очень похоже на условие инвариантности к оператору распространения и сводится к нему при $q = 0$.

Моды Гаусса–Лагерра обладают наибольшим спектром различных свойств самовоспроизведения.

Физически характер распространения многомодового пучка определяется фазовыми скоростями отдельных мод, входящих в этот пучок. Если фазовые скорости отдельных мод равны, то многомодовый пучок является стабильным и проявляет свойства одномодового пучка. Если фазовые скорости отдельных мод различны, но подобраны в соответствии с условиями из таблицы, то из-за взаимной интерференции этих мод распределение интенсивности в поперечном сечении многомодового пучка будет либо вращаться, либо периодически повторяться при распространении пучка. Наличие множителя $\exp(im\phi)$ в (1), (2) обеспечивает вращение только фазы одномодовых пучков, но не интенсивности.

5.2. «Бездифракционные» пучки Бесселя. Бесселевские пучки с продольной периодичностью возникают в случае, когда несколько конических волн с различными углами при вершине конуса распространяются вдоль оптической оси. В результате их интерференции вдоль оптической оси образуется интерференционная картина, амплитуда модуляции которой примерно постоянная на отрезке от ДОЭ до расстояния инвариантности z , которое выражается через радиус ДОЭ R и угол α наклона к оптической оси конических лучей: $z = R/\tan(\alpha)$. При этом волна, распространяясь вдоль оптической оси, в своем поперечном сечении испытывает периодические изменения. Минимальный период интерференционной картины будет определяться максимальной разностью углов наклона различных конических волн.

Вопросы, связанные с решением задач синтеза фазовых оптических элементов, генерирующих световые поля с заданным продольным, в частности, продольно-периодическим, распределением интенсивности, рассматривались в [216]. Однако разработанные алгоритмы позволяют рассчитывать фазовые ДОЭ, формирующие заданное продольное распределение интенсивности лишь на малом участке оптической оси. В [137, 139] рассматривается итеративный алгоритм расчета ДОЭ, формирующих световые поля с продольной периодичностью, обладающие модовым характером. Такие световые поля сохраняют периодичность, в принципе, вдоль всей оптической оси.

Интересно заметить, что бесселевский пучок с продольной периодичностью позволяет сформировать на некотором участке оптической оси чередование максимумов и минимумов (точных нулей) интенсивности света, которые

можно приближенно описать тригонометрической функцией $\cos(2\pi z/T)$, $z < z_{\max}$, T — период чередования максимумов и минимумов. Такой световой пучок можно использовать для захвата одновременно $2N$ частиц, причем N частиц с показателем преломления большим, чем у среды, будут захвачены в N максимумов, а другие N частиц с показателем преломления меньшим, чем у среды, будут захвачены в N минимумов интенсивности.

Исходя из геометрических соображений расстояние, на котором сохраняется модовый характер одномодового бесселевского светового поля, оценивается следующей формулой:

$$z_{\max}^n = R \left[\left(\frac{2\pi}{a_n \lambda} \right)^2 - 1 \right]^{1/2}, \quad (8)$$

где R — радиус ДОЭ; a_n — параметр Бесселя $J_m(a_n r)$.

Максимальным расстоянием, на котором сохраняется модовый характер многомодового пучка, является наименьшее из всех расстояний (8), рассчитанных для каждой моды, входящей в пучок.

Физический смысл расстояния z_{\max}^n заключается в следующем. Вклад в бесселевский пучок на оптической оси на расстоянии z от ДОЭ вносят только точки, лежащие на окружности с радиусом

$$r(z) = z \tan \alpha = \frac{z}{\sqrt{1/(\sin^2 \alpha) - 1}} = \frac{z}{\sqrt{(k/a_n) - 1}},$$

где $a_n = k \sin \alpha_n$ — параметр бесселевского пучка, связанный с углом наклона α_n к оптической оси z конической волны, образующей этот пучок. При увеличении расстояния z растет и значение радиуса окружности $r(z)$, точки которой дают вклад в бесселевский пучок. Поэтому «ширина» бесселевского пучка не изменяется с ростом z , т.е. пучок распространяется как бы «бездифракционно». Такой характер распространения пучка будет сохраняться до тех пор, пока не выполнится равенство $r(z_{\max}^n) = R$. При $z > z_{\max}^n$ бесселевский пучок начинает расходиться, и его диаметр увеличивается.

В работе [217] показано, что при формировании бесселевских пучков голографическими оптическими элементами максимальное расстояние сохранения их модового характера увеличивается примерно в два раза по сравнению со способом формирования бесселевских пучков с помощью узкой щели. Однако нужно некоторое расстояние от плоскости голографического оптического элемента, чтобы пучок сформировался. Таким образом, отрезок оптической оси, на котором многомодовый бесселевский пучок, формируемый конечным фазовым ДОЭ, сохраняет свой модовый характер, начинается с некоторого z_{\min} , необходимого для формирования пучка, и заканчивается

на z_{\max} , определяемом физическим размером ДОЭ и параметрами бесселевского пучка. Изменяя радиус ДОЭ R , масштаб мод и модовый состав пучка, можно увеличивать z_{\max} до желаемой величины.

Свойствами, близкими к бездифракционным пучкам, обладают и другие типы световых полей, амплитуда которых описывается функциями Бесселя второго рода, или функциями Неймана.

Для формирования стабильного многомодового бесселевского пучка нужно обеспечить, чтобы индексы мод (n, m) , участвующих в композиции, удовлетворяли условию

$$n = \text{const } \forall m,$$

т. е. все функции Бесселя $J_m(\alpha_n r)$ должны иметь одинаковый масштаб $\alpha_n = \alpha$, в то время как порядок m может быть произвольным.

Частным случаем стабильного пучка является одномодовый пучок. Фазовый ДОЭ в этом случае можно получить из амплитудно-фазового заменой амплитуды на единичную. Для бесселевских мод такой ДОЭ фактически представляет собой либо обычный ($m = 0$), либо винтовой ($m \neq 0$) аксиконы с функцией пропускания

$$T_{nm}(r, \phi) = \exp(-i\alpha_n r + im\phi). \quad (9)$$

Второе слагаемое в показателе экспоненты в (9) обеспечивает винтовой характер распространения волнового фронта пучка.

Для формирования лазерных многомодовых пучков с различными свойствами самовоспроизведения, приведенными в таблице, были рассчитаны высокоэффективные фазовые ДОЭ (более 80% энергии освещающего пучка идет на формирование модового пучка). Бинарные (только два значения фазы: 0 и π) и 16-градационные (16 значений фазы от 0 до $2\pi \times 15/16$) оптические элементы были изготовлены на технологической базе университета Йонсуу (Финляндия) методом электронной литографии с аналоговым негативным резистом и пропорциональным реактивным ионным травлением. Сначала 850-нм слой резиста X AR-N 7700/18 был нанесен на подложку из SiO_2 . Затем резист обжигался в циркулярной печи 30 минут при температуре 85 °С и был покрыт 20-нм слоем алюминия. Экспозиция проводилась с помощью векторного сканирования электронным пучком в устройстве Leica LION LV1 с шагом 50 нм. После чего слой алюминия был удален путем выдерживания 40 мин в растворе (1:9) соляной кислоты. Затем резист обжигался 30 мин при температуре 110 °С и 8 ч при температуре 70 °С. Резист проявлялся 40 с в растворе (2:1) проявителя AR 300-47 при 20 °С. Максимальная глубина профиля резиста после проявления составляет 645 нм. Для пропорционального переноса профиля резиста в SiO_2 -подложку было применено реактивное ионное травление. После чего максимальная глубина профиля в подложке стала 1290 нм, что очень близко соответствует фазовой задержке в $2\pi \times 15/16$ рад

для элемента, реплицированного в полиметилметакрилат (ПММА) горячим выдавливанием.

Схема эксперимента с изготовленными ДОЭ приведена на рис. 19. Чтобы получить освещающий пучок, близкий к расчетному, излучение из He-Ne-лазера *1* коллимируется *2* и диафрагмируется *3*. За плоскостью ДОЭ *4* интенсивность сформированных полей на различных расстояниях *z* регистрируется с помощью подвижной ПЗС-камеры *6* и поступает в компьютер. Распределение интенсивности в дальней зоне дифракции измеряется при установке ПЗС-камеры *6* в фокальную плоскость дополнительной линзы *5*. Параметры рабочего окна ПЗС-камеры следующие: $6,6 \times 4,8$ мм (768×567 ячеек), ячейка $8,6 \times 8,5$ мкм.

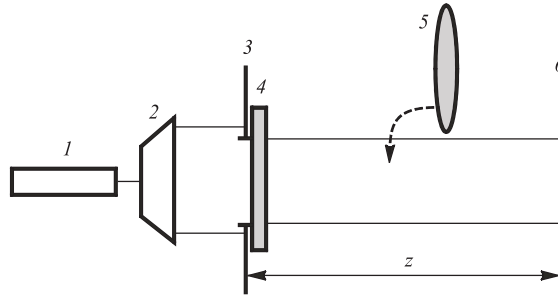


Рис. 19. Оптическая схема эксперимента: *1* — He-Ne-лазер; *2* — коллиматор; *3* — диафрагма; *4* — фазовый ДОЭ; *5* — сферическая линза; *6* — ПЗС-камера

На рис. 20 показаны экспериментальные результаты формирования стабильного бесселевского пучка: $w(r, \phi) = J_{-3}(120,5r) e^{-i3\phi} + J_3(120,5r) e^{i3\phi}$, где *r* — радиальная координата в плоскости ДОЭ (в мм), бинарным ДОЭ (*a*) 2×2 мм и распределения интенсивности на различных расстояниях от плоскости ДОЭ. ДОЭ освещался частью почти плоского пучка диаметром 2 мм, вырезанного диафрагмой *3* (рис. 19) из широкого коллимированного гауссовского пучка. Из рис. 20 видно, что хотя яркость центральной части увеличивается (это связано с фазовым характером ДОЭ), модовый характер пучка, т. е. распространение без изменения структуры сечения пучка, сохраняется вплоть до $z = 80$ мм (рис. 20, *e*). Теоретическое значение $z_{\max} = 83$ мм.

На рис. 21 приведены экспериментальные результаты формирования трехмодового продольно-периодического бесселевского пучка: $w(r, \phi) = J_{-2}(50,44r) e^{-i2\phi} + J_0(83,27r) + J_2(50,44r) e^{i2\phi}$; на рис. 21, *a* показана рассчитанная фаза бинарного ДОЭ, а на рис. 21, *б-е* — экспериментально зафиксированные распределения интенсивности на отрезке оптической оси, равном периоду $z_0 = 20$ мм. Видно, что распределения интенсивности, разделенные расстоянием, равным периоду (см. рис. 21, *б, e*), одинаковые, в то время как в остальных случаях они различны.

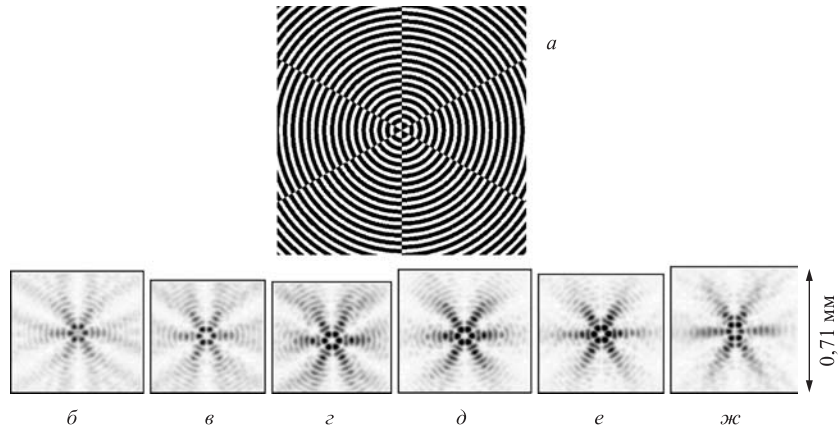


Рис. 20. Фаза ДОЭ (*a*), формирующего двухмодовый стабильный пучок Бесселя, и экспериментально зафиксированные распределения интенсивности на различных расстояниях от плоскости ДОЭ: *б*) 30; *в*) 40; *г*) 50; *д*) 70; *е*) 80; *ж*) 90 мм

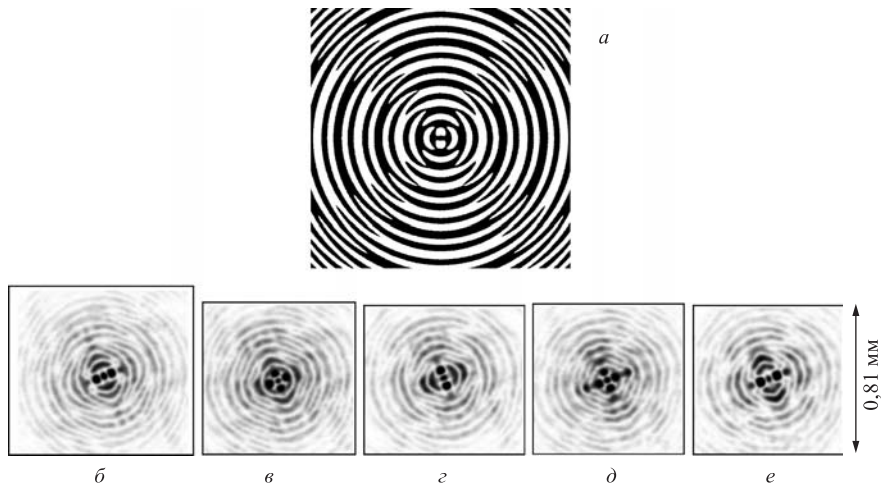


Рис. 21. Фаза ДОЭ (*a*) для трехмодового периодического бesselевского пучка и экспериментальные распределения интенсивности на отрезке оптической оси, равном периоду $z_0 = 20$ мм: *б*) 85; *в*) 90; *г*) 95; *д*) 100; *е*) 105 мм

Вращение поперечного сечения светового бездифракционного пучка Бесселя является частным случаем продольной периодичности и обеспечивается согласованным выбором отличных от нуля слагаемых с разными номерами n и m (см. таблицу).

Вращающиеся пучки Бесселя, у которых при распространении вдоль оптической оси вращается распределение интенсивности в поперечном сечении пучка, можно использовать для вращения микрочастиц с регулируемой скоростью (и меняя направление вращения, перевернув ДОЭ) с помощью линейного смещения источника излучения или фокусирующей линзы. Как правило, до сих пор это делалось более сложным образом, например, с помощью наклона пластин в интерферометре [105] или внесения разности частот в плечи интерферометра [98].

На рис. 22 приведены экспериментальные результаты формирования пятимодового вращающегося бesselовского пучка с номерами (n, m) : $(-2, -8)$, $(-1, -4)$, $(0, 0)$, $(1, 4)$, $(2, 8)$ и периодом вращения $z_0 = 1600$ мм. Интенсивность в сечении такого пучка имеет симметричную структуру и не изменяется при повороте на 90° вокруг оси пучка, т. е. такой пучок будет повторяться через каждые четверть периода $z_0/4$. Полученная амплитудно-фазовая функция пропускания $w(r, \phi) = 3J_{-8}(35, 3r) e^{-i8\phi} + 2J_{-4}(31, 2r) e^{-i4\phi} + J_0(26, 4r) + 2J_4(20, 6r) e^{i4\phi} + 3J_8(12, 1r) e^{i8\phi}$ была закодирована в чисто фазовую методом частичного кодирования [213] при значении порога $\alpha = 0,9$. При кодировании каждый отсчет амплитуды функции $w(r, \phi)$ заменяется на локальную малюго размера (по сравнению с размером ДОЭ) фазовую дифракционную решетку (1–3 периода), которая часть излучения направляет в боковые порядки.

На рис. 22 показаны: фаза кодированного 16-градационного ДОЭ размером 6×6 мм, экспериментально зафиксированные распределения интен-

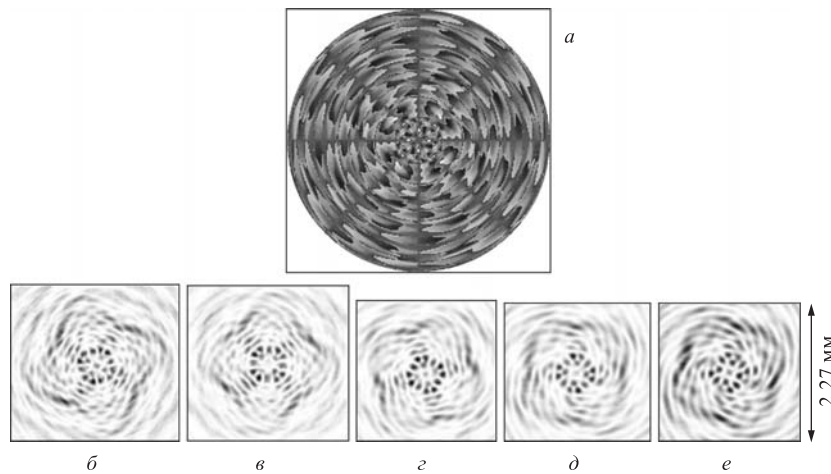


Рис. 22. Кодированная фаза ДОЭ (а) и экспериментально зафиксированные (б–е) распределения интенсивности на отрезке оптической оси, равном четверти периода. Расстояния от плоскости ДОЭ: б) 450; в) 550; г) 675; д) 775; е) 850 мм

сивности пятимодового пучка на отрезке оптической оси, равном четверти периода, $z_0/4 = 400$ мм.

Из рис. 22 видно, что картина поперечного сечения вращается как единое целое и, благодаря симметрии ($T = 4$), повторяется через четверть периода $z_0/4$. Теоретическое расстояние сохранения модовых свойств такого пучка, рассчитанное по формуле (1), равно $z_{\max} = 850$ мм. При этом пучок сохраняет свои модовые свойства вплоть до $z = 875$ мм, хотя начинает формироваться с $z = 325$ мм.

Эксперименты с 16-градационными ДОЭ, формирующими трех- и пятимодовые бесселевские пучки, осуществлены впервые. Эти эксперименты демонстрируют продольную интерференцию трех и пяти конических пучков.

5.3. Гауссовские пучки. Бесселевские функции являются модами свободного пространства. Гауссовские моды — Гаусса–Лагерра (ГЛ) и Гаусса–Эрмита (ГЭ) — являются модами оптического волокна с квадратичной зависимостью показателя преломления [218]. Однако гауссовские моды сохраняют свою структуру и в свободном пространстве, изменяясь лишь масштабно.

Многомодовые гауссовские пучки могут, аналогично бесселевским пучкам, обладать свойствами самовоспроизведения. Нужно заметить, что моды ГЭ не имеют винтовой составляющей $\exp(im\phi)$, поэтому частный случай вращающихся пучков рассматривается только для многомодовых пучков ГЛ.

Нужно также заметить, что для двухмодового пучка с $n' \neq n$, $m' \neq m$ условие вращения выполняется всегда. Методика выбора индексов для су-

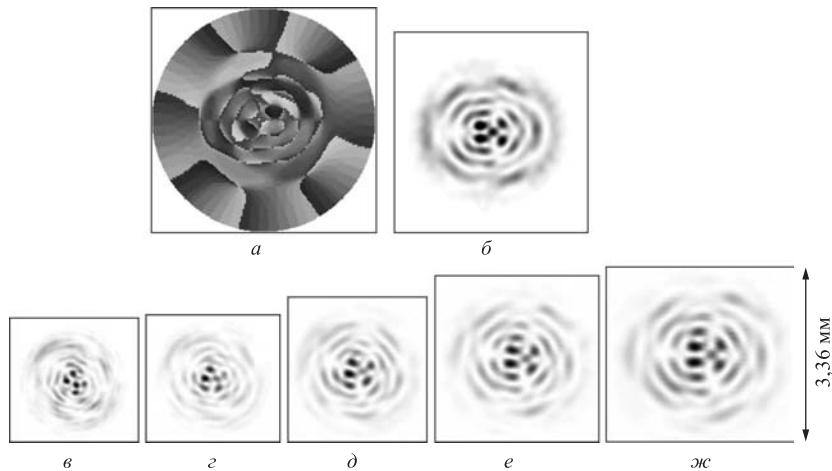


Рис. 23. Экспериментальные результаты формирования 5-модового вращающегося пучка ГЛ: а) фаза ДОЭ; б) рассчитанное распределение интенсивности в фурье-плоскости, экспериментально зафиксированное поперечное сечение пучка на разных расстояниях z : в) 300; з) 400; д) 500; е) 600; ж) 700 мм

щественно многомодовых гауссовских пучков с определенными свойствами подробно рассматривается в [140, 214], и результаты сведены в таблицу. Для проведения экспериментов с гауссовскими пучками использовалась оптическая схема, показанная на рис. 19.

На рис. 23 показаны результаты экспериментального формирования пяти-модового пучка ГЛ с коэффициентами: $C_{2,-2} = -1$, $C_{3,-1} = -1,5$, $C_{4,0} = 1$, $C_{4,2} = 1$, $C_{4,4} = 1,5$. Условие вращения выполняется. Общее число оборотов $N = 0,25$, т. е. картина в сечении пучка повернется на расстоянии от $z = 0$ до $z = \infty$ на 90° .

На рис. 23, *а* показана фаза 16-градационного кодированного ДОЭ, радиус которого $R = 1,5$ мм. На рис. 23, *б* показано рассчитанное распределение интенсивности в дальней зоне, полученное с помощью преобразования Фурье. На рис. 23, *в–ж* приведены экспериментально зафиксированные с помощью ПЗС-камеры распределения интенсивности в поперечном сечении пучка на различных расстояниях от плоскости ДОЭ, освещенного коллимированным излучением He-Ne-лазера (участком плоской волны диаметром 6 мм).

Из рис. 23 видно, что картина поперечного сечения 5-модового пучка ГЛ вращается как единое целое с замедлением скорости вращения. Видно, что на расстоянии $z = 300$ мм (рис. 23, *в*) из-за фазового характера ДОЭ пучок еще не полностью сформировался. Среднеквадратичное отклонение экспериментальных результатов от теоретических на отрезке оптической оси от 600 до 700 мм составило не более 18 %.

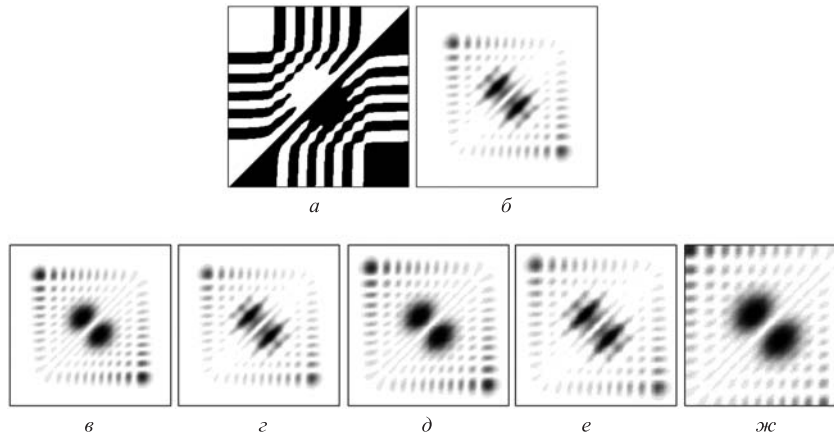


Рис. 24. Бинарная фаза (*а*) (белый — 0, черный — π) и интенсивность (*б*) в плоскости $z = 0$; распределения интенсивности на плоскостях z : *в*) 12; *г*) 16,24; *д*) 30,63; *е*) 36,33; *ж*) 58,53 мм

На рис. 24 показана бинарная фаза (*a*) и интенсивность (*b*) в плоскости $z = 0$ (размер соответствует размеру апертуры 1 мм), рассчитанные для 4-модового пучка ГЭ $(0, 1) + (1, 0) + (10, 11) + (11, 10)$. На рис. 24, *b–e* показаны распределения интенсивности на разных расстояниях (размер каждого кадра равен 0,97 мм). Из рис. 24 видно, что картины интенсивности при $z = 0$ (*b*), 16,24 (*c*) и 36,33 мм (*e*) совпадают с точностью до масштаба. Такое же совпадение наблюдается для расстояний $z = 12$ (*в*), 30,63 (*d*) и 58,53 мм (*ж*).

Эксперимент по формированию 5-модового вращающегося пучка ГЛ с помощью 16-градационного ДОЭ осуществлен впервые.

5.4. Одновременное формирование нескольких самовоспроизводящихся лазерных пучков в различных дифракционных порядках. ДОЭ, формирующие несколько модовых пучков в разных дифракционных порядках, применяются как пространственные фильтры для анализа поперечного модового состава света и для одновременного ввода света в набор волокон [219].

Простейшим примером многопорядкового ДОЭ могут служить одномерные или двумерные дифракционные решетки, которые мультиплицируют или разделяют падающий световой пучок на $N \times M$ таких же световых пучков (дифракционных порядков), распространяющихся под разными углами к оптической оси. В фокальной плоскости линзы дифракционная решетка формирует $N \times M$ -матрицу световых пятен (распределение интенсивности в этих пятнах можно регулировать с помощью выбора функции одного периода дифракционной решетки). Дифракционные решетки используются для одновременного захвата $N \times M$ частиц [158, 159, 161].

Далее рассматриваются многопорядковые ДОЭ, которые являются обобщением двумерных дифракционных решеток и позволяют в каждом из $N \times M$ порядков сформировать различные картины дифракции и управлять захваченными частицами независимо. Например, в разных порядках дифракции можно сформировать пучки с разными орбитальными угловыми моментами, тогда захваченные частицы будут вращаться одновременно, но с разными угловыми скоростями.

Если ДОЭ, у которого функция пропускания представлена в виде линейной комбинации ограниченного числа базисных функций $\Psi_{nm}(x, y)$ из (1), (2), (7) с различными несущими пространственными частотами

$$\tau(x, y) = \sum_{n=0}^N \sum_{m=0}^M \Psi_{nm}^*(x, y) \exp [i(\alpha_{nm}x + \beta_{nm}y)], \quad (10)$$

совмещен со сферической линзой и освещен световой волной $w(x, y)$, то интенсивность света в заранее заданных точках фокальной плоскости, координаты которых пропорциональны пространственным частотам $(\alpha_{nm}, \beta_{nm})$,

будет пропорциональна квадратам модулей коэффициентов разложения w_{nm} светового поля по этому базису

$$w(x, y) = \sum_{n=0}^N \sum_{m=0}^M w_{nm} \Psi_{nm}(x, y). \quad (11)$$

Если же ДОЭ с пропусканием (10) осветить плоской световой волной и если функции $\Psi_{nm}(x, y)$ фурье-инвариантны, то в фокальной плоскости линзы будут зарегистрированы дифракционные порядки, интенсивность которых пропорциональна интенсивности базисных функций $|\Psi_{nm}(x, y)|^2$.

Моды Гаусса–Эрмита в разных дифракционных порядках. На рис. 25, а показана фаза 25-канального (25 дифракционных порядков, распространяющихся под малыми углами к оптической оси) 16-уровневого ДОЭ для оптического разложения световых полей по модам ГЭ, $n, m = 0, 4$.

На рис. 25, б приведено экспериментально зарегистрированное распределение интенсивности в фокальной плоскости сферической линзы при освещении ДОЭ коллимированным пучком He-Ne-лазера.

С помощью многоканальных (или многопорядковых) ДОЭ, согласованных с базисом мод ГЭ, можно осуществить эксперимент по селекции (выделению) отдельных мод из многомодового пучка.

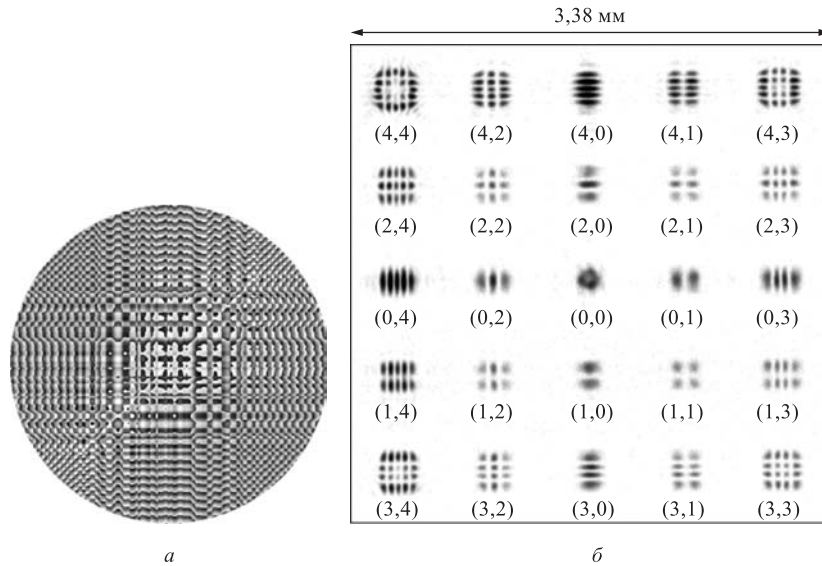


Рис. 25. Фаза 25-канального ДОЭ (а), согласованного с модами ГЭ, и экспериментально зарегистрированное распределение интенсивности в спектральной плоскости (б) при освещении ДОЭ коллимированным пучком лазера

Оптическая схема эксперимента приведена на рис. 26. Пучок He-Ne-лазера 1 после коллиматора 2 и диафрагмы 3 падает на фазовый многоканальный ДОЭ 4, который формирует несколько дифракционных порядков. На расстоянии d_1 от плоскости ДОЭ 4 желаемый дифракционный порядок выделялся с помощью диафрагмы 5. Расстояние d_1 выбирается так, чтобы в плоскости 5 дифракционные порядки достаточно разошлись и не перекрывали друг друга. Затем выбранный порядок проходит еще расстояние d_2 и попадает на второй фазовый многоканальный ДОЭ 6, который используется как согласованный пространственный фильтр и находится на расстоянии d_3 перед сферической линзой 7 с фокусным расстоянием f . Для регистрации интенсивности пространственного спектра в плоскости 8 можно выбирать расстояние $d_3 \neq f$ между ДОЭ 6 и линзой 7 произвольно. Распределение интенсивности в задней фокальной плоскости линзы 7 фиксировалось с помощью ПЗС-камеры 8, соединенной с компьютером.

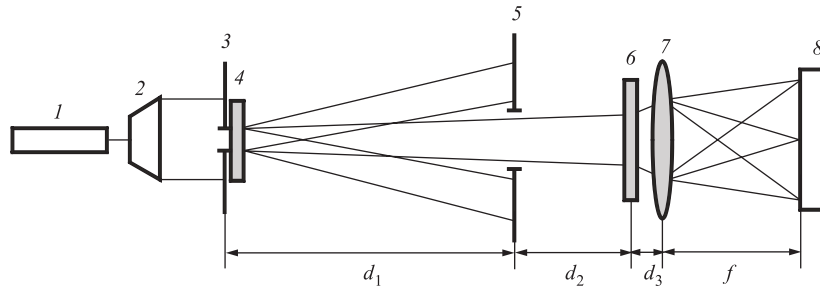


Рис. 26. Оптическая схема эксперимента с двумя многоканальными ДОЭ, согласованными с модами ГЭ

С помощью различных ДОЭ, помещаемых в позицию 4, формировались световые поля, являющиеся композицией мод ГЭ с индексами (n, m) : $(0, 1)$ (рис. 27, а), $(2, 4)$ (рис. 27, б), $(0, 0) + (2, 2) + (4, 4)$ (рис. 27, в). Затем сформированные световые пучки попадали на многоканальный ДОЭ (см. рис. 25, а), установленный в позиции 6.

На рис. 27, г приведены результаты оптического разложения для светового пучка, эффективно состоящего из моды ГЭ $(0, 1)$. При этом в фокальной плоскости линзы возникает максимум интенсивности в центре соответствующего дифракционного порядка, а в центрах других дифракционных порядков наблюдается нулевая интенсивность. На рис. 27, д хорошо виден максимум интенсивности, соответствующий моде $(2, 4)$. Причем этот максимум более мощный (отношение величины максимума к средней интенсивности фона составило $S/N = 60$), чем в случае моды $(0, 1)$ (в этом случае $S/N = 47$).

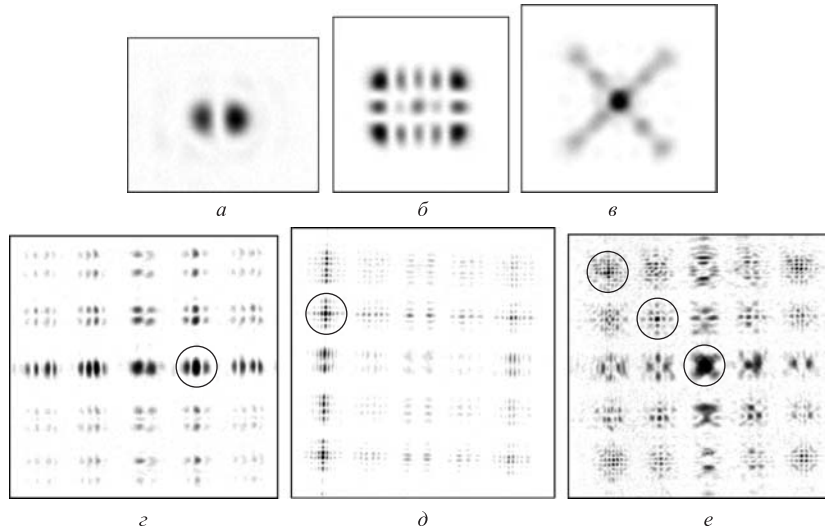


Рис. 27. Результаты экспериментов по оптическому разложению световых полей с помощью 25-канального ДОЭ, согласованного с модами ГЭ. Расположение отдельных мод с разными номерами в плоскости регистрации даны на рис. 25. Максимальные значения интенсивности обведены кружком

На рис. 27, *e* показаны результаты оптического разложения трехмодового пучка ГЭ $(0, 0) + (2, 2) + (4, 4)$. Присутствуют все три максимума в соответствующих порядках дифракции.

Эксперименты по селекции мод ГЭ с помощью 25-порядкового ДОЭ проведены впервые.

Многомодовые пучки в разных дифракционных порядках. Чем больше членов участвует в линейной комбинации (2), т. е. чем больше степеней свободы, которыми являются аргументы ненулевых коэффициентов композиции, тем лучше сходится итерационный процесс расчета ДОЭ. Увеличить число степеней свободы многоканального ДОЭ можно за счет увеличения либо числа каналов, либо количества мод в каждом полезном дифракционном порядке.

Первый путь имеет ограничения, связанные с уменьшением зон микро-рельефа при увеличении несущих частот для разделения большего числа каналов. Второй путь свободен от этого недостатка и позволяет не только улучшить сходимость итерационного процесса расчета ДОЭ, но и расширяет множество формируемых пучков. Так, при формировании в каждом дифракционном порядке многоканального фазового ДОЭ не одномодового, а многомодового пучка можно воспользоваться всеми результатами, полученными для самовоспроизводящихся суперпозиций, и управлять свойствами сразу нескольких пучков.

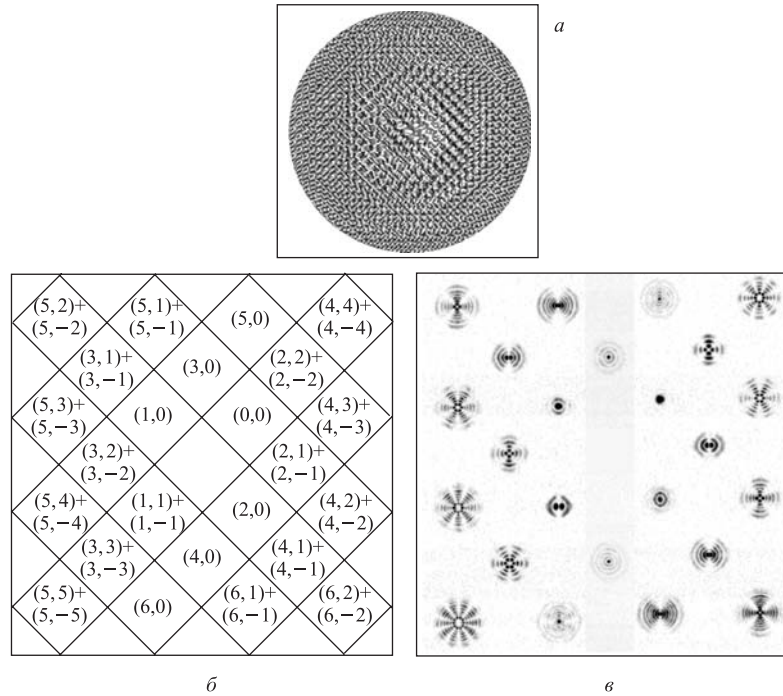


Рис. 28. Фаза ДОЭ (а), схема соответствия дифракционных порядков номерам мод в группах (б) и экспериментальные результаты по формированию 24-модовых групп ГЛ (в)

Нужно заметить, что группа гауссовских мод, удовлетворяющая условию равенства фазовых скоростей, также будет являться модой, так как такая группа обладает всеми свойствами отдельной гауссовской моды: ортогональность, инвариантность к оператору распространения и преобразованию Фурье.

Наиболее простой модой гауссовской группы является сумма двух мод с взаимно противоположными угловыми гармониками $\exp(\pm i|m|\phi)$.

На рис. 28 показаны экспериментальные результаты по формированию 24 многомодовых пучков ГЛ в различных дифракционных порядках с помощью 16-градационного фазового ДОЭ. Эти пучки представляют собой модовые группы ГЛ с номерами $(n, \pm|m|)$: $(0, 0)$, $(1, 0)$, $(1, 1) + (1, -1)$, $(2, 0)$, $(2, 1) + (2, -1)$, $(2, 2) + (2, -2)$, $(3, 0)$, $(3, 1) + (3, -1)$, $(3, 2) + (3, -2)$, $(3, 3) + (3, -3)$, $(4, 0)$, $(4, 1) + (4, -1)$, $(4, 2) + (4, -2)$, $(4, 3) + (4, -3)$, $(4, 4) + (4, -4)$, $(5, 0)$, $(5, 1) + (5, -1)$, $(5, 2) + (5, -2)$, $(5, 3) + (5, -3)$, $(5, 4) + (5, -4)$, $(5, 5) + (5, -5)$, $(6, 0)$, $(6, 1) + (6, -1)$, $(6, 2) + (6, -2)$.

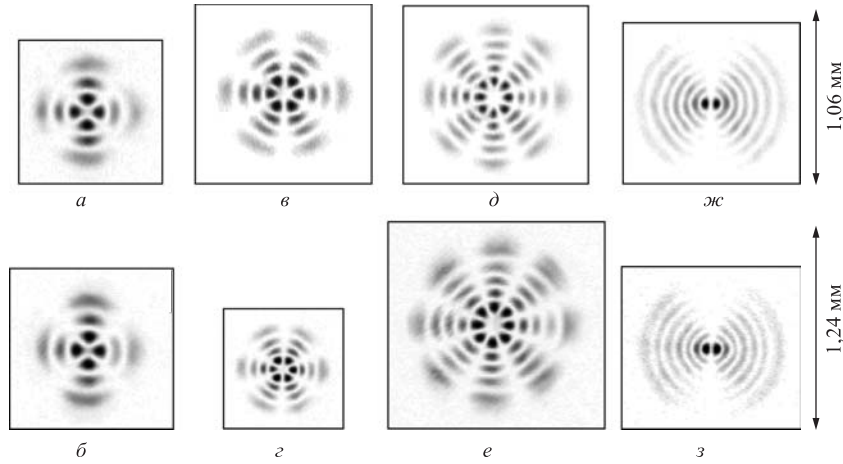


Рис. 29. Дифракционные порядки, соответствующие модовым группам: а) $(2, 2) + (2, -2)$, в) $(3, 3) + (3, -3)$, д) $(4, 4) + (4, -4)$, ж) $(6, 1) + (6, -1)$ в 24-канальном ДОЭ, и их фурье-спектры (б, г, е, з)

На рис. 29, а, в, д, ж показаны более крупным планом экспериментально зарегистрированные порядки 24-канального ДОЭ, соответствующие модовым группам $(2, 2) + (2, -2)$, $(3, 3) + (3, -3)$, $(4, 4) + (4, -4)$, $(6, 1) + (6, -1)$. Для подтверждения модового характера сформированных пучков с помощью диафрагмы выделялся один из дифракционных порядков и пропускался через еще одну линзу. Картины после второго фурье-каскада приведены на рис. 29, б, г, е, з соответственно. Видно, что сформированные пучки сохраняют свою структуру (геометрическое отклонение не выше 3%), демонстрируя модовые свойства инвариантности к оператору распространения и преобразованию Фурье.

5.5. Обнаружение угловых гармоник. Комплексную амплитуду произвольного светового поля можно разложить в цилиндрических координатах по угловым гармоникам. Угловая гармоника (УГ) $\exp(im\phi)$ — это комплексная экспонента, аргумент которой линейно зависит от полярного угла ϕ , причем коэффициент пропорциональности — целое число m — номер УГ.

УГ описывает сингулярность фазы волнового фронта, так как при обходе вокруг центра полярной системы координат фаза приобретает набег, равный $2\pi m$. УГ производились с помощью различных оптических элементов [105, 132, 220, 221]: цифровых голограмм, амплитудных дифракционных решеток и фазовых ДОЭ, а также в составе мод Бесселя и ГЛ на выходе резонатора лазера, в составе квазимодовых пучков. Линейные комбинации из УГ

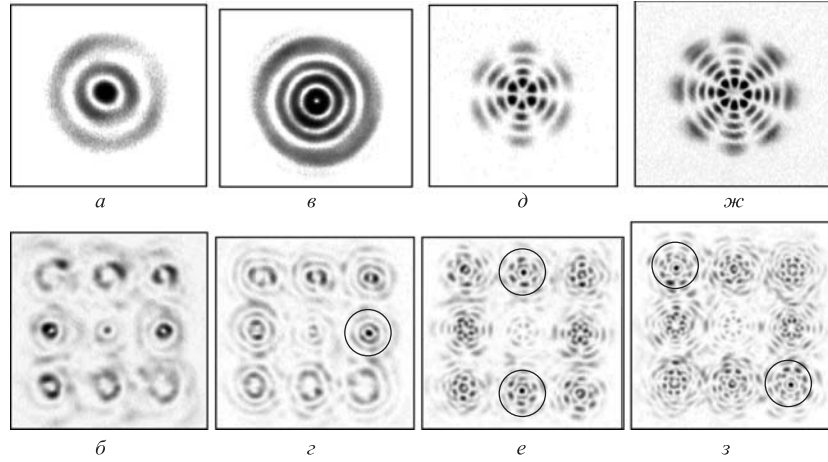


Рис. 30. Результат эксперимента по селекции УГ (б, г, е, з) для соответствующих пучков ГЛ с номерами мод (n, m) : а) $(2, 0)$; б) $(3, 1)$; в) $(3, -3) + (3, 3)$; ж) $(4, -4) + (4, 4)$. Кругами указаны максимумы интенсивности, которые возникают в местах, соответствующих определенным угловым гармоникам

формировались с помощью амплитудных и фазовых ДОЭ для демонстрации эффектов вращения световых пучков [139, 140, 220].

Оптическое разложение светового поля по ортогональному базису, согласованному с модами ГЛ и Бесселя, рассматривалось в [222].

В данном разделе обсуждаются результаты эксперимента по селекции с помощью фазовых ДОЭ, согласованных с УГ, входящих в состав модовых лазерных пучков ГЛ. В [223] задача селекции решалась с помощью амплитудного трехканального фильтра, представлявшего собой дифракционную решетку со сбоем и выделявшего УГ ± 1 -го порядков. В данном разделе рассмотрен эксперимент с бинарным фазовым 8-канальным ДОЭ, который обнаруживает УГ с номерами $\pm 1, \pm 2, \pm 3, \pm 4$.

УГ являются собственными функциями оператора углового момента $M = \partial/(\partial\phi)$ и образуют ортонормированный базис

$$\Psi_m(\phi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp(im\phi). \quad (12)$$

Пропускание многоканального ДОЭ, осуществляющего оптическое разложение светового поля (10) по базису УГ, выражается формулой

$$\tau(r, \phi) = \sum_{m=-M}^M C_m \exp \left[-im\phi + i \frac{2\pi}{\lambda f} r \rho_m \cos(\phi - \theta_m) \right], \quad (13)$$

где f — фокусное расстояние линзы, выполняющей фурье-преобразование; C_m — произвольно заданные коэффициенты; $|\tau(r, \phi)| \leq 1$.

На рис. 30 показаны результаты эксперимента по селекции УГ мод ГЛ: распределение интенсивности в фурье-плоскости (рис. 30, б, г, е, з) при освещении ДОЭ б (рис. 2б) пучками ГЛ с номерами мод (n, m) : $(2, 0)$ (рис. 30, а); $(3, 1)$ (рис. 30, в); $(3, -3) + (3, 3)$ (рис. 30, д); $(4, -4) + (4, 4)$ (рис. 30, ж). Моды ГЛ формировались с помощью ДОЭ, показанного на рис. 28, а.

На рис. 30, б, г, е, з видно, что в центральных точках соответствующих порядков имеет место максимум интенсивности, который является откликом на соответствующую УГ независимо от типа и масштаба светового поля. На рис. 30, б максимум только в центральном порядке фурье-плоскости, так как мода $(2, 0)$ не несет угловую гармонику.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В обзоре рассмотрено перспективное направление лазерной оптики — оптическое манипулирование микрочастицами. Объект манипуляции может иметь различную природу: коллоидная частица, молекула, атом, клетка, вирус, деталь микромеханизма и др. Формирование световых пучков для манипулирования микрообъектами наиболее эффективно производится в рамках дифракционной оптики. Детальное описание взаимодействия излучения с микрообъектом возможно в рамках квантовой или классической электродинамики.

Из обзора следует, что за последние 30 лет удалось продемонстрировать разнообразные возможности манипулирования микрообъектами с помощью лазерного излучения. При этом использовался почти весь спектр существующих лазеров (от синего до ближнего инфракрасного света) с диапазоном мощности от десятков милливатт до единиц ватт. Как правило, используется непрерывное излучение лазеров. Класс манипулируемых частиц также достаточно широк: от отдельных атомов (например, рубидия) до диэлектрических и металлических микрочастиц размером от десятых долей до сотен мкм. Причем оптический захват может быть осуществлен как для частиц с показателем преломления большим, чем у окружающей среды, так и для менее плотных, чем среда, частиц.

При манипулировании микрочастицами используется весь арсенал оптических средств: линзы и зеркала для фокусировки лазерных пучков; интерферометры для образования и вращения сложных интерференционных картин; голограммы и дифракционные оптические элементы для формирования практически любых дифракционных картин и лазерных пучков с заданными свойствами.

Во второй части обзора приведены новейшие достижения в дифракционной оптике, показывающие возможность с высоким качеством формировать лазерные пучки с различными свойствами самовоспроизведения (стабильные, продольно-периодические, вращающиеся, многопорядковые), которые расширяют набор средств для манипулирования микрообъектами.

Благодарности. Написание данной работы стимулировано обсуждением доклада «Компьютерная оптика в работах профессора И. Н. Сисакяна» на семинаре в Объединенном институте ядерных исследований в ноябре 2002 г., за что авторы благодарят участников этого семинара.

Работа выполнена при финансовой поддержке российско-американской программы «Фундаментальные исследования и высшее образование» (BRNE) и грантов президента РФ МД-209.2003.01 и НШ-1007.2003.1.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Лебедев П. Н.* Максвелло-бартолиевские силы давления лучистой энергии // Журн. Русск. Физ.-Хим. О-ва. 1900. Т. 32, вып. 8. С. 211.
2. *Kerker M.* The Scattering of Light and Other Electromagnetic Radiation. N. Y.: Academic, 1969.
3. *Ashkin A. et al.* Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles // Opt. Lett. 1986. V. 11, No. 5. P. 288–290.
4. *Svoboda K., Block S. M.* Optical trapping of metallic Rayleigh particles // Opt. Lett. 1994. V. 19, No. 13. P. 930–932.
5. *Allen L., Eberly J. H.* Optical Resonance and Two-Level Atoms. N. Y.: Dover, 1987.
6. *Harada Y., Asakura T.* Radiation forces on a dielectric sphere in the Rayleigh scattering regime // Opt. Commun. 1996. V. 124. P. 529–541.
7. *Moothoo D. N. et al.* Beth's experiment using optical tweezers // Am. J. Phys. 2001. V. 69, No. 3. P. 271–276.
8. *Malagnino N. et al.* Measurements of trapping efficiency and stiffness in optical tweezers // Opt. Commun. 2002. V. 214. P. 15–24.
9. *Maheu B., Gouesbet G., Grehan G.* A concise presentation of the generalized Lorenz–Mie theory for arbitrary location of the scatterer in an arbitrary incident profile // J. Opt. (Paris). 1988. V. 19, No. 2. P. 59–67.
10. *Ren K. F., Grehan G., Gouesbet G.* Prediction of the reverse radiation pressure by generalized Lorenz–Mie theory // Appl. Opt. 1996. V. 35. P. 2702–2710.
11. *Wohland T., Rosin A., Stelzer E. H. K.* Theoretical determination of the influence of the polarization on forces exerted by optical tweezers // Optik. 1996. V. 102, No. 4. P. 181–190.
12. *Nieminen T. A., Rubinsztein-Dunlop H., Heckenberg N. R.* Calculation and optical measurement of laser trapping forces on non-spherical particles // J. Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer. 2001. V. 70. P. 627–637.
13. *Делоне Н. Б., Крайнов В. П.* Основы нелинейной оптики атомарных газов. М.: Наука, 1986.
14. *Крайнов В. П.* Ориентация и фокусировка молекул полем лазерного излучения // Соросовский образовательный журн. 2000. Т. 6, № 4. С. 90–95.

15. Ashkin A., Dziedzic J.M. Radiation pressure on free liquid surface // *Phys. Rev. Lett.* 1973. V. 30, No. 4. P. 139–142.
16. Ashkin A., Dziedzic J.M., Smith P.W. Continuous-wave self-focusing and self-trapping of light in artificial Kerr media // *Opt. Lett.* 1982. V. 7, No. 6. P. 276–278.
17. Микаэлян А.Л. Применение слоистой среды для фокусировки волн // Докл. АН СССР. 1951. Т. LXXXI. С. 569–571.
18. Ashkin A. Atomic-beam deflection by resonance-radiation pressure // *Phys. Rev. Lett.* 1970. V. 25, No. 19. P. 1321–1324.
19. Hänsch T.W., Schawlow A.L. Cooling of gases by laser radiation // *Opt. Commun.* 1975. V. 13, No. 1. P. 68–69.
20. Askaryan G.A. Effects of the gradient of a strong electromagnetic beam on electrons and atoms // *Sov. Phys. JETP.* 1962. V. 15. P. 1088–1090.
21. Letokhov V.S., Minogin V.G., Pavlik B.D. Cooling and trapping of atoms and molecules by resonant laser field // *Opt. Commun.* 1976. V. 19, No. 1. P. 72–75.
22. Ashkin A. Trappings of atoms by resonance radiation pressure // *Phys. Rev. Lett.* 1978. V. 40. P. 729–732.
23. Loudon R. *The Quantum Theory of Light.* Oxford: Oxford Univ. Press, 1973. Chap. 4.
24. Klimov V.V., Letokhov L.S. Increase of spontaneous quadrupole transition rate in the vicinity of a dielectric microsphere // *Opt. Commun.* 1996. V. 122. P. 155–162.
25. Letokhov V.S. Narrowing of the Doppler width in a standing light wave // *JETP Lett.* 1968. V. 7. P. 272–274.
26. Letokhov V.S., Minogin V.G., Pavlik B.D. Cooling and capture of atoms and molecules by a resonant light field // *Sov. Phys. JETP.* 1977. V. 5, No. 4. P. 698–705.
27. Letokhov V.S., Minogin V.G. Trapping and storage of atoms in laser field // *Appl. Phys.* 1978. V. 17. P. 99–103.
28. Miller J.D., Cline R.A., Heinzen D.J. Far-off-resonance optical trapping of atoms // *Phys. Rev.* 1993. V. 47. P. 4567–4570.
29. Ashkin A., Gordon J.P. Cooling and trapping of atoms by resonance radiation pressure // *Opt. Lett.* 1979. V. 4, No. 6. P. 161–163.
30. Bjorkholm J.E. et al. Observation of focusing of neutral atoms by the dipole forces of resonance-radiation pressure // *Phys. Rev. Lett.* 1978. V. 41, No. 20. P. 1361–1364.
31. Gordon J.P., Ashkin A. Motion of atoms in a radiation trap // *Phys. Rev.* 1980. V. 21, No. 5. P. 1606–1617.
32. Chu S. et al. Experimental observation of optically trapped atoms // *Phys. Rev. Lett.* 1986. V. 57, No. 3. P. 314–317.
33. Bjorkholm J.E. et al. Experimental observation of the influence of the quantum fluctuations of resonance-radiation pressure // *Opt. Lett.* 1980. V. 5, No. 3. P. 111–210.
34. Subbotin M.V. et al. Laser controlled atom waveguide as a source of ultracold atoms // *Opt. Commun.* 1997. V. 139. P. 107–116.
35. Ito H. et al. Evanescent-light induced atom-guidance using a hollow optical fiber with light coupled sideways // *Ibid.* V. 141. P. 43–47.
36. Torii Y. et al. Pulsed polarization gradient cooling in an optical dipole trap with a Laguerre-Gaussian laser beam // *Eur. Phys. J.* 1998. V. 1. P. 239–242.

37. *Minogin V. G., Javanainen J.* A tetrahedral light pressure trap for atoms // *Opt. Commun.* 1982. V. 43, No. 2. P. 119–122.
38. *Minogin V. G., Letokhov V. S.* *Laser Light Pressure on Atoms.* N. Y.: Gordon and Breach Science Publ., 1987.
39. *Balykin V. I. et al.* Channeling of atoms in standing spherical light wave // *Opt. Lett.* 1988. V. 13, No. 11. P. 958–960.
40. *Klimov V. V., Letokhov L. S.* New atom trap configuration in the near field of laser radiation // *Opt. Commun.* 1995. V. 121. P. 130–136.
41. *O'Hara K. M. et al.* Ultrastable CO₂ laser trapping of lithium fermions // *Phys. Rev. Lett.* 1999. V. 82, No. 21. P. 4204–4207.
42. *Rhodes D. P. et al.* Guiding a cold atomic beam along a co-propagating and oblique hollow light guide // *Opt. Commun.* 2002. V. 214. P. 247–254.
43. *Ertmer W., Birkl G.* Atoms controlled at the quantum limit: manipulation of atoms with laser light // *Europhys. News.* 1998. July/August. P. 137–138.
44. *Kazantsev A. P.* Acceleration of atoms by a resonance field // *Sov. Phys. JETP.* 1973. V. 36. P. 861–867.
45. *Kazantsev A. P.* Acceleration of atoms by light // *Sov. Phys. JETP.* 1974. V. 39. P. 784–798.
46. *Birkl G. et al.* Atom optics with microfabricated optical elements // *Opt. Commun.* 2001. V. 191. P. 67–81.
47. *Noh H. R., Jhe W.* Atom optics with hollow optical systems // *Phys. Rep.* 2002. V. 372. P. 269–317.
48. *Adams C. S., Carnal O., Mlynek J.* Advances in atomic, molecular and optical physics // *Opt. Phys.* 1994. V. 34. P. 1.
49. *Wiseman H. M., Collett M. J.* An atom laser based on dark-state cooling // *Phys. Lett.* 1995. V. 202, No. 4. P. 246–252.
50. *Boiron D. et al.* Cold and dense cesium clouds in far-detuned dipole traps // *Phys. Rev.* 1998. V. 57. P. 4106–4109.
51. *Ozeri R., Khaykovich L., Davidson N.* Long spin relaxation times in a single-beam blue-detuned optical trap // *Phys. Rev.* 1999. V. 59, No. 3. P. 750–753.
52. *Schiffer M. et al.* Guiding, focusing, and cooling of atoms in a strong dipole potential // *Appl. Phys.* 1998. V. 67. P. 705–708.
53. *Bongs K. et al.* Waveguide for Bose–Einstein condensates // *Phys. Rev.* 2001. V. 63. P. 531–602.
54. *Burns M. M., Fournier J. M., Golovchenko J. A.* Optical binding // *Phys. Rev. Lett.* 1989. V. 63. P. 1233–1236.
55. *Burns M. M., Fournier J. M., Golovchenko J. A.* Optical matter: crystallization and binding in intense optical fields // *Science.* 1990. V. 249. P. 749–754.
56. *Korda P., Spalding G. C., Grier D.* Evolution of a colloidal critical state in an optical pinning potential landscape // *Phys. Rev.* 2002. V. 66. P. 024504.
57. *Tatarkova S. A., Carruthers A. E., Dholakia K.* One-dimensional optically bound arrays of microscopic particles // *Phys. Rev. Lett.* 2002. V. 89, No. 28. P. 283901.
58. *Ashkin A.* Acceleration and trapping of particles by radiation pressure // *Phys. Rev. Lett.* 1970. V. 24, No. 4. P. 156–159.
59. *Ashkin A., Dziedzic J. M.* Observation of resonances in the radiation pressure on dielectric spheres // *Phys. Rev. Lett.* 1977. V. 38, No. 23. P. 1351–1354.

60. Ashkin A., Gordon J.P. Stability of radiation-pressure particle traps: an optical Earnshaw theorem // *Opt. Lett.* 1983. V. 8, No. 10. P. 511–513.
61. Ashkin A. Stable radiation-pressure particle traps using alternating light beams // *Opt. Lett.* 1984. V. 9, No. 10. P. 454–456.
62. Ashkin A., Dziedzic J.M. Observation of radiation-pressure trapping of particles by alternating light beams // *Phys. Rev. Lett.* 1985. V. 54, No. 12. P. 1245–1248.
63. Ashkin A., Dziedzic J.M. Optical levitation by radiation pressure // *Appl. Phys. Lett.* 1971. V. 19. P. 283–285.
64. Ghislain L.P., Webb W.W. Scanning-force microscope based on an optical trap // *Opt. Lett.* 1993. V. 18. P. 1678–1680.
65. Zemanek P. *et al.* Optical trapping of Rayleigh particles using a Gaussian standing wave // *Opt. Commun.* 1998. V. 151. P. 273–285.
66. Freegarde T.G.M., Walz J., Hansch T.W. Confinement and manipulation of atoms using short laser pulses // *Opt. Commun.* 1995. V. 117. P. 262–267.
67. Higurashi E., Ohguchi O., Ukita H. Optical trapping of low-refractive-index microfabricated objects using radiation pressure exerted on their inner walls // *Opt. Lett.* 1995. V. 20, No. 19. P. 1931–1933.
68. Fällman E., Axner O. Design for fully steerable dual-trap optical tweezers // *Appl. Opt.* 1997. V. 36. P. 2107.
69. Simmons R.M. *et al.* Quantitative measurements of force and displacement using an optical trap // *Biophys. J.* 1996. V. 70, No. 4. P. 1813–1822.
70. He H. *et al.* Direct observation of transfer of angular momentum to absorptive particles from a laser beam with a phase singularity // *Phys. Rev. Lett.* 1995. V. 75, No. 5. P. 826–829.
71. He H., Heckenberg N.R., Rubinsztein-Dunlop H. Optical particle trapping with higher order doughnut beams produced using high efficiency computer generated phase holograms // *J. Mod. Opt.* 1995. V. 42, No. 1. P. 217–223.
72. Gahagan K.T., Swartzlander G.A. Optical vortex trapping of particles // *Opt. Lett.* 1996. V. 21, No. 11. P. 827–829.
73. Kuga T. *et al.* Novel optical trap of atoms with a doughnut beam // *Phys. Rev. Lett.* 1997. V. 78. P. 4713–4716.
74. Manek I., Ovchinnikov Yu.B., Grimm R. Generation of a hollow laser beam for atom trapping using an axicon // *Opt. Commun.* 1998. V. 147. P. 67–70.
75. Arlt J., Kuhn R., Dholakia K. Spatial transformation of Laguerre–Gaussian laser modes // *J. Mod. Opt.* 2001. V. 48, No. 5. P. 783–787.
76. Wright E.M., Arlt J., Dholakia K. Toroidal optical dipole traps for atomic Bose–Einstein condensates using Laguerre–Gaussian beams // *Phys. Rev.* 2000. V. 63. P. 013608.
77. Herman R.M., Wiggins T.A. Production and uses of diffractionless beams // *J. Opt. Soc. Am.* 1991. V. 8. P. 932–942.
78. Wang X., Littman M.G. Laser cavity for generation of variable-radius rings of light // *Opt. Lett.* 1993. V. 18, No. 10. P. 767.
79. Lee H.S. *et al.* Holographic nondiverging hollow beam // *Phys. Rev.* 1994. V. 49. P. 4922–4927.
80. Khonina S.N. *et al.* The phase rotor filter // *J. Mod. Opt.* 1992. V. 39, No. 5. P. 1147–1154.
81. Khonina S.N. *et al.* Trochoson // *Opt. Commun.* 1992. V. 91, No. 3–4. P. 158–162.

82. *Paterson C., Smith R.* Higher-order Bessel waves produced by axicon-type computer-generated holograms // *Opt. Commun.* 1996. V. 124, No. 1–2. P. 121–130.
83. *Tikhonenko V., Akhmediev N. N.* Excitation of vortex solitons in a Gaussian beam configuration // *Ibid.* V. 126, No. 1–2. P. 108–112.
84. *Renn M. J. et al.* Laser-guided atoms in hollow-core optical fibers // *Phys. Rev. Lett.* 1995. V. 75. P. 3253–3256.
85. *Ito H. et al.* Optical potential for atom guidance in a cylindrical-core hollow fiber // *Opt. Commun.* 1995. V. 115. P. 57–64.
86. *Yin J. et al.* Optical potential for atom guidance in a dark hollow laser beam // *J. Opt. Soc. Am.* 1998. V. 15, No. 1. P. 25–33.
87. *Won C. et al.* Near-field diffraction by a hollow-core optical fiber // *Opt. Commun.* 1999. V. 161. P. 25–30.
88. *Arlt J., Hitomi T., Dholakia K.* Atom guiding along Laguerre–Gaussian and Bessel light beams // *Appl. Phys.* 2000. V. 71. P. 549–554.
89. *Arlt J., Padgett M. J.* Generation of a beam with a dark focus surrounded by regions of higher intensity: the optical bottle beam // *Opt. Lett.* 2000. V. 25, No. 4. P. 191–193.
90. *Freearde T., Dholakia K.* Cavity-enhanced optical bottle beam as a mechanical amplifier // *Phys. Rev.* 2002. V. 66. P. 013413.
91. *Herman R. M., Wiggins T. A.* Hollow beams of simple polarization for trapping and storing atoms // *J. Opt. Soc. Am.* 2002. V. 19, No. 1. P. 116–121.
92. *Gauthier R. C. et al.* Optical selection, manipulation, trapping, and activation of a microgear structure for applications in micro-optical-electromechanical systems // *Appl. Opt.* 2001. V. 40, No. 6. P. 930–937.
93. *Friese M. E. J. et al.* Optically driven micromachine elements // *Appl. Phys. Lett.* 2001. V. 78, No. 4. P. 547–549.
94. *Higurashi E. et al.* Optically induced rotation of anisotropic micro-objects fabricated by surface micromachining // *Appl. Phys. Lett.* 1994. V. 64, No. 17. P. 2209–2210.
95. *Galajda P., Ormos P.* Complex micromachines produced and driven by light // *Appl. Phys. Lett.* 2001. V. 78. P. 249–251.
96. *Sato S., Ishigure M., Inaba H.* Optical trapping and rotational manipulation of microscopic particles and biological cells using higher-order mode Nd:YAG laser beams // *Electron. Lett.* 1991. V. 27, No. 20. P. 1831–1832.
97. *Beth R. A.* Mechanical detection and measurement of the angular momentum of light // *Phys. Rev.* 1936. V. 50. P. 115–125.
98. *Bretenaker F., Le Floch A.* Energy exchange between a rotating retardation plate and a laser beam // *Phys. Rev. Lett.* 1990. V. 65, No. 18. P. 2316.
99. *Higurashi E., Sawada R., Ito T.* Optically induced angular alignment of trapped birefringent microobjects by linear polarization // *Appl. Phys. Lett.* 1998. V. 73. P. 3034.
100. *Friese M. E. J. et al.* Optical alignment and spinning of laser-trapped microscopic particles // *Nature.* 1998. V. 394. P. 348–350.
101. *Friese M. E. J. et al.* Optical angular-momentum transfer to trapped absorbing particles // *Phys. Rev.* 1996. V. 54, No. 2. P. 1593–1596.
102. *Simpson N. B., Allen L., Padgett M. J.* Optical tweezers and optical spanners with Laguerre–Gaussian modes // *J. Mod. Opt.* 1996. V. 43, No. 12. P. 2485–2491.

103. *Simpson N. B. et al.* Mechanical equivalence of spin and orbital angular momentum of light: an optical spanner // *Opt. Lett.* 1997. V. 22, No. 1. P. 52–54.
104. *Padgett M. et al.* An experiment to observe the intensity and phase structure of Laguerre–Gaussian laser modes // *Am. J. Phys.* 1996. V. 64, No. 1. P. 77–82.
105. *Paterson L. et al.* Controlled rotation of optically trapped microscopic particles // *Science*. 2001. V. 292, No. 5. P. 912–914.
106. *Arlt J. et al.* Moving interference patterns created using the angular Doppler-effect // *Optics Express*. 2002. V. 10, No. 16. P. 844–852.
107. *Poynting J. H.* The wave motion of a revolving shaft, and a suggestion as to the angular momentum in a beam of circularly polarized light // *Proc. R. Soc. London*. 1909. V. 85. P. 560–567.
108. *Chang S., Lee S. S.* Optical torque exerted on a homogeneous sphere levitated in circularly polarized fundamental-mode beam // *J. Opt. Soc. Am.* 1985. V. 2, No. 11. P. 1853–1860.
109. *Березный А. Е. и др.* Бессель-оптика // *Докл. АН СССР*. 1984. Т. 274, № 4. С. 802–805.
110. *Padgett M. J., Allen L.* The Poynting vector in Laguerre–Gaussian laser modes // *Opt. Commun.* 1995. V. 121, No. 1–3. P. 36–40.
111. *Tamm C.* Frequency locking of two transverse optical modes of a laser // *Phys. Rev.* 1988. V. 38. P. 5960–5963.
112. *Harris M., Hill C. A., Vaughan J. M.* Optical helices and spiral interference fringes // *Opt. Commun.* 1994. V. 106, No. 4–6. P. 161–166.
113. *Courtial J. et al.* Gaussian beams with very high orbital angular momentum // *Opt. Commun.* 1997. V. 144, No. 4–6. P. 210–213.
114. *Sacks Z. S., Rozas D., Swartzlander G. A.* Holographic formation of optical-vortex filaments // *J. Opt. Soc. Am.* 1998. V. 15, No. 8. P. 2226–2234.
115. *Heckenberg N. R. et al.* Generation of optical phase singularities by computer-generated holograms // *Opt. Lett.* 1992. V. 17, No. 3. P. 221.
116. *Tamm C., Weiss C. O.* Bistability and optical switching of spatial patterns in a laser // *J. Opt. Soc. Am.* 1990. V. 7. P. 1034.
117. *Abramochkin E., Volostnikov V.* Beam transformations and nontransformed beams // *Opt. Commun.* 1991. V. 83. P. 123–135.
118. *Beijersbergen M. W. et al.* Astigmatic laser mode converters and transfer of orbital angular momentum // *Opt. Commun.* 1993. V. 96. P. 123–132.
119. *Beijersbergen M. W. et al.* Helical-wavefront laser beams produced with a spiral phaseplate // *Opt. Commun.* 1994. V. 112. P. 321–327.
120. *Poole C. D., Wang S. C.* Bend-induced loss for the higher-order spatial mode in a dual-mode fiber // *Opt. Lett.* 1993. V. 18, No. 20. P. 1712–1714.
121. *Babiker M. et al.* Doppler cooling of ion cyclotron motion in counter-propagating Laguerre–Gaussian beams // *Opt. Commun.* 1996. V. 123. P. 523–529.
122. *Lai W. K., Babiker M., Allen L.* Radiation forces on a two-level atom in a $\sigma_+ - \sigma_-$ configuration of Laguerre–Gaussian beams // *Opt. Commun.* 1997. V. 133. P. 487–494.
123. *O’Neil A. T., Padgett M. J.* Three-dimensional optical confinement of micron-sized metal particles and the decoupling of the spin and orbital angular momentum within an optical spanner // *Opt. Commun.* 2000. V. 185. P. 139–143.
124. *Padgett M. J., Allen L.* The angular momentum of light: optical spanners and the rotational frequency shift // *Opt. Quant. Electronics*. 1999. V. 31. P. 1–12.

125. *Allen L. et al.* Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre–Gaussian laser modes // *Phys. Rev.* 1992. V. 45. P. 8185–8189.
126. *Barnett S. M., Allen L.* Orbital angular momentum and nonparaxial light beams // *Opt. Commun.* 1994. V. 110. P. 670–678.
127. *MacDonald M. P. et al.* Trapping and manipulation of low-index particles in a two-dimensional interferometric optical trap // *Opt. Lett.* 2001. V. 26, No. 12. P. 863–865.
128. *Котляр В. В., Соيفер В. А., Хонина С. Н.* Алгоритм расчета ДОЭ для генерации вращающихся модальных изображений // *Автометрия.* 1997. Т. 5. С. 46–54.
129. *Soskin M. S., Gorshkov V. N., Vasnetsov M. V.* Topological charge and angular momentum of light beams carrying optical vortices // *Phys. Rev.* 1997. V. 56, No. 5. P. 4064–4075.
130. *Kotlyar V. V. et al.* Diffractive optical elements for generation of Bessel and Gaussian laser modes // *Optics and Optoelectronics* / Ed. O. P. Nijhawan. Narosa Publishing House, 1998. V. 1. P. 216–227.
131. *Piestun R., Schechner Y. Y., Shamir J.* Propagation-invariant wave fields with finite energy // *J. Opt. Soc. Am.* 2000. V. 17, No. 2. P. 294–303.
132. *MacDonald M. P. et al.* Revolving interference patterns for the rotation of optically trapped particles // *Opt. Commun.* 2002. V. 201. P. 21–28.
133. *MacDonald M. P. et al.* Creation and manipulation of three-dimensional optically trapped structures // *Science.* 2002. V. 296. P. 1101–1103.
134. *Basistiy I. V. et al.* Manifestation of the rotational Doppler effect by use of an off-axis optical vortex beam // *Opt. Lett.* 2003. V. 28, No. 14. P. 1185–1187.
135. *Lee W. M., Yuan X. C., Tang D. Y.* Optical tweezers with multiple optical forces using double-hologram interference // *Opt. Express.* 2003. V. 11, No. 3. P. 199–207.
136. *McGloin D., Garcés-Chávez V., Dholakia K.* Interfering Bessel beams for optical micromanipulation // *Opt. Lett.* 2003. V. 28, No. 8. P. 657–659.
137. *Kotlyar V. V., Khonina S. N., Soifer V. A.* Algorithm for the generation of non-diffracting Bessel modes // *J. Mod. Opt.* 1995. V. 42, No. 6. P. 1231–1239.
138. *Kotlyar V. V., Khonina S. N., Soifer V. A.* Calculation of phase formers of non-diffracting images and a set of concentric rings // *Optik.* 1996. V. 102, No. 2. P. 45–50.
139. *Kotlyar V. V., Khonina S. N., Soifer V. A.* An algorithm for the generation of laser beams with longitudinal periodicity: rotating images // *J. Mod. Opt.* 1997. V. 44. P. 1409–1416.
140. *Kotlyar V. V., Soifer V. A., Khonina S. N.* Rotation of multimodal Gauss-Laguerre light beams in free space and in a fiber // *Opt. Lasers Engineering.* 1998. V. 29. P. 343–350.
141. *Paakkonen P. et al.* Rotating optical fields: experimental demonstration with diffractive optics // *J. Mod. Opt.* 1998. V. 45, No. 11. P. 2355–2369.
142. *Khonina S. N. et al.* Generation of rotating Gauss–Laguerre modes with binary-phase diffractive optics // *J. Mod. Opt.* 1999. V. 46, No. 2. P. 227–238.
143. *Khonina S. N. et al.* Generating a couple of rotating nondiffracting beams using a binary-phase DOE // *Optik.* 1999. V. 110, No. 3. P. 137–144.
144. *Arlt J., Dholakia K.* Generation of high-order Bessel beams by use of an axicon // *Opt. Commun.* 2000. V. 177. P. 297–301.
145. *Arlt J. et al.* Optical micromanipulation using a Bessel light beams // *Opt. Commun.* 2001. V. 197. P. 239–245.
146. *Garcés-Chavez V. et al.* Simultaneous micromanipulation in multiple planes using a self-reconstructing light beam // *Nature.* 2002. V. 419. P. 145–147.

147. *McGloin D., Garcés-Chávez V., Dholakia K.* Touchless tweezing // *SPIE's OE Magaz.* 2003. P. 42–45.
148. *Durnin J., Miceli J. J., Eberly J. H.* Diffraction-free beams // *Phys. Rev. Lett.* 1987. V. 58. P. 1499–1501.
149. *MacDonald R. P. et al.* Interboard optical data distribution by Bessel beam shadowing // *Opt. Commun.* 1996. V. 122. P. 169–177.
150. *Soroko L. M.* What does the term «light beam» mean? JINR Preprint E13-99-226. Dubna, 1999. 19 p.
151. *McQueen C. A., Arlt J., Dholakia K.* An experiment to study a «nondiffracting» light beam // *Am. J. Phys.* 1999. V. 67. P. 912–915.
152. *Garcés-Chavez V. et al.* Transfer of orbital angular momentum to an optically trapped low-index particle // *Phys. Rev.* 2002. V. 66. P. 063402.
153. *Arlt J. et al.* Optical dipole traps and atomic waveguides based on Bessel light beams // *Phys. Rev.* 2001. V. 63. P. 063602.
154. *Holmlin R. E. et al.* Light-driven microfabrication: Assembly of multi-component, three-dimensional structures by using optical tweezers // *Angew. Chem. Intern. Ed. Engl.* 2000. V. 39. P. 3503.
155. *Grover S. et al.* Automated single-cell sorting system based on optical trapping // *J. Biomed. Opt.* 2001. V. 6. P. 14.
156. *Sasaki K. et al.* Pattern formation and flow control of fine particles by laser-scanning micromanipulation // *Opt. Lett.* 1991. V. 16. P. 1463.
157. *Ogura Y., Kagawa K., Tanida J.* Optical manipulation of microscopic objects by means of vertical-cavity surface-emitting laser array sources // *Appl. Opt.* 2001. V. 40. P. 5430.
158. *Dufresne E. R., Grier D. G.* Optical tweezer arrays and optical substrates created with diffractive optical elements // *Rev. Sci. Instr.* 1998. V. 69, No. 5. P. 1974–1977.
159. *Grier D. G., Dufresne E. R.* US Patent 6,055,106. The University of Chicago, 2000.
160. *Dufresne E. R. et al.* Computer-generated holographic optical tweezer arrays // *Rev. Sci. Instr.* 2001. V. 72. P. 1810.
161. *Cojoc D. et al.* Design and fabrication of diffractive optical elements for optical tweezer arrays by means of e-beam lithography // *Microelectronic Engineering.* 2002. V. 61–62. P. 963–969.
162. *Soifer V., Kotlyar V., Doskolovich L.* Iterative methods for diffractive optical elements computation. Bristol: Taylor and Francis, 1997.
163. *Chakrabarti J., Krishnamurthy H. R., Sood A. K.* Density functional theory of laser-induced freezing in colloidal suspensions // *Phys. Rev. Lett.* 1994. V. 73. P. 2923–2926.
164. *Chakrabarti J. et al.* Reentrant melting in laser field modulated colloidal suspensions // *Phys. Rev. Lett.* 1995. V. 75. P. 2232–2235.
165. *Pan G., Kesavamoorthy R., Asher S. A.* Optically nonlinear Bragg diffracting nanosecond optical switches // *Phys. Rev. Lett.* 1997. V. 78. P. 3860–3863.
166. *Dholakia K., Spalding G., MacDonald M.* Optical tweezers: the next generation // *Physics World.* 2002. P. 31–35.
167. *Reicherter M. et al.* Optical particle trapping with computer-generated holograms written on a liquid-crystal display // *Opt. Lett.* 1999. V. 24. P. 608–610.
168. *Волостников В. Г., Котова С. П., Рахматулин М. А.* Управление скоростью вращения частицы, захваченной сфокусированным лазерным пучком, с помощью жидкокристаллического модулятора // *Изв. Самарского науч. центра РАН.* 2000. Т. 2, № 1. С. 48–52.

169. *Liesener J. et al.* Multi-functional optical tweezers using computer-generated holograms // *Opt. Commun.* 2000. V. 185. P. 77–82.
170. *Terray A., Oakley J., Marr D. W. M.* Microfluidic control using colloidal devices // *Science.* 2002. V. 296. P. 1841.
171. *Terray A., Oakley J., Marr D. W. M.* Fabrication of linear colloidal structures for microfluidic applications // *Appl. Phys. Lett.* 2002. V. 81. P. 1555.
172. *Hayward R. C., Saville D. A., Askay I. A.* Electrophoretic assembly of colloidal crystals with optically tunable micropatterns // *Nature.* 2000. V. 404. P. 56.
173. *Joannopoulos J.* Self-assembly lights up // *Nature.* 2001. V. 414. P. 257.
174. *Mahurin S. M. et al.* Photonic polymers: a new class of photonic wire structure from intersecting polymer-blend microspheres // *Opt. Lett.* 2002. V. 27. P. 610.
175. *Fu A. Y. et al.* A microfabricated fluorescence-activated cell sorter // *Nature Biotechnol.* 1999. V. 17. P. 1109.
176. *Müller T. et al.* A 3D-micro electrode for handling and caging single cells and particles // *Biosensors Bioelectronics.* 1999. V. 14. P. 247.
177. *Knight J.* Honey, I shrunk the lab // *Nature.* 2002. V. 418. P. 474.
178. *Meldrum D. R., Holl M. R.* Microscale bioanalytical systems // *Science.* 2002. V. 297. P. 1197.
179. *Rodrigo P. J. et al.* Interactive light-driven and parallel manipulation of inhomogeneous particles // *Opt. Express.* 2002. V. 10, No. 26. P. 1550–1556.
180. *Curtis J. E., Koss B. A., Grier D. G.* Dynamic holographic optical tweezers // *Opt. Commun.* 2002. V. 207. P. 169–175.
181. *Rodrigo P. J. et al.* Shack–Hartmann multiple-beam optical tweezers // *Optics Express.* 2003. V. 11, No. 3. P. 208–214.
182. *Glückstad J., Mogensen P. C.* Optimal phase contrast in common-path interferometry // *Appl. Opt.* 2001. V. 40. P. 268.
183. *Eriksen R. L., Mogensen P. C., Glückstad J.* Multiple beam optical tweezers generated by the generalized phase contrast method // *Opt. Lett.* 2002. V. 27. P. 267.
184. *Eriksen R. L., Daria V. R., Glückstad J.* Fully dynamic multiple-beam optical tweezers // *Opt. Express.* 2002. V. 10, No. 14. P. 597–602.
185. *Ashkin A., Dziedzic J. M., Yamane T.* Optical trapping and manipulation of single cells using infrared laser beams // *Nature.* 1987. V. 330. P. 769–771.
186. *Chu S.* Laser manipulation of atoms and particles // *Science.* 1991. V. 253. P. 861–866.
187. *Tadir Y. et al.* Micromanipulation of gametes using laser microbeams // *Human Reprod.* 1991. V. 6. P. 1011–1016.
188. *Steubing R. W. et al.* Laser induced cell fusion in combination with optical tweezers: the laser cell fusion trap // *Cytometry.* 1991. V. 12. P. 505–510.
189. *Ashkin A. et al.* Force generation of organelle transport measured in vivo by an infrared laser trap // *Nature.* 1990. V. 348, No. 6299. P. 346–348.
190. *Liang H. et al.* Directed movement of chromosome arms and fragments in mitotic newt lung cells using optical scissors and optical tweezers // *Exp. Cell Res.* 1994. V. 213. P. 308–312.
191. *Foskett J., Grinstein S.* *Noninvasive Technologies.* N. Y.: Wiley, 1990.
192. *Sato S., Inaba H.* Optical trapping and manipulation of microscopic particles and biological cells by laser beams // *Opt. Quant. Electron.* 1996. V. 28. P. 1–16.

193. *Block S.M.* Making light work with optical tweezers // *Nature*. 1992. V.360. P.493–495.
194. *Buer C.S. et al.* Differences in optical trapping prompt investigations of *Agrobacterium* surface characteristics // *J. Industr. Microbiology & Biotechnology*. 1998. V.21. P.233–236.
195. *Allaway D., Schofield N.A., Poole P.S.* Optical traps: shedding light on biological processes // *Biotechn. Lett.* 2000. V.22. P.887–892.
196. *Allaway D. et al.* Use of differential fluorescence induction and optical trapping to isolate environmentally induced genes // *Environmental Microbiology*. 2001. V.3, No.6. P.397–406.
197. *Wuite G.J. et al.* Single molecule studies of the effect of template tension on T7 DNA polymerase activity // *Nature*. 2000. V.404. P.103–106.
198. *Crocker J.C., Grier D.G.* Methods of digital video microscopy for colloidal studies // *J. Colloid Interf. Sci.* 1996. V.179. P.298–310.
199. *Dinsmore A.D., Yodh A.G., Pine D.J.* Entropic control of particle motion using passive surface microstructures // *Nature*. 1996. V.19, No.9. P.383–387.
200. *Lin Y. et al.* Nanoparticle assembly and transport at liquid-liquid interfaces // *Science*. 2003. V.299. P.226–229.
201. *Smith S.B., Finzi L., Bustamante C.* Direct mechanical measurements of the elasticity of single DNA molecules using magnetic beads // *Science*. 1992. V.258. P.1122–1126.
202. *Yin H. et al.* Transcription against an applied force // *Science*. 1995. V.270, No.5242. P.1653–1657.
203. *Smith S.B., Cui Y., Bustamante C.* The elastic response of individual double stranded and single stranded DNA molecules // *Science*. 1996. V.271. P.795.
204. *Misawa H. et al.* Multibeam laser manipulation and fixation of microparticles // *Appl. Phys. Lett.* 1992. V.60. P.310–312.
205. *Crocker J.C. et al.* Entropic attraction and repulsion in binary colloids probed with a line optical tweezer // *Phys. Rev. Lett.* 1996. V.82, No.21. P.4352–4355.
206. *Bancel P.A., Cajipe V.B., Rodier F.* Manipulating crystals with light // *J. Crystal Growth*. 1999. V.196. P.685–690.
207. *Gauthier R.C.* Optical trapping: a tool to assist optical machining // *Opt. Las. Tech.* 1997. V.29, No.7. P.389–399.
208. *Голуб М.А. и др.* Фокусировка излучения в заданную область пространства с помощью синтезированных на ЭВМ голограмм // *Письма в ЖТФ*. 1981. Т.7. С.618–623.
209. *Голуб М.А. и др.* Машинный синтез фокусирующих элементов для CO₂-лазера // *Письма в ЖТФ*. 1982. Т.8. С.449–451.
210. *Голуб М.А. и др.* Синтез пространственных фильтров для исследования поперечного модового состава когерентного излучения // *Квантовая электроника*. 1982. Т.9. С.1866–1868.
211. *Голуб М.А. и др.* Экспериментальное исследование распределения мощности по поперечным модам в волоконном световоде с помощью пространственных фильтров // *Квантовая электроника*. 1984. Т.11. С.1869–1871.
212. *Kotlyar V.V., Nikolski I.V., Soifer V.A.* An algorithm for calculating multi-channel formers of Gaussian modes // *Optik*. 1994. V.98. P.26–30.
213. *Kotlyar V.V. et al.* Fractional encoding method for spatial filters computation // *Asian J. Phys.* 1999. V.8. P.273–286.
214. *Сойфер В.А.* Методы компьютерной оптики. М.: Физматлит, 2000. 688 с.

215. *Волостников В. Г. и др.* Манипуляция микрообъектами с помощью пучков с ненулевым орбитальным моментом // Квантовая электроника. 2002. Т. 32, № 7. С. 565–566.
216. *Kotlyar V. V., Khonina S. N., Soifer V. A.* Calculation of the focusators into a longitudinal line-segment and study of a focal area // J. Mod. Opt. 1993. V. 40. P. 761–769.
217. *Turunen J., Vasara A., Friberg A. T.* Holographic generation of diffraction-free beams // Appl. Opt. 1988. V. 27. P. 3959–3962.
218. *Adams M. J.* An Introduction to Optical Waveguides. Chichester: J. Wiley & Sons, 1981.
219. *Soifer V. A., Golub M. A.* Laser Beam Mode Selection by Computer-Generated Holograms. Boca Raton: CRC Press, 1994.
220. *Basistiy I. V. et al.* Optics of light beams with screw dislocations // Opt. Commun. 1993. V. 103. P. 422–428.
221. *Abramochkin E., Losersky N., Volostnikov V.* Generation of spiral-type laser beams // Opt. Commun. 1997. V. 141. P. 59–64.
222. *Kotlyar V. V., Khonina S. N., Soifer V. A.* Light field decomposition in angular harmonics by means of diffractive optics // J. Mod. Opt. 1998. V. 45. P. 1495–1506.
223. *Trapani P. D. et al.* Observation of optical vortices and J_0 Bessel-like beams in quantum noise parametric amplification // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 5133–5151.