

## ОПТИКА СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД

УДК 535.2:621.373.826

# Деформация и блуждание вихревых пучков в искусственной конвективной турбулентности

А.В. Фалиц<sup>✉</sup>, В.В. Кусков, В.А. Банах, Л.О. Герасимова,  
Р.Ш. Цвык, А.Н. Шестернин\*

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН  
634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1*

Поступила в редакцию 17.03.2023 г.;  
после доработки 15.05.2023 г.;  
принята к печати 02.06.2023 г.

Представлены результаты экспериментов по распространению вихревых оптических пучков в искусственной конвективной турбулентной среде вдоль трассы протяженностью 12 м. Искусственная турбулентная среда создается на лабораторном стенде, где реализована возможность генерации лазерных пучков с различным значением орбитального углового момента вихревого оптического поля. Характеристики трассы и параметры распространяющегося излучения в эксперименте соответствуют условиям распространения, которые можно описать в терминах геометрической оптики. Установлено, что при распространении оптического пучка в ближней зоне дифракции по мере усиления оптической турбулентности мгновенные распределения интенсивности вихревых пучков становятся спеклованными, искажается и исчезает исходная кольцевая структура пучка. В усредненных распределениях интенсивности кольцевая структура постепенно замывается и становится близкой к гауссовой с максимумом интенсивности в центре пучка. Проведено сравнение случайных блужданий вихревых пучков, начальные поперечные размеры которых увеличиваются с ростом топологического заряда, и пучков с начальными поперечными размерами, не меняющимися при изменении топологического заряда. Показано, что амплитуда случайных отклонений направления распространения вихревого пучка от заданного не зависит от топологического заряда.

*Ключевые слова:* вихревой пучок, турбулентность, блуждание пучка, конвекция, лабораторный эксперимент, цифровая голография; *vortex beam, turbulence, beam wander, convection, laboratory experiment, digital holography.*

## Введение

Интерес к особенностям распространения вихревых оптических полей в различных средах объясняется тем, что пучки с орбитальным угловым моментом применяются для решения многих практических и научных задач, таких, например, как манипулирование микрообъектами, формирование изображений в оптических системах, передача информации в оптических линиях связи. При этом их можно легко создавать в лабораторных условиях. Наиболее полный обзор основных свойств вихревых оптических полей и их использования представлен в работах [1–3]. Главным выводом большого количества публикаций в этом направлении можно назвать то, что оптические поля с орбитальным угловым моментом позволяют «управлять» вектором Умова–Пойнтинга в поперечном сечении пучка. Это открывает новые возможности в исследованиях взаимодействия света с веществом.

Важным является использование вихревых пучков для повышения информационной емкости оптической линии связи. В работах [4, 5] представлен высокий потенциал увеличения плотности передачи информации в многоканальных линиях связи, использующих вихревые пучки. Однако применимость открытых многоканальных линий связи ограничивают искажения оптического излучения при распространении в атмосфере из-за турбулентных флуктуаций показателя преломления воздуха.

В публикациях [6–9] с помощью численного моделирования и лабораторных экспериментов исследуются перекрестные помехи между различными каналами передачи информации в многоканальных линиях связи в зависимости от искажений оптического излучения на пути распространения. Возможности многоканальной оптической линии связи на реальной атмосферной трассе длиной 120 м продемонстрированы в [10]. В работе [11] на лабораторном макете оптической линии связи показано, что адаптивная оптика позволяет в определенной степени корректировать искажения, возникающие при прохождении суперпозиции вихревых полей через случайные неоднородности показателя преломления, которые задавались искусственно с помощью тонкой вращающейся стеклянной фазовой пластинки.

\* Андрей Вячеславович Фалиц (falits@iao.ru); Василий Вадимович Кусков (vvk@iao.ru); Виктор Арсентьевич Банах (banakh@iao.ru); Лилия Олеговна Герасимова (lilyan@iao.ru); Рувим Шахнович Цвык (tsvyk@iao.ru); Андрей Николаевич Шестернин (san@iao.ru).

Среди авторов публикаций нет единого мнения, насколько сильно вихревые лазерные пучки искажаются в турбулентной атмосфере по сравнению с пучками без углового орбитального момента. С одной стороны, существует большое количество работ, в которых утверждается, что поля, обладающие орбитальным угловым моментом, более устойчивы к воздействию атмосферной турбулентности [12–22]. С другой стороны, детальный анализ на основе численного моделирования распространения лазерных и кольцевых лазерных пучков при различных режимах дифракции на передающей апертуре показывает, что отсутствие или наличие оптического вихря (сингулярности фазы) не сказывается на формировании профиля средней интенсивности оптического пучка и его случайных смещениях в турбулентной атмосфере [23–25].

Кажущееся уменьшение влияния турбулентности на вихревые пучки объясняется тем, что с ростом топологического заряда начальные поперечные размеры пучка увеличиваются. Можно предположить, что влияние дифракционного фактора на характеристики пучка при распространении в турбулентной атмосфере будет определяющим. Из-за увеличения поперечных размеров требуется все возрастающая интенсивность оптической турбулентности, чтобы разрушить кольцевую структуру распределения интенсивности вихревого пучка. В этом убеждают работы [23–25], в которых пучки с разными топологическими зарядами, но одинаковых начальных размеров, искажаются вследствие турбулентности одинаково. Более внимательный анализ результатов работ [12–22] также подтверждает этот вывод. В частности, из рис. 2 в [12] следует, что пока интенсивность оптической турбулентности мала, дисперсия случайных смещений пучка уменьшается с увеличением топологического заряда (дифракционный фактор вследствие увеличения начальных размеров пучка превалирует над турбулентным), но по мере усиления оптической турбулентности турбулентный фактор начинает доминировать и дисперсия смещений становится практически одинаковой для пучков с разными топологическими зарядами. В статье [15] делается попытка объяснить «устойчивость» вихревых пучков к турбулентным искажениям тем, что с увеличением топологического заряда ухудшается пространственная когерентность пучков с орбитальным угловым моментом. Но причина уменьшения когерентности та же: увеличение начальных размеров вихревых пучков с ростом топологического заряда. Другими словами, чем больше угловые размеры апертуры, тем меньше возрастание масштабов пространственной когерентности за счет дифракции на передающей апертуре.

Если подходить к вопросу «устойчивости» формально, опираясь только на значение среднеквадратического отклонения блуждания центра тяжести распределения интенсивности распространяющегося в атмосфере пучка, то можно утверждать, что в дальней зоне дифракции распространяющихся вихревых пучков наличие топологического заряда будет обеспечивать дополнительное уширение пуч-

ка по сравнению, например, с аналогичным пучком с кольцевым распределением интенсивности, у которого отсутствует вихревая компонента поля, что и было показано в [12–14].

Цель данной работы – экспериментально проверить, насколько наличие орбитального углового момента влияет на характеристики распространяющегося в случайно неоднородной среде лазерного пучка.

Следует отметить, что в рамках представленного эксперимента условия распространения излучения ограничиваются ближней зоной дифракции, которая описывается в терминах геометрической оптики. В работах [22–24] подобные исследования проводились на основе численного моделирования, когда можно без труда изменить начальное распределение комплексной амплитуды поля так, чтобы пучки отличались только наличием или отсутствием вихревой компоненты фазы или имели разные или одинаковые размеры в начальной плоскости при различных значениях орбитального углового момента. В эксперименте с реальными лазерными источниками для создания вихревых пучков с различными значениями орбитального углового момента оптического поля приходилось подбирать и изменять параметры оптической схемы в зависимости от того, с разными или одинаковыми начальными размерами пучков планировались измерения. Эксперименты по распространению вихревых пучков проводились на лабораторной установке с искусственно создаваемой конвективной турбулентностью, возникающей над протяженной металлической поверхностью при ее нагреве.

## Формирование вихревых оптических пучков методом цифровой голографии

Одним из способов формирования вихревых оптических пучков является метод цифровой голографии [26–33], в котором требуемое распределение поля оптического пучка может быть получено в результате дифракции на двумерной отражающей или пропускающей дифракционной решетке.

На рис. 1 представлен микрозеркальный модуль DLP3000 с платой управления, разработанные фирмой Texas Instruments (ti.com), с помощью которого на матрице микрозеркал можно формировать отражающую поверхность.

Согласно [27, 30], для создания этим методом оптического пучка

$$U(x, y) = A(x, y) \exp(i\varphi(x, y)) \quad (1)$$

с заданными распределениями амплитуды  $A(x, y)$  и фазы  $\varphi(x, y)$ , где  $x$  и  $y$  – координаты декартовой системы на плоскости, точка  $(0,0)$  совмещена с осью пучка,  $i$  – мнимая единица, требуется, чтобы коэффициент отражения формируемой на матрице микрозеркал дифракционной решетки задавался выражением

$$h(x, y) = \text{sign}((\cos(2\pi\alpha + 2\pi\delta(x, y)) - \cos(\pi q(x, y))),$$

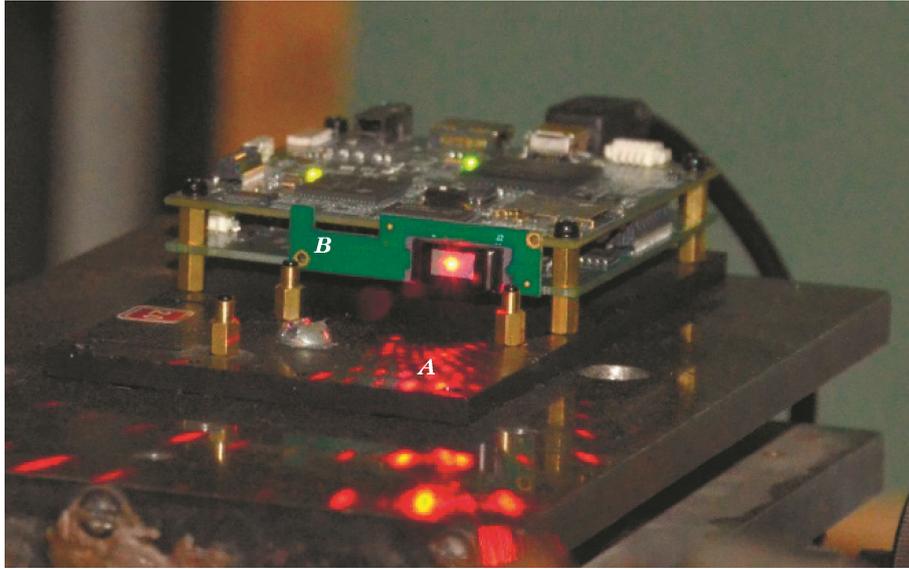


Рис. 1. Микрозеркальный пространственный модулятор света DLP3000 DMD (A) и плата управления микрозеркальным модулем (B)

где  $\alpha$  – шаг дифракционной решетки, а параметрические функции  $q(x, y)$  и  $\delta(x, y)$  определяются амплитудой и фазой пучка из (1):

$$q(x, y) = \frac{\arcsin(A(x, y))}{\pi}, \quad (3)$$

$$\delta(x, y) = \frac{\varphi(x, y)}{2\pi}. \quad (4)$$

В результате дифракции на такой решетке образуется световое поле, состоящее из множества пучков, распространяющихся под разными углами  $2\pi m\alpha$  и соответствующих различным порядкам дифракции. Выражение для комплексной амплитуды этого светового поля можно получить, представив (2) в виде ряда Фурье [27, 30]:

$$h(x, y) = \sum_m U_m = \sum_m \frac{\sin(\pi m q(x, y))}{\pi m} \exp(i2\pi m(\alpha + \delta(x, y))). \quad (5)$$

Слагаемое с  $m = 1$  в (5) соответствует (1).

Таким образом, если осветить двумерную матрицу микрозеркал, формирующую дифракционную решетку (2), монохроматическим светом, то пучок первого порядка дифракции, распространяющийся под углом  $2\pi\alpha$ , будет иметь требуемые распределения амплитуды и фазы.

Для вихревого пучка фаза  $\varphi(x, y)$  задается в виде

$$\varphi(x, y) = \pm l \arctg 2(y/x). \quad (6)$$

Функция  $\arctg 2(x, y)$  определяет главное значение фазы комплексной амплитуды поля в интервале  $[0, 2\pi)$ ;  $l$  – топологический заряд. Формируя дифракционную решетку (2) в соответствии с (6) при

конкретном значении  $l$  и выделяя первый порядок дифракции на этой решетке, получаем вихревой пучок с заданными параметрами (рис. 2).

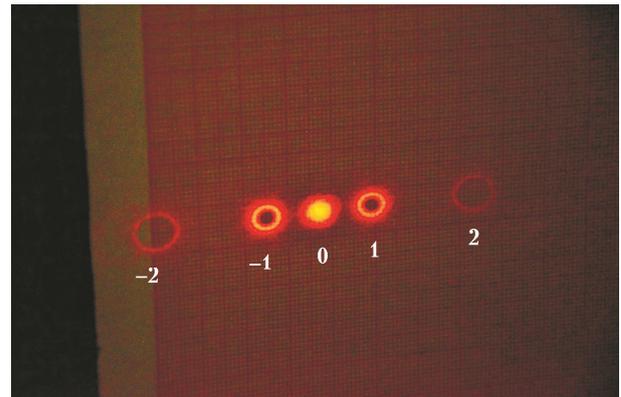


Рис. 2. Распределение интенсивности светового пучка, отраженного от микрозеркальной матрицы, в дальней зоне;  $\pm 1, \pm 2$  – порядок дифракции,  $l = 4$

Пучок первого порядка (рис. 2) направлялся с помощью зеркал в коллимирующее устройство, при этом Фурье-фильтрация не использовалась, так как перехват с помощью зеркала осуществлялся в зоне, где пучки достаточно разнесены в пространстве.

Получаемый вихревой пучок эквивалентен пучкам Куммера [32], которые формируются при падении безвихревого излучения на дифракционную решетку с периодической структурой в виде полос, которая содержит точку ветвления. Характеристики пучков Куммера определяются как свойствами падающей на дифракционную решетку волны, так и возможным смещением и наклоном волнового фронта падающего излучения относительно точки ветвления (бифуркации), что может привести к формированию внеосевого оптического вихря [32].

## Синтезирование вихревых пучков

На рис. 3 представлена схема лабораторного стенда для формирования вихревых оптических пучков методом цифровой голографии и исследования их распространения через искусственно созданную конвективную турбулентность.

Излучение лазерного источника He–Ne-лазера ( $\lambda = 0,63$  мкм) направлялось на микрзеркальную матрицу (М), на которой в результате дифракции образовывались вихревые пучки с топологическим зарядом  $l$  различного порядка дифракции. С помощью двухлинзового коллиматора (Л–Л) выделялся пучок первого порядка дифракции, который затем с помощью системы отражающих зеркал (З) проходил трассу протяженностью 12 м над нагретой металлической плитой размером  $2000 \times 1000$  мм. Распределение интенсивности пучка регистрировалось на экране (Э) с помощью видеокамеры (К). Вихревые пучки формировались пространственным модулятором света DLP3000 (см. рис. 1).

Значение топологического заряда вихревого поля проверялось с помощью интерференционной картины, получаемой при сложении двух полей: вихревого пучка и опорной квазиплоской волны. Часть излучения лазерного источника с помощью светоделительного кубика (Св.К<sub>1</sub>), зеркал З<sub>1</sub> и З<sub>2</sub> и светоделительного кубика (Св.К<sub>2</sub>) отводилась и проходила, минуя матрицу микрзеркал, ту же трассу, что и вихревой пучок.

Регистрируемые на экране распределения интенсивности интерферограмм и бинарные отражающие матрицы, задаваемые на модуляторе, представлены на рис. 4. По количеству интерференционных лепестков выполнялась проверка значения топологического заряда вихревого пучка.

Заметим, что процедуру обнаружения топологического заряда вихревого поля можно выполнить более простым способом, например регистрируя распределения интенсивности дифракции на щели [33].

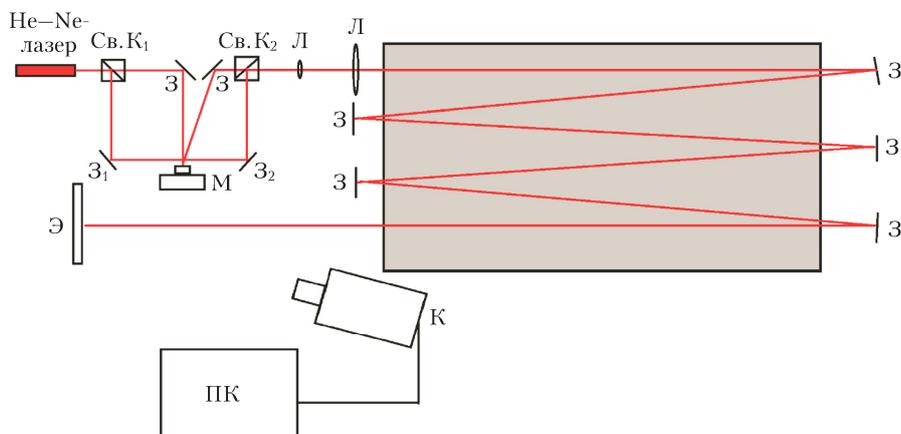


Рис. 3. Схема экспериментальной установки: Св.К – светоделительный кубик; Л – линза; З – зеркало; З<sub>1</sub> и З<sub>2</sub> – дополнительные зеркала, необходимые для получения интерферограммы на рис. 4; М – модулятор; Э – экран; К – высокоскоростная видеокамера; ПК – персональный компьютер

На рис. 5 представлены распределения интенсивности генерируемых вихревых пучков с различными значениями топологического заряда  $l$  при отсутствии турбулентности на трассе распространения.

В табл. 1 приведены поперечные размеры получаемых пучков.

Таблица 1

$l$	0	1	2	3	4	5	6
$a$ , см	1,41	1,41	1,49	1,57	1,66	1,74	1,82

Радиус пучка  $a$  определялся как радиус круга, в который попадает 90% от полной мощности пучка:

$$P(a) = \frac{\int_0^{2\pi} d\theta \int_0^a I(\theta, r) r dr}{\int_0^{2\pi} d\theta \int_0^\infty I(\theta, r) r dr} = 0,9. \quad (7)$$

Вихревые пучки, распределения интенсивности в поперечных сечениях которых представлены на рис. 5, формировались без изменения оптической схемы стенда, изменялась только конфигурация отражающей бинарной дифракционной решетки на матрице микрзеркал модулятора света. Из табл. 1 видно, что с увеличением топологического заряда радиус пучков возрастает. Искажения оптических пучков в турбулентной атмосфере зависят не только от интенсивности оптической турбулентности, но и от поперечных размеров пучков [34, 35]. Поэтому наряду с пучками, изменяющими свои размеры с увеличением топологического заряда, эксперименты проводились также с вихревыми пучками, для которых радиусы  $a$  одинаковы. Приведение поперечных размеров вихревых пучков к одинаковому значению выполнялось путем перестройки коллиматора, с помощью которого осуществлялось масштабирование формируемых пучков так, чтобы их радиусы оставались примерно равными радиусу гауссова пучка в табл. 1. Распределения интенсивности в поперечных сечениях пучков, сформированных таким образом, показаны на рис. 6, а их радиусы,

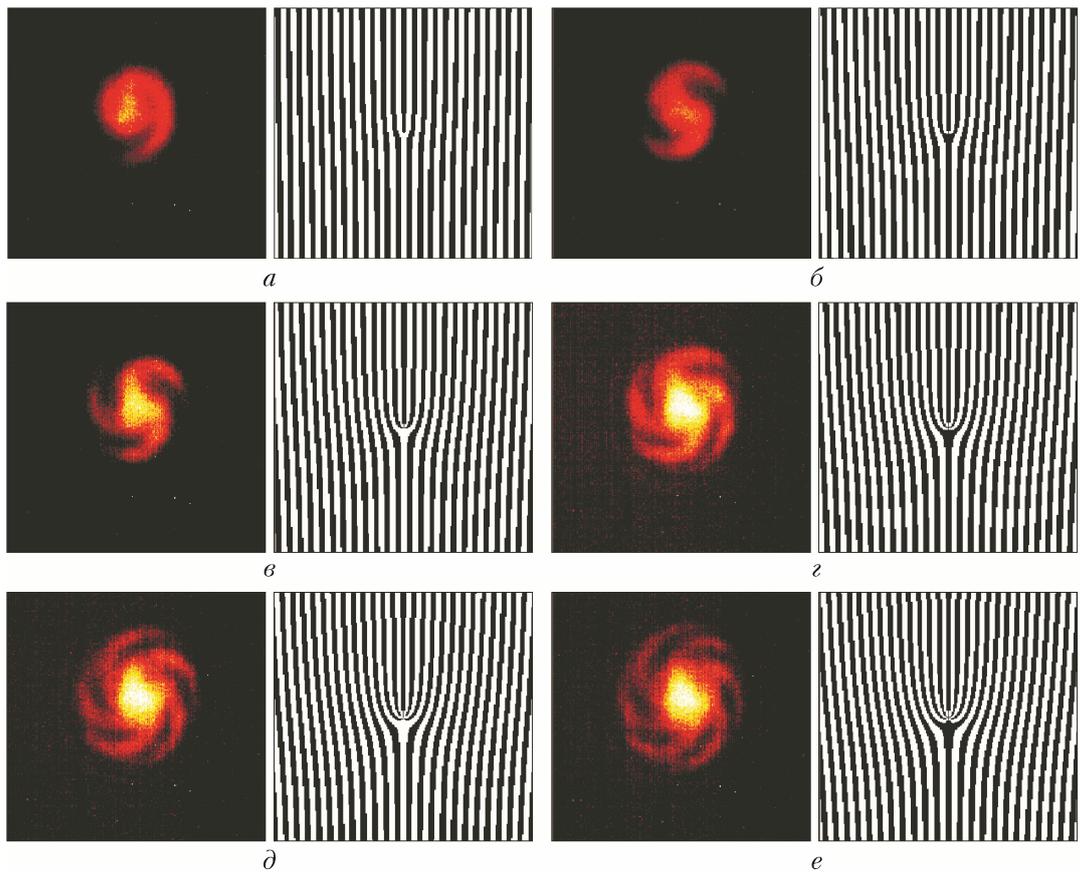


Рис. 4. Интерферограмма сложения вихревого и исходного лазерного пучков (слева) и соответствующая бинарная маска, задаваемая на матрице микрзеркал (справа), для различных значений топологического заряда: 1 (а); 2 (б); 3 (в); 4 (г); 5 (д); 6 (е) (см. цветной рисунок на сайте <http://iao.ru/ru/content/vol.36-2023/iss.08>)

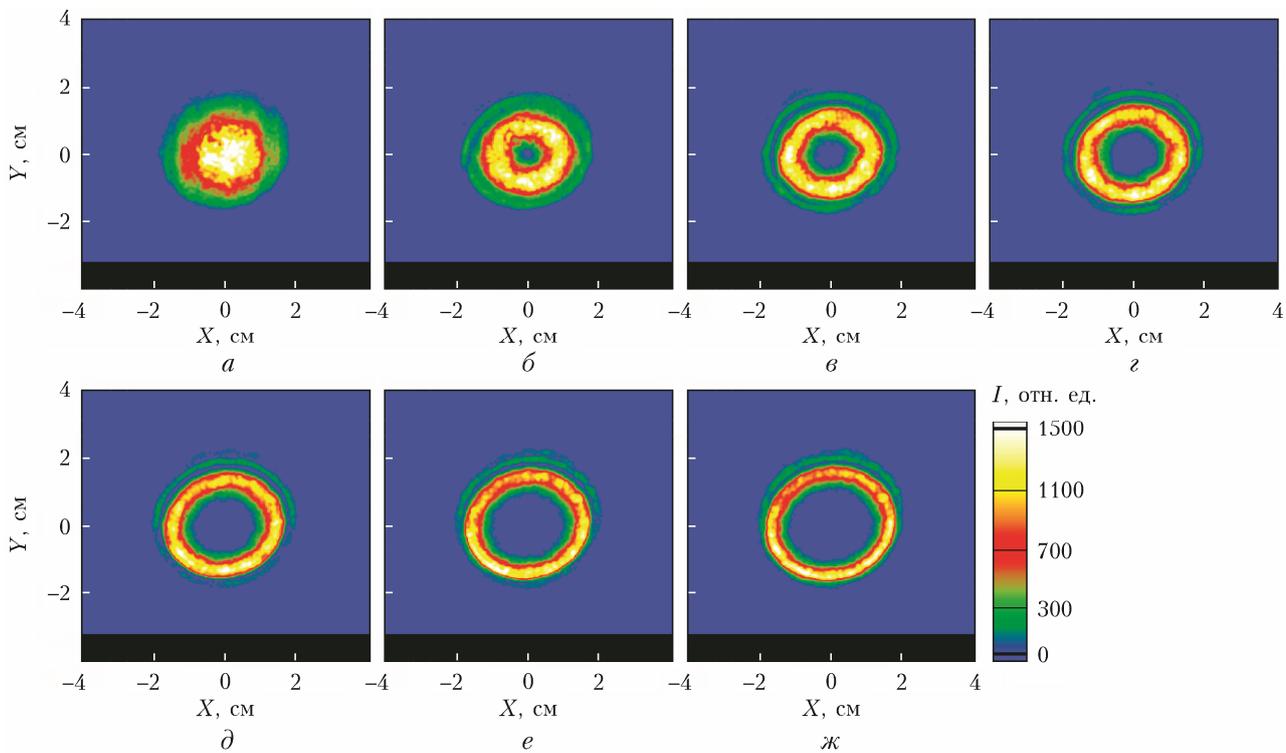


Рис. 5. Распределение интенсивности вихревых пучков на экране для различных значений топологического заряда: 0 (а); 1 (б); 2 (в); 3 (г); 4 (д); 5 (е); 6 (ж) (см. цветной рисунок на сайте <http://iao.ru/ru/content/vol.36-2023/iss.08>)

рассчитанные по формуле (7), приведены в табл. 2, где видно, что радиусы пучков различаются менее чем на миллиметр, так что отклонения от радиуса Гауссова пучка  $a = 1,41$  см не превышают 6,4%.

Таблица 2

$l$	2	3	4	5	6
$a$ , см	1,41	1,32	1,32	1,41	1,49

На рис. 7 представлены сечения 2D-распределений интенсивности в пучках, изображенных

на рис. 5, 6 вдоль осей  $X$  и  $Y$ . Интенсивность в сечениях нормирована на максимальные значения интенсивности в соответствующих двумерных распределениях. Левая часть рис. 7 показывает, что спадание интенсивности до нуля в кольцевых распределениях вихревых пучков происходит на все больших расстояниях от центра. В случае, когда вихревые пучки приведены к одинаковому радиусу, интенсивность уменьшается до нуля на примерно равных расстояниях от оси пучка (правая часть рис. 7).

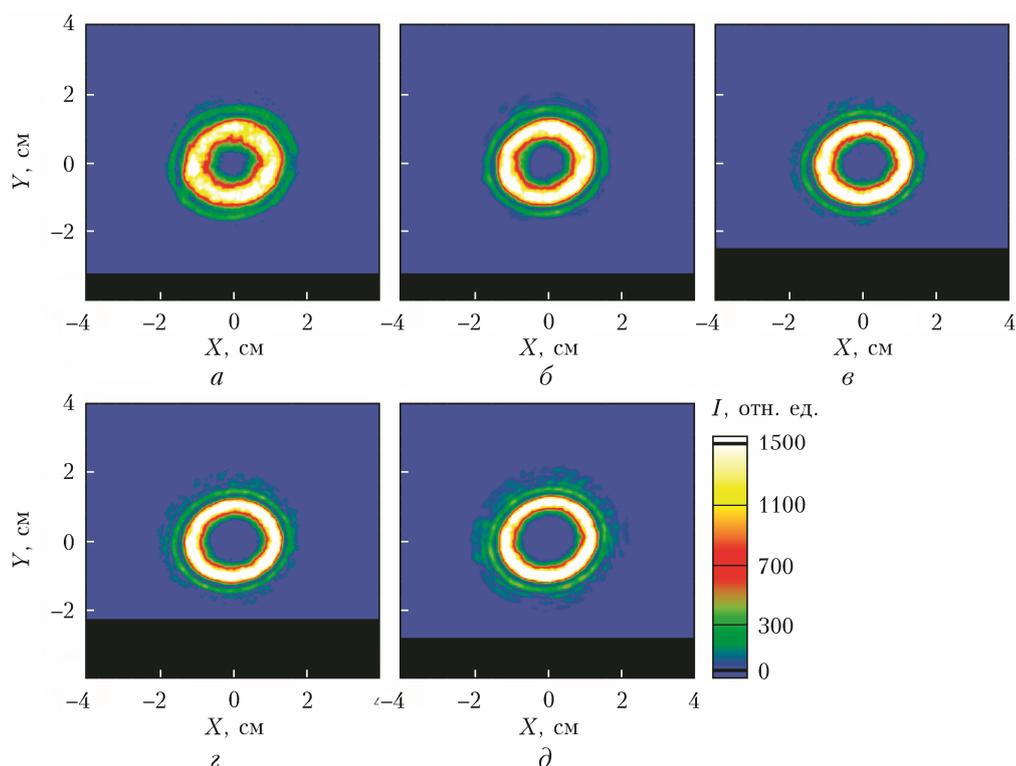


Рис. 6. Распределение интенсивности в вихревых пучках, радиусы которых приведены к радиусу гауссова пучка, при различных значениях топологического заряда: 2 (а); 3 (б); 4 (в); 5 (г); 6 (д) (см. цветной рисунок на сайте <http://iao.ru/ru/content/vol.36-2023/iss.08>)

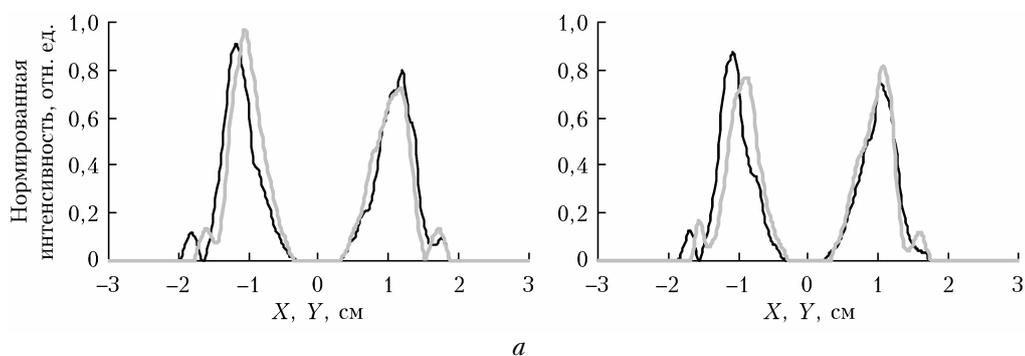
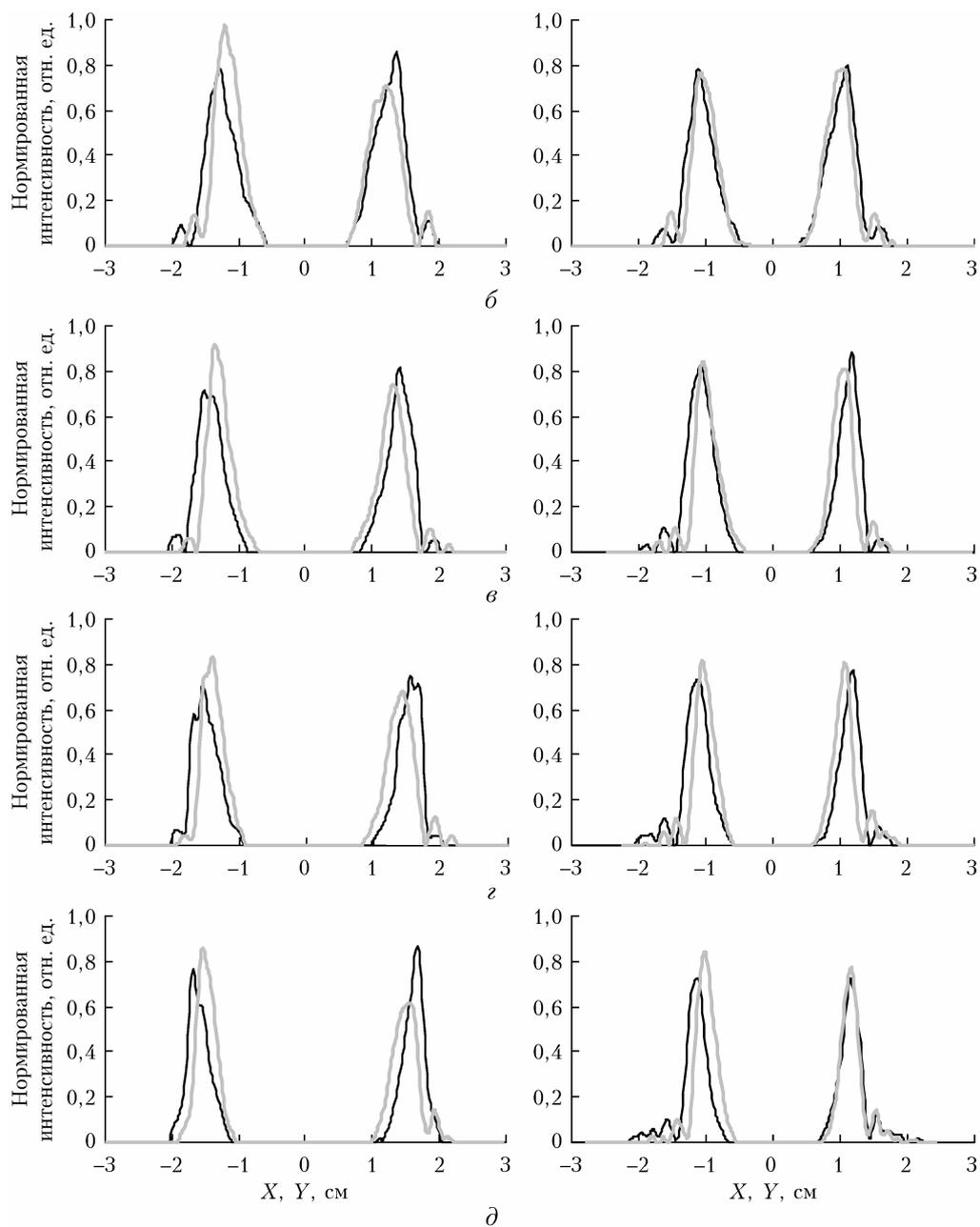


Рис. 7. Распределение интенсивности вдоль оси  $X$  (черная кривая) и  $Y$  (серая кривая) в поперечных сечениях вихревых пучков с разными (слева) и одинаковыми (справа) радиусами  $a$  при значениях топологического заряда: 2 (а); 3 (б); 4 (в); 5 (г); 6 (д) (окончание см. на с. 625)



Окончание рис. 7 (начало см. на с. 624)

### Распространение вихревых пучков в искусственной конвективной турбулентной среде

Искусственная турбулентность создавалась в результате конвекции воздуха над нагреваемой металлической поверхностью (см. рис. 3), вертикальный градиент температуры над которой изменялся от 2 °C/см на высоте 7 см до 0,7 °C/см на высоте 40 см. Интенсивность турбулентного перемешивания воздуха и интенсивность оптической турбулентности сложным образом зависят от вертикальных градиентов температуры, но очевидно, что оптическая турбулентность максимальна внизу

и уменьшается с высотой. Поэтому для изменения интенсивности оптической турбулентности в экспериментах по распространению лазерных пучков изменялась высота оси пучка над поверхностью от 7,4 до 40 см с помощью подъемного механизма, перемещающего нагреваемую металлическую плиту по вертикали. Эксперименты проводились после установления стационарного режима турбулентности, когда температура воздуха вблизи нагреваемой поверхности становилась постоянной. Распределение интенсивности в вихревых пучках регистрировалось с помощью CCD-видеокамеры с частотой кадров 30 Гц и временем экспозиции 4 мс, что позволяло фиксировать изменения в распределениях интенсивности,

вызываемые динамикой турбулентных неоднородностей показателя преломления воздуха в конвективном потоке (рис. 8).

Из рис. 8 видно, что в конвективной турбулентности мгновенные распределения интенсивности становятся спеклованными, искажается форма

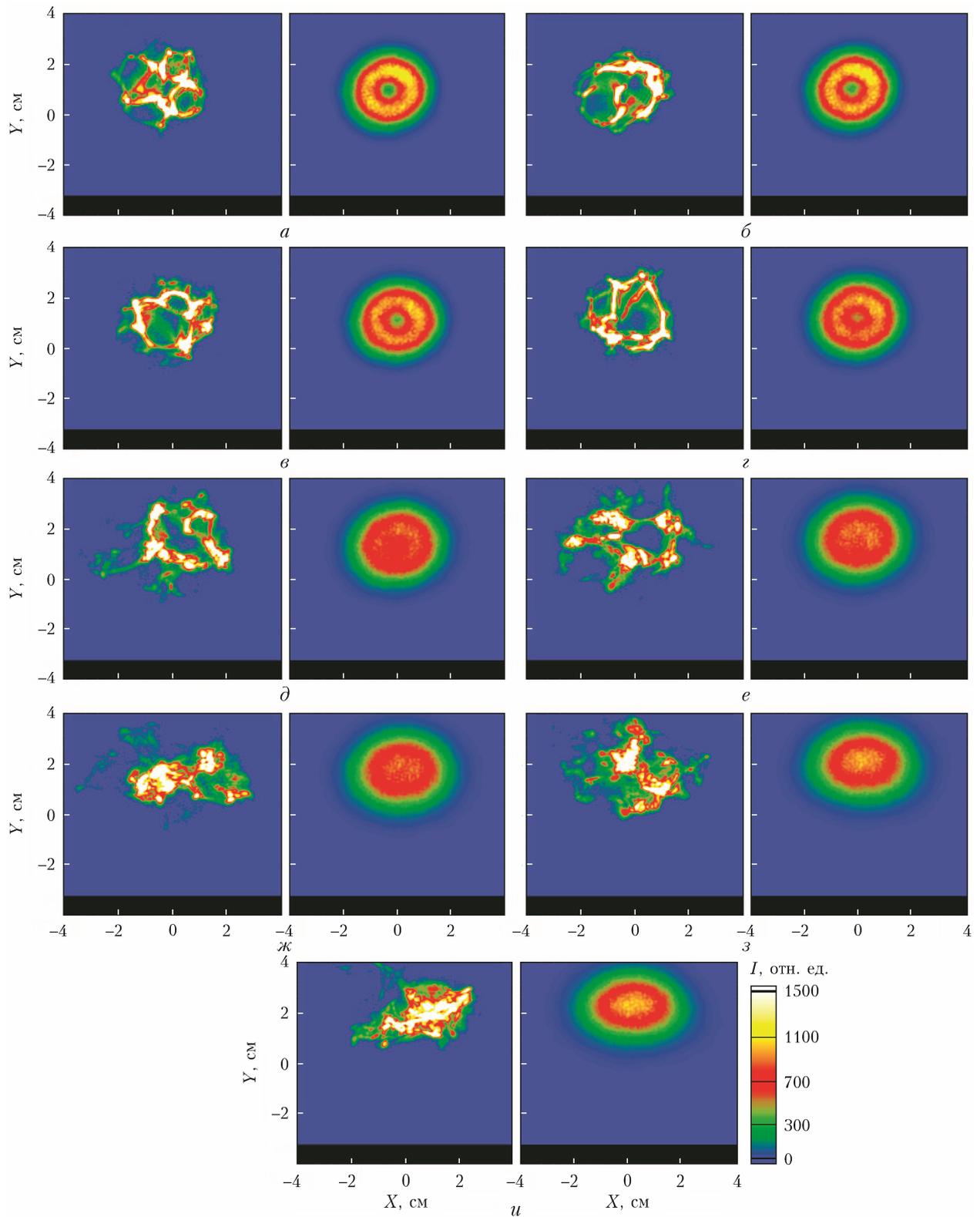


Рис. 8 Мгновенные (полученные за время экспозиции одного кадра) (слева) и усредненные по 1800 видеокадрам (справа) распределения интенсивности вихревого пучка с топологическим зарядом  $l = 1$  над нагретой поверхностью на высоте 40 (а), 32 (б), 25 (в), 19 (г), 14 (д), 11 (е), 9,6 (ж), 8,4 (з), 7,4 см (и) (см. цветной рисунок на сайте <http://iao.ru/ru/content/vol.36-2023/iss.08>)

пучка, замывается его кольцевая структура. Случайные искажения пучка нарастают по мере усиления оптической турбулентности с уменьшением высоты над нагретой поверхностью. Вследствие уменьшения температуры нагретого воздуха с увеличением высоты среднее значение показателя преломления, наоборот, растет. Складываются условия аномальной рефракции, и пучок как целое смещается вверх и сжимается по вертикали из-за больших вертикальных градиентов показателя преломления. Кольцевая структура усредненных распределений интенсивности с усилением оптической турбулентности постепенно замывается и на высоте 11 см становится близкой к гауссовой с максимумом интенсивности в центре пучка. Дальнейшее уменьшение высоты пучка относительно нагретой поверхности приводит вследствие рефракционного сжатия к эллипсоидальному распределению средней интенсивности. Аналогичные результаты получают для вихревых пучков с другими значениями топологического заряда.

Анализ влияния турбулентности на распространение вихревых лазерных пучков с различающимися и одинаковыми начальными размерами проводился на примере параметров, характеризующих отклонение направления распространения пучков от исходного. Регулярное смещение пучков за счет рефракции оценивалось по отклонениям среднего энергетического центра тяжести пучка

$$r_a = \frac{\int \int_{-\infty}^{\infty} \langle I(r) \rangle r dr}{\int \int_{-\infty}^{\infty} \langle I(r) \rangle dr}, \quad (8)$$

рассчитываемого из экспериментальных распределений интенсивности  $\langle I(r) \rangle$ , полученных в результате усреднения мгновенных распределений  $I(r)$  по 1800 кадрам,  $r_a(r_{ax}, r_{ay}), r(x, y)$ .

На рис. 9 представлены результаты расчета по формуле (8) рефракционного смещения вихревых пучков с разными топологическими зарядами и различающимися начальными поперечными размерами. Вдоль горизонтальной оси на графике отложена высота над нагреваемой поверхностью  $h$ , вдоль вертикальной — абсолютное смещение энергетического центра тяжести пучка в вертикальном

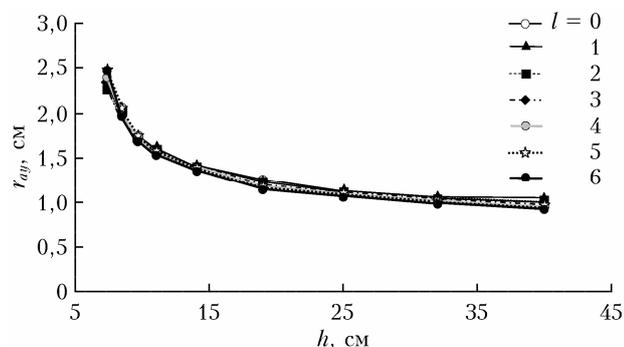


Рис. 9. Вертикальное смещение энергетического центра тяжести вихревых пучков за счет рефракции

направлении относительно его положения при отсутствии нагрева металлической плиты.

Из рис. 9 следует, что регулярная рефракция вихревых оптических пучков в условиях конвективной турбулентности не зависит от топологического заряда пучка, а определяется только средним вертикальным градиентом показателя преломления воздуха.

Случайные блуждания вихревых пучков оценивались по дисперсии случайных смещений энергетического центра тяжести пучка  $r_c$ , который рассчитывался из регистрируемых видеокамерой мгновенных распределений интенсивности  $I(r)$  пучка по формуле

$$r_c = \frac{\int \int_{-\infty}^{\infty} I(r) r dr}{\int \int_{-\infty}^{\infty} I(r) dr}. \quad (9)$$

Дисперсии случайных смещений энергетического центра тяжести вихревых пучков рассчитывались относительно  $r_a$ :

$$\sigma_c^2 = \langle (r_c - r_a)^2 \rangle. \quad (10)$$

На рис. 10 представлены результаты расчета с использованием формул (9) и (10) среднее квадратическое отклонение случайных смещений вихревых пучков с разными топологическими зарядами и различающимися и одинаковыми начальными поперечными размерами.

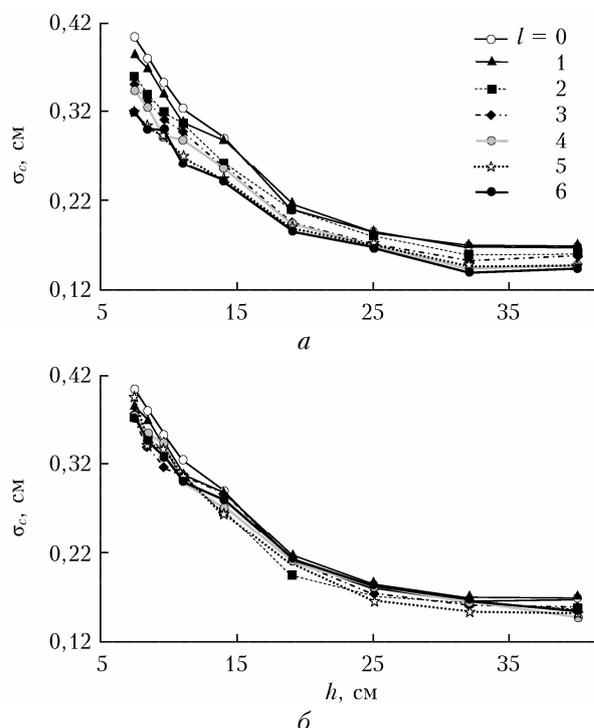


Рис. 10. Среднее квадратическое отклонение энергетического центра тяжести вихревых пучков при различных значениях топологического заряда с различающимися (а) и с одинаковыми начальными поперечными размерами (б)

Из рис. 10 видно, что по мере увеличения интенсивности оптической турбулентности с уменьшением высоты над нагретой поверхностью  $h$  среднеквадратическое отклонение случайных блужданий пучков возрастает как при одинаковых, так и при различающихся начальных размерах пучков. При различающихся начальных размерах (рис. 10, *a*) среднеквадратическое отклонение зависит от топологического заряда пучка. Чем больше топологический заряд (и начальный размер), тем меньше случайные смещения вихревого пучка. Для пучков с одинаковыми начальными размерами (рис. 10, *б*) среднеквадратическое отклонение практически не зависит от топологического заряда и в пределах погрешности измерений (ошибка измерения среднеквадратического отклонения – 10%) совпадает со среднеквадратическим отклонением невихревого гауссова пучка. Приведенные на рис. 10 экспериментальные данные показывают, что действительной причиной большей устойчивости вихревых пучков к воздействию турбулентности является не то, что они обладают орбитальным угловым моментом, а давно установленные для гауссовых пучков закономерности уменьшения турбулентных искажений пучков с увеличением их дифракционных размеров [31, 32].

Этот вывод дополнительно подтверждается результатами на рис. 11, где среднеквадратические отклонения для пучков с разными начальными поперечными размерами (см. рис. 10, *a*) умножены на начальный радиус пучка.

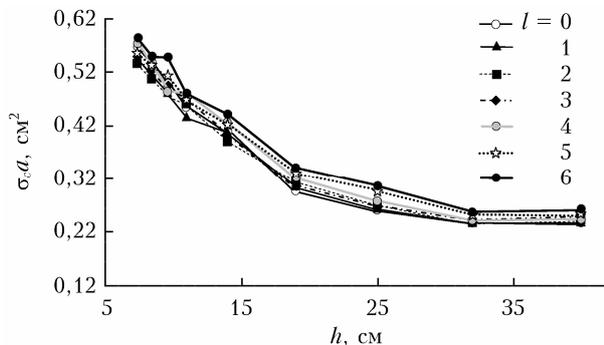


Рис. 11. Среднеквадратические отклонения энергетического центра тяжести вихревых пучков при разных топологических зарядах и с различающимися начальными поперечными размерами, умноженные на начальные радиусы пучков

При такой коррекции уменьшающего влияния начальных поперечных размеров на случайные блуждания вихревых пучков среднеквадратическое отклонение перестает зависеть от топологического заряда, как и в пучках с разными топологическими зарядами, но одинакового размера (рис. 10, *б*).

## Заключение

Представлены результаты экспериментов по распространению вихревых оптических пучков в искусственной конвективной турбулентности в ближней зоне дифракции распространяющегося излучения,

т.е. для случая, когда дифракционным уширением пучка можно пренебречь. Пучки формировались методом цифровой голографии с использованием пространственного модулятора света на основе матрицы микроскопов. Проводились два типа экспериментов с вихревыми пучками с топологическими зарядами, изменявшимися от 1 до 6. В одном случае начальные поперечные размеры пучков возрастали с увеличением топологического заряда, в другом – оставались одинаковыми в пределах погрешности измерений ( $\pm 6\%$ ) при всех значениях топологического заряда.

В экспериментах установлено, что в ближней зоне дифракции распространяющегося вихревого пучка по мере усиления оптической турбулентности с уменьшением высоты над нагретой поверхностью мгновенные распределения интенсивности вихревых пучков становятся спеклованными, искажаются и исчезает исходная кольцевая структура пучка. В усредненных распределениях интенсивности кольцевая структура постепенно замывается и становится близкой к гауссовой с максимумом интенсивности в центре пучка. Пучок как целое смещается вверх и рефракционно сжимается по вертикали из-за больших вертикальных градиентов показателя преломления. Из полученных экспериментальных данных следует, что это регулярное смещение вихревых пучков не зависит от топологического заряда и начальных размеров пучка, а определяется только средним вертикальным градиентом показателя преломления воздуха.

Проведен анализ случайных блужданий вихревых пучков. Показано, что с увеличением интенсивности оптической турбулентности среднеквадратическое отклонение случайных смещений энергетического центра тяжести возрастает как при одинаковых, так и при различающихся начальных размерах пучков. При различающихся начальных размерах среднеквадратическое отклонение зависит от топологического заряда пучка. Чем больше топологический заряд (и начальный размер), тем меньше случайные смещения вихревого пучка. Для пучков с одинаковыми начальными размерами среднеквадратическое отклонение в пределах погрешности измерений не зависит от топологического заряда и совпадает со среднеквадратическим отклонением невихревого гауссова пучка. Эти результаты позволяют сделать вывод, что действительной причиной уменьшения случайных смещений пучков с увеличением топологического заряда является не циркуляция потока энергии, а сопутствующее увеличению топологического заряда возрастание начальных поперечных размеров пучка. Из классической работы [36] следует, что увеличение начального радиуса приводит к уменьшению случайных смещений пространственно-ограниченных пучков.

## Список литературы

1. Yao A., Padgett M. Orbital angular momentum: Origins, behavior, and applications // Adv. Opt. Photon. 2011. V. 3. P. 161–204. DOI: 10.1364/OL.26.000405.

2. *Padgett M.* Orbital angular momentum 25 years on [Invited] // *Opt. Express*. 2017. V. 25. P. 11265–11274. DOI: 10.1364/OE.25.011265.
3. *Shen Y., Wang X., Xie Z., Min C., Fu X., Liu Q., Gong M., Yuan X.* Optical vortices 30 years on: OAM manipulation from topological charge to multiple singularities // *Light Sci. Appl.* 2019. N 8. P. 90. DOI: 10.1038/s41377-019-0194-2.
4. *Wang J., Yang J., Fazal I.M., Ahmed N., Yan Y., Huang H., Ren Y., Yue Y., Dolinar S., Tur M., Willner A.E.* Terabit free-space data transmission employing orbital angular momentum multiplexing // *Nature Photon.* 2012. N 6. P. 488–496. DOI: 10.1038/nphoton.2012.138.
5. *Lei T., Zhang M., Li Y., Jia P., Liu G.N., Xu X., Li Z., Min C., Lin J., Yu C., Niu H., Yuan X.* Massive individual orbital angular momentum channels for multiplexing enabled by Dammann gratings // *Light Sci Appl.* 2015. V. 4. P. e257. DOI: 10.1038/lsa.2015.30.
6. *Xie G., Li L., Ren Y., Huang H., Yan Y., Ahmed N., Zhao Z., Lavery M.P., Ashrafi N., Ashrafi S., Bock R., Tur M., Molisch A.F., Willner A.E.* Performance metrics and design considerations for a free-space optical orbital-angular-momentum – multiplexed communication link // *Optica*. 2015. V. 2, N 4. P. 357–365.
7. *Ren Y.X., et al.* Atmospheric turbulence effects on the performance of a free space optical link employing orbital angular momentum multiplexing // *Opt. Lett.* 2013. V. 38, N 20. P. 4062–4065.
8. *Chen C., Yang H.* Characterizing the statistical distribution for transmission coefficient of turbulence optical orbital-angular-momentum channels // *Opt. Express*. 2019. V. 27, N 20. P. 28968–28982.
9. *Ndagano B., Mphuthi N., Milione G., Forbes A.* Comparing mode-crosstalk and mode-dependent loss of laterally displaced orbital angular momentum and Hermite–Gaussian modes for free-space optical communication // *Opt. Lett.* 2017. V. 42, N 20. P. 4175–4178.
10. *Ren Y., Wang Z., Liao P., Li L., Xie G., Huang H., Zhao Z., Yan Y., Ahmed N., Willner A., Lavery M.P.J., Ashrafi N., Ashrafi S., Bock R., Tur M., Djordjevic I.B., Neifeld M.A., Willner A.E.* Experimental characterization of a 400 Gbit/s orbital angular momentum multiplexed free-space optical link over 120-meters // *Opt. Lett.* 2016. V. 41, N 3. P. 622–625.
11. *Ren Y., Xie G., Huang H., Bao C., Yan Y., Ahmed N., Lavery M., Erkmen B., Dolinar S., Tur M., Neifeld M., Padgett M., Boyd R., Shapiro J., Willner A.* Adaptive optics compensation of multiple orbital angular momentum beams propagating through emulated atmospheric turbulence // *Opt. Lett.* 2014. V. 39, N 10. P. 2845–2848.
12. *Аксенов В.П., Погуца Ч.Е.* Влияние оптического вихря на случайные смещения лагерр-гауссова пучка, распространяющегося в турбулентной среде // *Оптика атмосфер. и океана*. 2012. Т. 25, № 7. С. 561–565; *Аксенов В.П., Погуца Ч.Е.* The effect of optical vortex on random Laguerre–Gauss shifts of a laser beam propagating in a turbulent atmosphere // *Atmos. Ocean*. 2013. V. 26, N 1. P. 13–17.
13. *Aksenov V.P., Kolosov V.V., Pogutsa Ch.E.* The influence of the vortex phase on the random wandering of a Laguerre–Gaussian beam propagating in a turbulent atmosphere: A numerical experiment // *IOP Publish. Ltd. J. Opt.* 2013. V. 15, N 4. P. 044007. DOI: 10.1088/2040-8978/15/4/044007.
14. *Aksenov V.P., Kolosov V.V., Pogutsa Ch.E.* Random wandering of laser beams with orbital angular momentum during propagation through atmospheric turbulence // *Appl. Opt.* 2014. V. 53. P. 3607–3614.
15. *Лукин И.П.* Устойчивость когерентных вихревых беселевых пучков при распространении в турбулентной атмосфере // *Оптика атмосфер. и океана*. 2014. Т. 27, № 5. С. 367–374.
16. *Yuan Y, Lei T., Li Z., Li Y., Gao S., Xie Z., Yuan X.* Beam wander relieved orbital angular momentum communication in turbulent atmosphere using Bessel beams // *Sci. Rep.* 2017. V. 7, N 1. P. 42276.
17. *Cheng M., Guo L., Li J., Yan X., Sun R., You Y.* Effects of asymmetry atmospheric eddies on spreading and wander of Bessel–Gaussian beams in anisotropic turbulence // *IEEE Photon.* 2018. V. 10, N 4. P. 6100510.
18. *Fu S., Gao C.* Influences of atmospheric turbulence effects on the orbital angular momentum spectra of vortex beams // *Photon. Res.* 2016. V. 4, N 5. P. B1–B4.
19. *Wang F., Cai Y., Eyyuboğlu H.T., Baykal Y.* Twist phase-induced reduction in scintillation of a partially coherent beam in turbulent atmosphere // *Opt. Lett.* 2012. V. 37, N 2. P. 184–186.
20. *Saito A., Tanabe A., Kurihara M., Hashimoto N., Oga-wa K.* Propagation properties of quantized Laguerre–Gaussian beams in atmospheric turbulence // *Free-Space Laser Communication and Atmospheric Propagation XXVIII*. 2016. V. 9739. P. 973914.
21. *Yang Q., Wang T., Chen J., Yao H., Jiang Z., Sun Z., Yu C., Lin P., Sun H., Zhang F., Jiang H.* Transmission characters of wide-spectrum OAM beam in tunable atmospheric turbulence // *Opt. Commun.* 2021. V. 496. P. 127078.
22. *Panchal P., Naik D.N., Narayanamurthy C.S.* Insensitivity of higher order topologically charged Laguerre–Gaussian beamsto dynamic turbulence impact // *Opt. Commun.* 2021. V. 495. P. 127023.
23. *Банух В.А., Фалиц А.В.* Уширение лагеррова пучка в турбулентной атмосфере // *Опт. и спектроскоп*. 2014. Т. 117, № 6. С. 969–975. DOI: 10.7868/S0030403414120022.
24. *Фалиц А.В.* Блуждание и флуктуации интенсивности фокусированного Лагеррра–Гауссова пучка в турбулентной атмосфере // *Оптика атмосфер. и океана*. 2015. Т. 28, № 9. С. 763–771.
25. *Banakh V.A., Gerasimova L.O.* Strong scintillations of pulsed Laguerrian beams in a turbulent atmosphere // *Opt. Express*. 2016. V. 24, N 17. P. 19264–19277.
26. *Brown B., Lohmann A.* Computer-generated binary holograms // *IBM J. Res. Dev.* 1969. V. 13. P. 160–168.
27. *Lee W.-H.* Binary synthetic holograms // *Appl. Opt.* 1974. V. 13. P. 1677–1682.
28. *Lee W.-H.* Binary computer-generated holograms // *Appl. Opt.* 1979. V. 18, N 21. P. 3661–3669.
29. *Arlt J., Dholakia K., Allen L., Padgett M.J.* The production of multiringed Laguerre–Gaussian modes by computer-generated holograms // *J. Modern Opt.* V. 45, N 6. P. 1231–1237. DOI: 10.1080/09500349808230913.
30. *Методы компьютерной оптики / под ред. В.А. Соифера. М.: Физмалит, 2003. 688 с.*
31. *Anzuola E., Belmonte A.* Generation of atmospheric wavefronts using binary micromirror arrays // *Appl. Opt.* 2016. V. 55, N 11. P. 3039–3044.
32. *Bekshaev A.Y., Karamoch A.I.* Spatial characteristics of vortex light beams produced by diffraction gratings with embedded phase singularity // *Opt. Commun.* 2008. V. 281, N 6. P. 1366–1374.

33. *Bekshaev A., Mikhaylovskaya L., Patil S., Kumar V., Singh R.P.* Optical-vortex diagnostics via Fraunhofer slit diffraction with controllable wavefront curvature // *J. Opt. Soc. Am. A.* 2020. V. 37, N 5. P. 780.
34. *Мионов В.Л.* Распространение лазерного пучка в турбулентной атмосфере. Новосибирск: Наука, 1981. 248 с.
35. *Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В.* Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеоздат, 1988. 270 с.
36. *Кляцкин В.И., Кон А.И.* О смещениях пространственно-ограниченных световых пучков в турбулентной среде в приближении марковского случайного процесса // *Изв. вузов. Радиофизика.* 1972. Т. 15, № 9. С. 1381–1388.

*A.V. Falits, V.V. Kuskov, V.A. Banakh, L.O. Gerasimova, R.Sh. Tsvyk, A.N. Shesternin.* **Deformation and wander of vortex beams in artificial convective turbulence.**

The results of experiments on the propagation of vortex optical beams in an artificial convective turbulent medium along a path 12 m long are presented. An artificial turbulent medium is created at a laboratory bench, where laser beams are generated with different values of the topological charge of the orbital angular momentum of the vortex optical field. The characteristics of the path and the parameters of the propagating radiation in the experiment correspond to the propagation conditions, which can be described in terms of geometric optics. It has been established that during the propagation of an optical beam, in the near diffraction zone, as the optical turbulence increases, the instantaneous distributions of the intensity of vortex beams become speckled, the original ring structure of the beam is distorted and disappears. In the averaged intensity distributions, the ring structure is gradually blurring with strengthening the refractive turbulence and becomes close to that of a Gaussian beam with the intensity maximum at the center. The random wandering of vortex beams, whose initial transverse size increases with the topological charge, and beams, whose initial transverse size remains unchanged with a change of the topological charge, is compared. It is shown that the amplitude of random displacements of a vortex beam energy centroid is independent of the topological charge.