

# Управление дифракцией пучков света с орбитальным угловым моментом

Д.А. Иконников<sup>1</sup>, А.М. Вьюнышев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт Физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, 660036, Россия

<sup>2</sup>Институт инженерной физики и радиоэлектроники, Сибирский Федеральный Университет, Красноярск, 660041, Россия  
ikonnikov@iph.krasn.ru

В последнее время все больший интерес привлекают пучки света с орбитальным угловым моментом (ОУМ). Прежде всего, это связано с развитием таких областей как квантовые коммуникации, сверхёмкая передача информации и оптические манипуляции [1-10]. Пучки света с орбитальным угловым моментом представляют собой пучки с азимутальной фазовой зависимостью  $e^{il\varphi}$  [11-13], где  $l$  - орбитальный угловой момент,  $\varphi$  - азимутальный угол. Обычно такие пучки получают путем наложения фазовой модуляции  $e^{il\varphi}$  на Гауссов пучок. В нашей недавней работе [14] был разработан и экспериментально продемонстрирован простой и эффективный аналитический метод формирования дифракционных картин. Такой подход позволяет сформировать дискретную дифракционную картину, состоящую из набора дифракционных максимумов фиксированного порядка, путем использования квазипериодической дифракционной решетки. Этот метод может быть распространен на случай дифракции световых пучков, несущих ОУМ.

Для создания светового пучка с заданными пространственными характеристиками на лазерный гауссовский пучок может накладываться фазовая модуляция (фазовая маска или, просто, - *голограмма*). Комплексная функция модуляции произвольной фазовой маски имеет вид

$$t(\mathbf{r}, \varphi) = e^{-i\Phi(\mathbf{r}, \varphi)}, \quad (1)$$

где  $\Phi(\mathbf{r}, \varphi)$  - функция фазовой модуляции,  $\mathbf{r} \in (x, y)$  - радиус-вектор.

Функция фазовой модуляции двоичной голограммы может быть записана в виде

$$\Phi(\mathbf{r}, \varphi) = \Phi_0 + \Delta\Phi \cdot \text{sgn}(\sum a_n \cos[\mathbf{G}_n \mathbf{r} + l_n \varphi]), \quad (2)$$

Здесь  $\Phi_0$  - среднее значение фазы,  $\Delta\Phi$  - максимальное отклонение фазы от ее среднего значения  $\Phi_0$ ,  $a_n$  - амплитуда  $n$ -ной пространственной гармоники,  $\mathbf{G}_n$  - вектор обратной решетки,  $l_n$  - топологический заряд, обусловленный дефектом структуры, а  $\text{sgn}(\psi) = |\psi|/\psi$  - функция знака аргумента  $\psi$ . Слагаемые  $\cos[\mathbf{G}_n \mathbf{r}]$  обеспечивают дальнюю трансляционную симметрию, которая отвечает за формирование отдельных дифракционных порядков.

В вырожденном случае ( $\mathbf{G}_n = 0$  для всех  $n$ ) будет наблюдаться только нулевой порядок дифракции, и распределение интенсивности будет зависеть от набора топологических зарядов  $l_n$ . Таким образом, возможно получение пучков света с суперпозицией ОУМ. На рисунке 1 представлены рассчитанные численно и экспериментально измеренные профили интенсивности для пучков, соответствующих двум слагаемым под суммой в уравнении (2). Распределение интенсивности в дальнем поле рассчитывалось с использованием уравнения дифракции Френеля-Кирхгофа [15]. Видно, что рассчитанные распределения интенсивности хорошо согласуются с экспериментальными результатами. Представленные на рис. 1 зависимости распределения фазы (паттерны) имеют горизонтальную симметрию (из-за четности

функции косинуса) и, следовательно, соответствующие им распределения интенсивности обладают такой же симметрией.

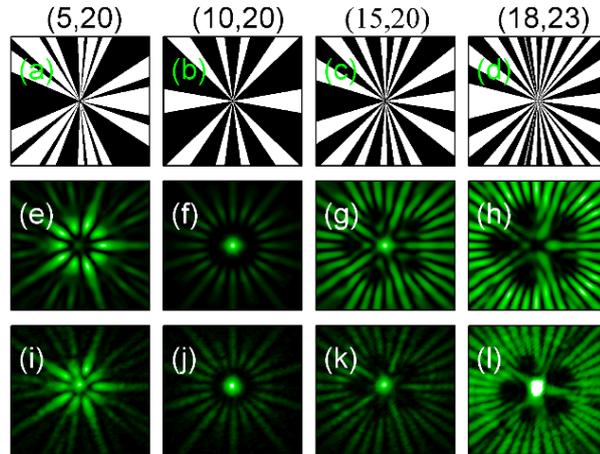


Рис. 1. Паттерны фазовой модуляции (a-d), рассчитанные (e-h) и экспериментальные (i-l) дифракционные картины для  $G_1 = G_2 = 0 \text{ рад} \cdot \text{мкм}^{-1}$  и  $(l_1, l_2)$ : (e, i) {5,20}; (f, j) {10,20}; (g, k) {15,20} и (h, l) {18,23}.

Для относительно высоких значений орбитальных угловых моментов азимутальные распределения интенсивности напоминают дифракцию на квазипериодических решетках [14] или спектры пропускания квазипериодических фотонных кристаллов [16]. В отличие от решеток, где присутствует пространственная модуляция, в данном случае имеет место угловая (азимутальная) модуляция. Тем не менее, как и в случае квазипериодических решеток, квазипериод этой суперпозиции модуляций является обратной величиной наибольшего общего множителя пространственных частот модуляции. Здесь роль угловых частот модуляции играют ОУМ  $l_1$  и  $l_2$ . Например, на рис. 1 (a) и (c) наибольший общий множитель равен 5, и в обоих случаях мы видим пять ярких лучей, расходящихся от центра, которые делят дифракционную картину на пять идентичных секторов.

Каждая комбинация ОУМ приводит к формированию уникальной дифракционной картины. Этот подход не ограничивается двумя элементами в сумме (2), но может быть легко расширен до 3, 4 или любого другого числа слагаемых, что было подтверждено экспериментально. Таким образом, можно получить произвольное число возможных комбинаций с неповторяющимся распределением интенсивности.

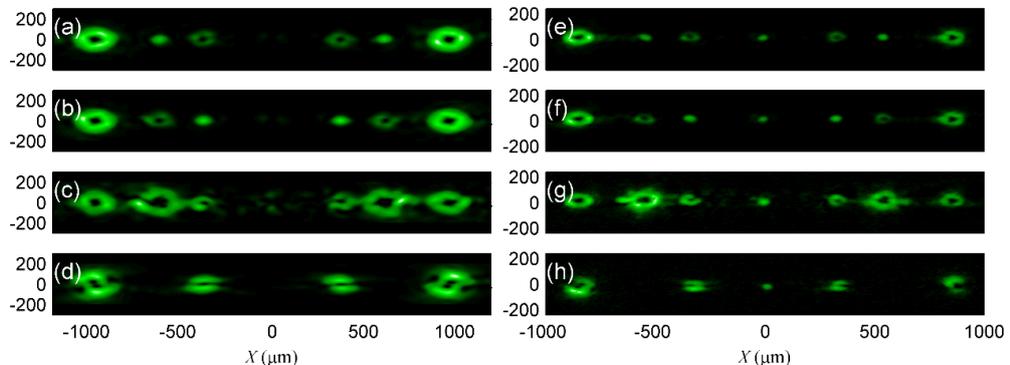


Рис. 2. Рассчитанные (a-d) и экспериментальные (e-h) дифракционные картины для  $G_n \neq 0$ .

При  $G_n \neq 0$ , снимается вырождение на число порядков дифракции. Для удобства в данной работе мы ограничились рассмотрением трех элементов в сумме (2), так что конечное уравнение принимает вид

$$\Phi(x, y) = \Phi_0 + \Delta\Phi \cdot \text{sgn}(a_1 \cos[G_1 x + l_1 \varphi] + a_2 \cos[G_2 x + l_2 \varphi] + a_3 \cos[G_3 x + l_3 \varphi]), \quad (3)$$

В этом случае будет наблюдаться три ярко выраженных максимума, соответствующих трем значениям  $G_n$ . Каждый максимум будет иметь заданный ОУМ  $l_n$  (рис. 2).

Необычные результаты наблюдаются в том случае, если значения обратных векторов решетки двух компонент равны. Это проявляется в искажении не только указанного дифракционного максимума, но также других максимумов, соответствующих другим пространственным частотам. Согласно тригонометрическим формулам, сумма косинуса в уравнении (3) может быть представлена как модуляция косинуса полусуммы аргументов  $\cos\left[\frac{G_1+G_2}{2}x + \frac{l_1+l_2}{2}\varphi\right]$  косинусом полуразности  $\cos\left[\frac{G_1-G_2}{2}x + \frac{l_1-l_2}{2}\varphi\right]$ . В таком случае видно, что если  $G_1 = G_2$ , тогда второй косинус не будет зависеть от  $x$ . Таким образом, он будет производить азимутальную модуляцию на всей фазовой маске.

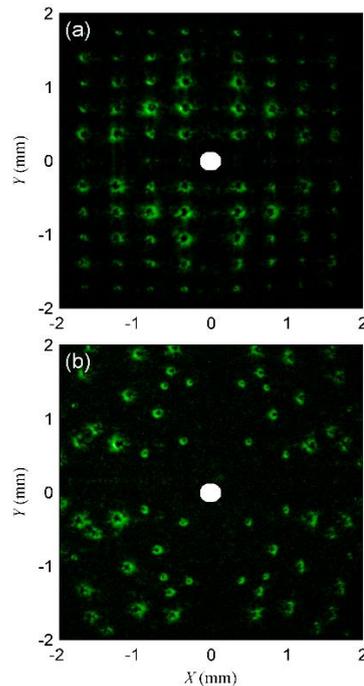


Рис. 3. Регулярный (а) и нерегулярный (б) двумерные массивы пучков.

Данный метод позволяет также формировать регулярные и нерегулярные двумерные массивы пучков, несущих определенные ОУМ. Для этого достаточно уравнение (2) переписать в виде:

$$\Phi(x, y, \varphi) = \Phi_0 + \Delta\Phi \cdot \text{sgn}\left(\sum a_n \cos[G_n^x x + l_n^x \varphi] + \sum a_m \cos[G_m^y y + l_m^y \varphi]\right), \quad (4)$$

В общем случае, член  $l_n \varphi$  может быть добавлен в любой косинус ( $x$  или  $y$ ) или к обоим одновременно. Однако в последнем случае оси симметрии не будут совпадать с осями  $x$  или  $y$ , вместо этого они будут повернуты на угол, соответствующий

отношению  $G_n^x$  к  $G_m^y$ . Кроме того, в этом случае ОУМ для каждой пространственной частоты будет являться суперпозицией  $l_n^x$  и  $l_m^y$ . Увеличение числа максимумов в каждом дифракционном порядке приводит к снижению их интенсивности, при этом интенсивность нулевого недифрагированного порядка остается неизменной. Поэтому для лучшего наблюдения дифракционной картины центральный максимум (нулевой порядок) был заблокирован (рис. 3). В обоих случаях для регулярных и нерегулярных двумерных массивов топологический заряд  $l_n$  задавался случайным в диапазоне значений от 1 до 4. Поскольку, при увеличении топологического заряда уменьшается плотность мощности лазерного излучения, то для наилучшего наблюдения картины дифракции амплитуды отдельных пространственных гармоник были выбраны следующим образом  $a_n = 0,25 + l_n/6$ .

В заключение, мы разработали и экспериментально продемонстрировали обобщенный подход к управлению дифракцией пучков, несущих орбитальный угловой момент. Несмотря на некоторые ограничения, развитый аналитический подход позволяет не только контролировать количество дифракционных максимумов в каждом порядке, их пространственные частоты и распределение интенсивности между ними, но также задавать определенный орбитальный угловой момент для каждого максимума. Подход может использоваться для генерации как одиночных пучков, так и множества пучков с суперпозицией нескольких орбитальных угловых моментов. К тому же, этот подход позволяет формировать свет в регулярные или нерегулярные двумерные массивы пучков с заданным орбитальным угловым моментом в каждой позиции. Этот подход дает новые возможности для квантовых коммуникаций, передачи информации и оптических манипуляций.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (РНФ) (19-12-00203).

#### Список литературы

1. A. Mair et al. // Nature 2001. V. 412. P. 313-316.
2. A. C. Dada et al. // Nature Physics 2011. V. 7. P. 677-680.
3. A. E. Willner et al. // Adv. Opt. Photon. 2015. V. 7. P. 66106.
4. M. Mirhosseini et al. // New J. Phys. 2015. V. 17. P. 033033.
5. A. Sit et al. // Optica 2017. V. 4. P. 1006-1010.
6. S. Fu et al. // Opt.Lett 2019 V. 44 P. 4753-4756.
7. N. B. Simpson, L. Allen and M. J. Padgett // J. of Modern Optics 1996. V. 43. P. 2485-2491.
8. D. G. Grier // Nature 2003. V. 424. P. 810-816.
9. S. H. Tao et al. // Opt. Express 2005. V. 13. P. 7726-7731.
10. M. J. Padgett and R. Bowman // Nature Photonics 2011. V. 5. P. 343-348.
11. L. Allen et al. // Phys. Rev. A 1992. V. 45. P. 8185-8189.
12. A. M. Yao and M. J. Padgett // Adv. Opt. Photon. 2011. V. 2. P. 161-204.
13. Y. Shen et al. // Light Sci. Appl. 2019. V. 8. P. 90.
14. D. A. Ikonnikov, V. G. Arkhipkin and A. M. Vyunishev // Laser Physics Letters 2019. V. 16. P. 126202.
15. S. Akhmanov and S. Nikitin "Physical Optics" Claredon Press, 1997.
16. A. M. Vyunishev et al. // Opt. Lett. 2017. V. 42. P. 3602-3605.