PACS 42.25.Fx

Сепаратор мод для пучка с внеосевым оптическим вихрем

М.В.Васнецов, В.В.Слюсар, М.С.Соскин

Рассмотрена дифракция гауссового пучка на тонкой амплитудной решетке с дислокацией, смещенной относительно оси пучка. Полученный в первом порядке дифракции пучок с внеосевым оптическим вихрем представлен в виде суперпозиции мод Лагерра – Гаусса. Предложена и экспериментально реализована оптическая схема, позволяющая пространственно разделить моды, имеющие четные и нечетные модовые индексы. Метод разделения основан на различии фазовых сдвигов Гуи при фокусировке пучков. Обсуждается возможность разделения фотонов с нулевым и ненулевым орбитальным угловым моментом.

Ключевые слова: *оптические вихри, моды Лагерра – Гаусса, фазовый сдвиг Гуи, орбитальный угловой момент фотона.*

Физическая оптика в последние годы обогатилась понятием оптический вихрь (ОВ) [1], используемым для описания структуры волнового поля, обладающего фазовыми дефектами (дислокациями волнового фронта) [2]. Интерес к ОВ вызван их необычными свойствами, а также возможными приложениями для задач манипуляции микрочастицами [3]. Особенностью ОВ является то, что амплитуда поля обращается на его оси в нуль, а фаза становится неопределенной, или сингулярной, вследствие скачка на π или $m\pi$ в случае m-кратного вихря (обзор свойств ОВ см. в [4, 5]). При совпадении оси ОВ с осью пучка (как, например, для мод Лагерра – Гаусса с ненулевым азимутальным индексом) целочисленная величина m называется топологическим зарядом. Структуру пучка с ОВ определим из выражения для моды Лагерра – Гаусса $LG_p^{(l)}$ (в цилиндрических координатах ρ, φ, z):

$$E(LG_p^{(l)}) = E_{LG}\frac{w_0}{w}\left(\frac{\sqrt{2}\rho}{w}\right)^{|l|}\exp\left(-\frac{\rho^2}{w^2}\right)L_p^{|l|}\left(\frac{2\rho^2}{w^2}\right)$$

$$\times\exp\left\{\mathrm{i}\left[kz+\frac{k\rho^2}{2R(z)}+l\varphi-Q\arctan\left(\frac{z}{z_{\mathrm{R}}}\right)\right]\right\}, \quad (1)$$

где E_{LG} – амплитудный параметр; w_0 – поперечный размер пучка в перетяжке; $w = w_0(1+z^2/z_{\mathrm{R}}^2)^{1/2}$ – поперечный размер пучка на расстоянии z от перетяжки; $R(z) = z(1+z_{\mathrm{R}}^2/z^2)$ – радиус кривизны волнового фронта на оси пучка; $z_{\mathrm{R}} = kw_0^2/2$ – длина Рэлея; k – волновое число; $L_p^{|l|}$ – присоединенный полином Лагерра; l – азимутальный индекс моды; p – радиальный индекс моды [6]. Для пучков с ненулевым индексом l амплитуда на оси пучка обращается в нуль, а фаза зависит от азимута как $\exp(\mathrm{i}l\varphi)$, что соответствует ОВ с топологическим зарядом $m = l$. Число $Q = 2p + |l| + 1$ называется индексом моды, определяющим принадлежность к семейству мод с одинаковым Q. Индекс моды определяет малую добавку к фазовой скорости моды, связанную с фазовым сдвигом Гуи $\arctan(z/z_{\mathrm{R}})$. Для гауссового пучка ($p, l = 0$) $Q = 1$ и дополнительный фазовый набег (по сравнению с плоской волной) на расстоянии от перетяжки до дальней зоны за счет фазового сдвига Гуи составляет $-\pi/2$. «Бубликовая» мода $LG_0^{(1)}$ ($p = 0$, $l = 1$) имеет индекс $Q = 2$, а соответствующий дополнительный фазовый набег равен $-\pi$.

Выражение для пространственной поверхности равной фазы (волнового фронта) моды $LG_0^{(l)}$ в перетяжке получим из (1), полагая $R(z)\to\infty$, $z \ll z_{\mathrm{R}}$:

$$kz + l\varphi = \mathrm{const}. \quad (2)$$

Уравнение для волнового фронта (2) определяет геликоидальную поверхность с шагом, равным $l\lambda$ (λ – длина волны). При выходе из перетяжки форма волнового фронта остается геликоидальной, имеющей на оси особенность (скачок фазы на $l\pi$). Такая структура волнового фронта приводит к расщеплению интерференционной полосы (появлению l новых полос) при интерференции пучка с ОВ с плоской волной, что является основным признаком наличия ОВ при интерференционном детектировании [7].

Другое важное следствие геликоидальной формы волнового фронта – наличие орбитального углового момента у пучка [8], что связано с циркуляцией светового потока вокруг оси ОВ. Орбитальный угловой момент L_z для аксиально-симметричного ОВ-пучка с энергией W, частотой ω и топологическим зарядом m определяется выражением [8]

$$L_z = \frac{mW}{\omega}, \quad (3)$$

что в пересчете на один фотон дает $m\hbar$.

Квантованное значение орбитального углового момента фотона может быть либо случайным, либо отражать физическую реальность существования соответствующего орбитального квантового числа. В настоящее время существуют аргументы в пользу как квантовой

Институт физики НАН Украины, 03039 Киев, просп. Науки, 46; e-mail: mvas@iop.kiev.ua

Поступила в редакцию 30 августа 2000 г., после доработки – 31 января 2001 г.

природы орбитального углового момента, так и чисто классического описания [9]. В частности, соосная интерференция лагерр-гауссовых мод приводит к образованию комбинированного пучка [10], где удельное значение орбитального углового момента «на фотон» может быть произвольным. Это можно интерпретировать как результат суперпозиции фотонов с ненулевым орбитальным угловым моментом и фотонов, принадлежащих к модам $LG_p^{(0)}$, не имеющим орбитального углового момента. В комбинированном пучке за счет присутствия моды, имеющей осевой максимум, положение ОВ оказывается смещенным относительно центра пучка [11].

Целью настоящей работы явилась попытка разделить вихревую и безвихревую компоненты в пучке с внеосевым ОВ. Идея метода заключалась в использовании различия фазовых сдвигов Гуи для мод с разными Q.

В лабораторных условиях реализовать генерацию лазера на требуемой лагерр-гауссовой моде часто бывает затруднительно, поэтому для получения пучков с ОВ разработано несколько внерезонаторных методик, из которых наиболее простой является дифракция на синтезированной голограмме [12]. При этом дифрагировавший в первый порядок пучок обладает в поперечном сечении точкой фазовой сингулярности, т. е. ОВ нужного знака и заряда.

Рассмотрим голограмму, расположенную в перетяжке считывающего гауссового пучка

$$E_{\mathrm{G}} \propto \exp\left(-\frac{\rho^2}{w_0^2}\right). \tag{4}$$

Диаметр пучка будем считать много меньшим поперечных размеров голограммы, но много большим ее характерного пространственного периода. Для случая синтезированной голограммы в виде тонкой амплитудной решетки с дислокацией ее пропускание T имеет следующий вид:

$$T(\rho,\varphi) = T_0 + T_1(\rho)\cos(K\rho\cos\varphi + M\varphi), \tag{5}$$

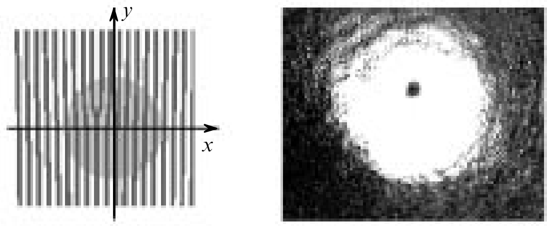
где T_0 – среднее пропускание; $T_1(\rho)$ – контраст полос; $K = 2\pi/\Lambda$; Λ – период решетки; M – порядок дислокации решетки [11]. Решетка с $M = 1$ имеет расщепление центральной полосы на две, как показано на рис.1,*а*. С учетом того, что $\rho\cos\varphi = x$, дифракционное поле E_{d} при считывании решетки плоской волной $E_0\exp(\mathrm{i}kz)$ может быть представлено в виде суммы полей нулевого и ± 1-го порядков:

$$E_{\mathrm{d}} = E_0\Bigg[T_0\exp(\mathrm{i}kz) + T_1(\rho) \times \frac{\exp(\mathrm{i}kz + \mathrm{i}Kx + \mathrm{i}M\varphi) + \exp(\mathrm{i}kz - \mathrm{i}Kx - \mathrm{i}M\varphi)}{2}\Bigg], \tag{6}$$

причем в $+1$-м порядке ОВ имеет топологический заряд $m = M$, а в -1-м порядке $m = -M$. Считывание решетки гауссовым пучком приводит к такому же результату.

На практике синтезированные голограммы могут иметь бинарное распределение пропускания в виде

$$T(x,\varphi) = \begin{cases} 0, & \cos(Kx + M\varphi) \leqslant 0, \\ 1, & \cos(Kx + M\varphi) > 0. \end{cases} \tag{7}$$



а *б*

Рис.1. Ориентация гауссового пучка (серый круг), падающего на решетку с фазовой сингулярностью $M = 1$ (центр решетки сдвинут относительно оси пучка) (*а*), и вид поперечного сечения дифрагировавшего пучка (*б*).

Для бинарной решетки с дислокацией, описываемой выражением (7), вывод функции распределения поля, дифрагировавшего в первый порядок, оказывается довольно громоздким [13], поэтому для выяснения главных свойств дифрагировавшего пучка будем считать, что $T_1(\rho)$ линейно растет с расстоянием от центра решетки и становится равным единице при $\rho = R_0$. (Отметим, что точка ветвления полосы сдвинута относительно центра решетки на величину $M\Lambda/2\pi$ [11].) Тогда при дифракции гауссового пучка ($w_0 \ll R_0$) на решетке с $M = 1$ распределение поля в первом порядке дифракции в плоскости за решеткой принимает вид (в декартовых координатах)

$$E_1 \propto \frac{x + \mathrm{i}y}{R_0}\exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w_0^2}\right), \tag{8}$$

что соответствует лагерр-гауссовой моде $LG_0^{(1)}$. Пусть теперь центр решетки будет несколько смещен относительно центра считывающего пучка, например на расстояние $x_0 < R_0$ по оси x. Тогда соответствующее распределение поля в первом порядке дифракции будет иметь вид

$$E_1 \propto \frac{x + x_0 + \mathrm{i}y}{R_0}\exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w_0^2}\right). \tag{9}$$

Выражение (9) приводит к суперпозиции моды $LG_0^{(1)}$, несущей ОВ, и «добавки» в виде моды $LG_0^{(0)}$ (гауссов пучок) со вкладом, пропорциональным x_0. В результате образуется комбинированный пучок, в котором сдвиг ОВ относительно оси пучка пропорционален смещению x_0. Такой упрощенный подход позволяет сделать важный вывод: структура поля в первом порядке дифракции может быть представлена суперпозицией осевого ОВ и безвихревой компоненты. Для бинарной решетки с функцией пропускания (7) вихревая компонента представляет собой суперпозицию мод $LG_p^{(M)}$, а безвихревая компонента состоит из мод $LG_p^{(0)}$. В этом смысле можно говорить о фотонах разных типов в пучке с внеосевым ОВ, т. е. о фотонах с нулевым и ненулевым орбитальным угловым моментом.

Схема эксперимента приведена на рис.2. Исходный пучок был получен с помощью синтезированной бинарной голограммы ($M = 1$), дающей в первом порядке дифракции пучок с единичным ОВ [11]. Центр решетки был несколько смещен относительно центра падающего на решетку пучка (рис.1,*а*). Положение ОВ в дифрагировавшем пучке, как видно из рис.1,*б*, не совпадало с центром пучка, который направлялся в интерферометр, служащий сепаратором мод.

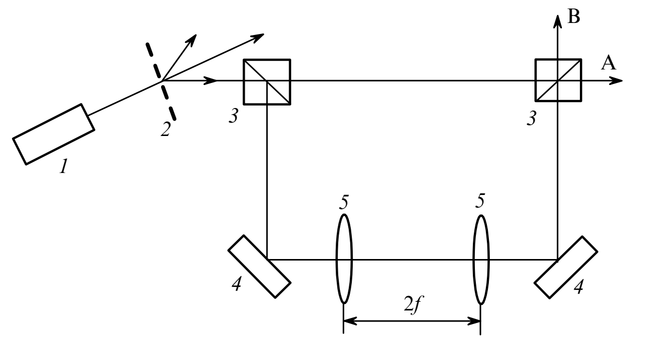


Рис.2. Схема эксперимента:
1 – He – Ne-лазер; *2* – бинарная решетка; *3* – оптические делители; *4* – зеркала; *5* – линзы.

В одном из плеч интерферометра, образованного делителями пучка *3* и полностью отражающими зеркалами *4*, располагались две софокусные линзы *5*. Прохождение пучка через междулинзовый промежуток приводит, за счет фокусировки пучка и последующего его расширения, к дополнительному набегу фазы, равному удвоенному фазовому сдвигу Гуи. Таким образом, результирующий набег фазы для моды с индексом Q составляет $-Q\pi$. Если, например, для моды с четным Q разность хода между пучком, идущим без переотражений в канал А, и пучком, отраженным в канал А из второго плеча, равна четному числу полуволн, то весь пучок пройдет в канал А, а излучение в канале В будет отсутствовать из-за интерференционного гашения. При такой настройке интерферометра для моды с нечетным Q разность хода составляет нечетное число полуволн и пучок полностью пройдет в канал В. Настройка интерферометра проводилась по гашению пучка на выходе А при гауссовом пучке ($Q = 1$) на входе в сепаратор.

Поскольку пучок с единичным внеосевым ОВ представляет собой суперпозицию мод с четным Q (вихревая компонента) и нечетным Q (безвихревая компонента), то сепаратор разделяет вихревую и безвихревую компоненты по разным каналам. Отметим, что знак ОВ меняется при отражении на противоположный, но за счет четного числа отражений на выходе А интерферируют пучки, несущие ОВ того же знака, что и у исходного пучка.

При надлежащей настройке на выходах А и В наблюдались различные картины: осевой ОВ на выходе А и пучок с гладким волновым фронтом на выходе В (рис.3,*а*,*б*), что проверялось с помощью интерференции с дополнительной плоской волной (рис.3,*в*,*г*).

Таким образом, в работе экспериментально проведено разделение мод с нечетным индексом Q (безвихревая компонента, $l = 0$) и четным Q (вихревая компонента, $l = 1$). Это разделение может быть интерпретировано как возможность проведения с помощью чисто оптических методов пространственного разделения по разным каналам фотонов, принадлежащих «вихревой» $LG_0^{(1)}$-моде и гауссову пучку ($LG_0^{(0)}$-моде), которые при когерентном сложении образуют комбинированный пучок.

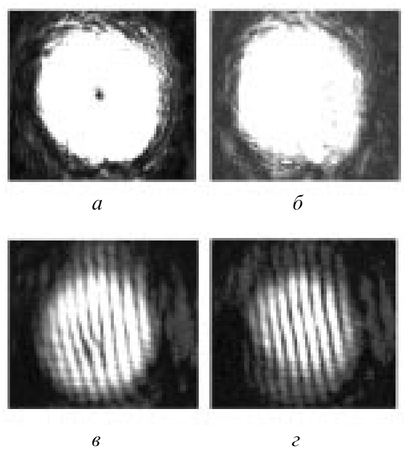


Рис.3. Картины распределения интенсивностей пучков в поперечном сечении на выходах А (*а*) и В (*б*), а также соответствующие интерферограммы, полученные в результате интерференции этих пучков с дополнительной плоской волной (*в* и *г*).

Отметим, что рассмотренный метод основан на различии фазовых сдвигов Гуи для мод с четным и нечетным модовым индексом, а не на наличии орбитального углового момента. Например, моды $LG_0^{(2)}$ ($Q = 3$) и $LG_1^{(0)}$ ($Q = 3$), одна из которых обладает орбитальным угловым моментом, а другая нет, не могут быть разделены в используемой схеме.

По нашему мнению, разрешить вопрос о наличии орбитального углового момента у единичного фотона могут только эксперименты с поглощением света средой, реагирующей на передачу углового момента. Для этой и других задач получение «очищенного» ОВ является весьма важным, поэтому предложенная в настоящей работе методика может найти свое применение.

Работа выполнена в рамках партнерского проекта P051 НТЦУ с Научно-исследовательской лабораторией ВВС США (EOARD).

1. Coullet P., Gil L., Rocca F. *Optics Comms*, **73**, 403 (1989).
2. Nye J.F., Berry M.V. *Proc.Roy.Soc.Lond.A*, **336**, 165 (1974).
3. He H., Friese M.E.J., Heckenberg N.R. et al. *Phys.Rev.Letts*, **75**, 826 (1995).
4. Soskin M., Vasnetsov M. *Photonics Science News*, **4**, № 4, 21 (1999).
5. Vasnetsov M., Staliunas K. (Eds). *Optical vortices* (N.Y., Nova Science, 1999).
6. Ананьев Ю.А. *Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения* (М., Наука, 1979).
7. Баранова Н.Б., Зельдович Б.Я., Мамаев А.В. и др. *ЖЭТФ*, **83**, 1702 (1982).
8. Allen L., Beijersbergen M.W., Spreeuw R.J.C., Woerdman J.P. *Phys. Rev. A*, **45**, 8185 (1992).
9. Tiwari S.C. *J.Mod.Opt.*, **46**, 1721 (1999).
10. Soskin M.S., Gorshkov V.N., Vasnetsov M.V. et al. *Phys.Rev.A*, **56**, 4064 (1997).
11. Basistiy I.V., Bazhenov V.Yu., Soskin M.S., Vasnetsov M.V. *Optics Comms*, **103**, 422 (1993).
12. Баженов В.Ю., Васнецов М.В., Соскин М.С. *Письма в ЖЭТФ*, **52**, 1037 (1990).
13. Sacks Z.S., Rozas D., Swartzlander G.A. Jr. *Opt.Soc.Amer.B*, **15**, 2226 (1998).