

Трехмерные вихревые оптические решетки

Д.А. Иконников¹, С.А. Мыслевец^{1,2}, В.Г. Архипкин^{1,2}, А.М. Вьюнышев^{1,2}
¹Институт Физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КИЦ СО РАН, Красноярск, 660036, Россия
²Институт инженерной физики и радиоэлектроники, Сибирский Федеральный Университет,
Красноярск, 660041, Россия
ikonnikov@iph.krasn.ru

В последнее время все больший интерес в фотонике привлекает структурированный свет. Ярким примером структурированного света являются так называемые оптические вихри, которые представляют собой пучки с азимутальной фазовой зависимостью $\exp(i\varphi l)$ [1], где l – топологический заряд (ТЗ), φ – азимутальный угол. Такие пучки нашли применение в таких областях как квантовые коммуникации, сверхъёмкая передача информации и оптические манипуляции [2-5]. Ряд прикладных задач в области захвата и удержания объектов различной природы, высококачественной фотолитографии и структурирования вещества требует создания упорядоченных массивов пучков, в том числе, массивов оптических вихрей, способных переносить орбитальный угловой момент. В связи с этим, актуальной является задача рассмотрения прохождения одиночного вихревого лазерного пучка через двумерную амплитудную решетку. Известно, что при прохождении через периодическую решетку плоской волны в ближнем поле наблюдается эффект Тальбота, который заключается в периодическом самовоспроизведении изображения на расстояниях кратных длине Тальбота [6] $Z_T = 2\Lambda^2/\lambda$, где Λ – период решетки, а λ – длина волны падающего пучка. Таким образом формируется трехмерная оптическая решетка. Эффект Тальбота для пучков с плоским волновым фронтом к настоящему времени хорошо изучен и теоретически рассмотрен для пучков, имеющих фазовые сингулярности [7,8]. Для оптических вихрей терагерцового диапазона данный эффект наблюдался экспериментально [8,9]. В данной работе была теоретически и экспериментально исследована ближнепольная дифракция оптических вихрей видимого диапазона на двумерной амплитудной решетке 400×400 мкм² с 40 круглыми отверстиями вдоль каждой оси (Рис.1). Диаметры отверстий – 5 мкм.

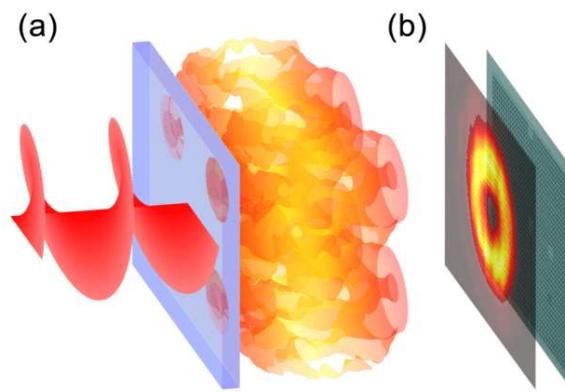


Рис. 1. Схема эксперимента: (а) ближнепольная дифракция оптического вихря на амплитудной дифракционной решетке, (б) профиль падающего пучка с ТЗ $l = +1$ на двумерной амплитудной решетке.

Распределение поля за квадратной периодической решеткой может быть рассчитано следующим образом:

$$E(x, y, z) = i^{l-1} \left(-\frac{1}{2}\right)^l \frac{\pi w^{l+2}}{\lambda z (1 - ia)^{l+1}} E_0 \exp [ikz + i(k/2z)(x^2 + y^2)] \times$$

$$\times \sum_{m,n} t_{mn} (b_{xm} + ib_{yn})^l \exp \left[-\frac{(b_{xm}^2 + b_{yn}^2)w^2}{4(1-ia)} \right]. \quad (1)$$

Где, $b_{xm} = mG - (k/z)x$, $b_{yn} = nG - (k/z)y$, $a = kw^2/2z$, k – волновой вектор, w – радиус падающего пучка, $G = 2\pi/\Lambda$ – вектор обратной решетки, m и n – целые числа. Фурье коэффициенты функции пропускания решетки с амплитудной прозрачностью $T(x_0, y_0)$:

$$t_{mn} = \frac{1}{\Lambda^2} \iint_{-\Lambda/2}^{\Lambda/2} T(x_0, y_0) \exp(-iG(mx_0 + ny_0)) dx_0 dy_0. \quad (2)$$

Экспериментально профили интенсивности измерялись с шагом в 1 мкм вдоль оси z , что позволило получить трехмерные распределения интенсивности. Поскольку такие распределения являются периодическими вдоль всех трех осей, то их можно считать трехмерными световыми решетками. На рисунке 2 представлено сравнение рассчитанных и экспериментальных распределений интенсивности для различных ТЗ в двух проекциях, ограниченные 2мя периодами вдоль осей x и y .

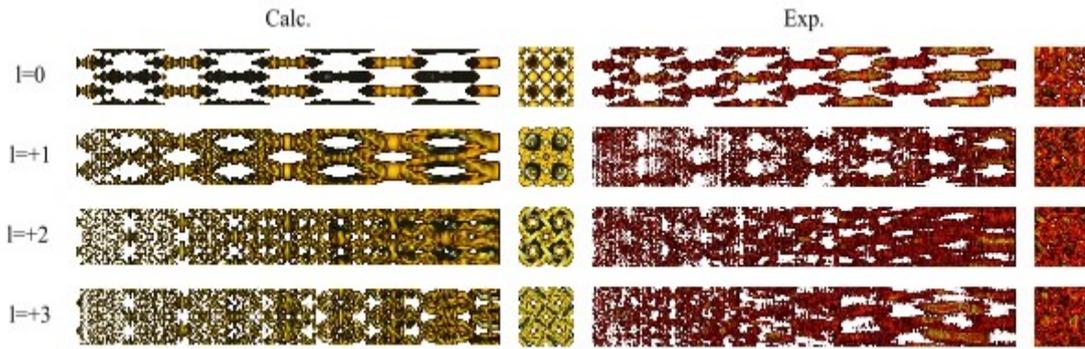


Рис. 2. Две проекции (xz и xy) рассчитанных (первый и второй столбцы) и экспериментальных (третий и четвертый столбцы) оптических вихревых решеток на $z \in [1Z_T, 5Z_T]$.

Видно, что имеет место хорошее согласие эксперимента и расчета, в особенности для малых значений ТЗ. Из-за наличия в данной конфигурации осевой симметрии, измерения проводились вблизи центра. В связи с чем, следует принять во внимание тот факт, что чем больше ТЗ падающего пучка, тем шире кольцо в распределении интенсивности и, соответственно, тем ниже интенсивность вблизи центра. Это приводит к уменьшению соотношения сигнал-шум и ухудшению качества изображения при увеличении ТЗ. Как и следовало ожидать, при распространении вдоль оси z , распределение интенсивности постепенно размывается и становится более плавным. В тоже время сами вихри уширяются и в какой-то момент начинают перекрывать друг друга, что приводит к нарушению периодичности. Подобные решетки с нулевым ТЗ ранее рассматривались для захвата частиц в газовой среде [10], где фотофоретические силы преобладают над силами светового давления [11]. Было показано, что вне зависимости от показателя преломления среды и частиц, частицы с высоким поглощением будут смещаться в области с минимальной интенсивностью. Учитывая, что в решетки с ненулевым значением ТЗ в плоскости xy имеют распределение интенсивности в виде кольца, то есть ячейки вблизи центра имеют меньшую интенсивность, чем те, которые соответствуют ободу кольца упавшего пучка. Таким образом можно ожидать, что поглощающие частицы, захваченные в центральные ячейки будут с меньшей вероятностью эти ячейки покинут.

Рассмотрим подробнее профили интенсивности (рис.3).

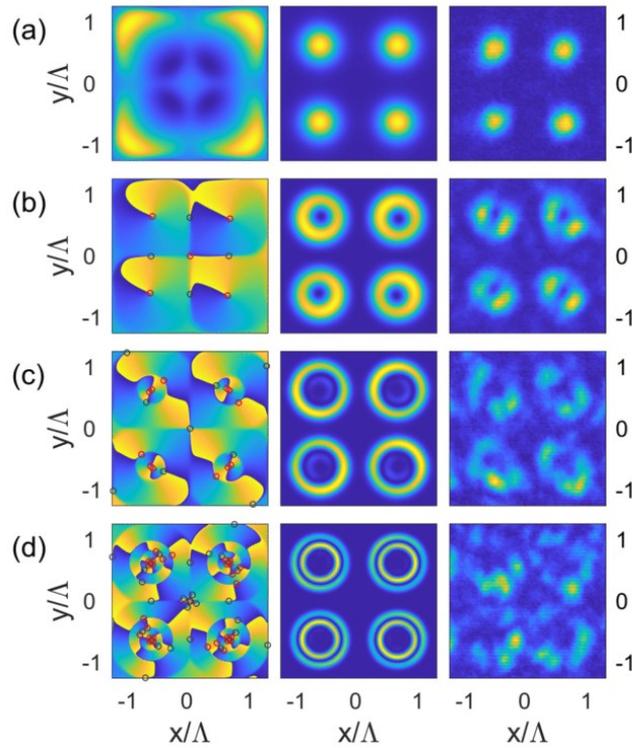


Рис. 3. Рассчитанные профили фазы (левый столбец) и интенсивности (средний столбец) и экспериментальные профили интенсивности (правый столбец) для различных наборов $\{TZ, Z_T\}$ вдоль строк: (a) $\{0,5\}$; (b) $\{+1,4\}$; (c) $\{+2,3\}$; (d) $\{+3,2\}$. Красные и черные кольца показывают положения точек сингулярности с положительными и отрицательными TZ соответственно.

В классическом случае ($l=0$), в плоскостях Тальбота распределение интенсивности представляет собой изображение решетки. При прохождении оптического вихря через решетку в волновом фронте возникают разрывы. На обоих концах каждого такого разрыва возникает по сингулярности с противоположными TZ. В результате, для $l \neq 0$ в плоскостях Тальбота профиль интенсивности принимает вид набора колец. Причем, для $l=1$ положение этих колец соответствует положению отверстий решетки. При увеличении TZ падающего пучка, каждое кольцо превращается в набор вложенных колец, количество которых соответствует значению TZ. К сожалению, разрешения эксперимента оказалось недостаточно, чтобы продемонстрировать этот эффект.

Очевидно, что сингулярность в центре картины происходит из сингулярности в центре падающего пучка. Однако, можно заметить, что для TZ падающего пучка $l=+2$ в 3-ей плоскости Тальбота центральная сингулярность имеет отрицательный TZ. В связи с этим нами была рассмотрена эволюция сингулярностей для TZ падающего пучка $l=+2$ в области от $z = 2.85Z_T$ до $z = 2.95Z_T$ (рис.4). Было обнаружено, что в этой области TZ центральной сингулярности несколько раз меняет свой знак.

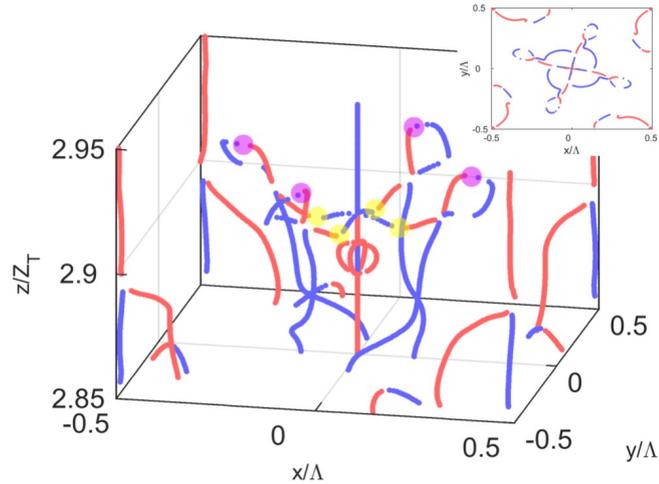


Рис. 4. Траектории оптических вихрей с положительными (красные) и отрицательными (синие) ТЗ для $z \in [2.85Z_T, 2.95Z_T]$ для падающего пучка с ТЗ $l=+2$. Желтые и фиолетовые точки показывают точки рождения и аннигиляции оптических вихрей, соответственно.

В результате работы было установлено, что имеет место аналог эффекта Гальбота для оптических вихрей, в плоскостях Гальбота свет формируется в кольца. Для падающего пучка с топологическим зарядом равным единице, число колец совпадает с числом отверстий в решетке. При увеличении топологического заряда падающего пучка, каждое кольцо превращается в набор концентрических колец, количество колец в каждом наборе соответствует топологическому заряду падающего пучка. Расчет показывает, что в фазовом распределении присутствуют сингулярности с топологические заряды противоположных знаков, количество которых может заметно превышать топологический заряд падающего вихревого лазерного пучка. Суммарный топологический заряд сингулярностей в пределах всей решетки равняется топологическому заряду падающего излучения, при этом интенсивность имеет асимметричное угловое распределение в окрестности точек сингулярности. За счет того, что картина распределения интенсивности периодически воспроизводится благодаря эффекту Гальбота, образуется трехмерная световая решетка из оптических вихрей. Трехмерные световые решетки из оптических вихрей могут обеспечить новые функциональные возможности для взаимодействия света с веществом, которые невозможны в оптических решетках без топологического заряда.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 19-12-00203).

ЛИТЕРАТУРА

1. A. M. Yao and M. J. Padgett // *Adv. Opt. Photon.* 2011. V. 2. P. 161-204.
2. Y. Shen et al. // *Light Sci. Appl.* 2019. V. 8. P. 90.
3. A. Mair et al. // *Nature* 2001. V. 412. P. 313-316.
4. A. C. Dada et al. // *Nature Physics* 2011. V. 7. P. 677-680.
5. A. E. Willner et al. // *Adv. Opt. Photon.* 2015. V. 7. P. 66106.
6. J. Wen, Y. Zhang, M. Xiao // *Adv. Opt. Photon.* 2013. V 5. P. 83-130.
7. S. Rasouli, D. Hebri // *J. Opt. Soc. Am. A* 2019. V. 36. P. 800-808.
8. I. A. Kotelnikov, O. E. Kameshkov, B. A. Knyazev // *J. Optics* 2020. V. 22. P. 065603.
9. B. Knyazev et al. // *Opt. Express* 2018. V. 26. P. 14174-14185.
10. V. G. Shvedov et al. // *Opt. Lett.* 2012. V. 37. P. 1934.
11. P. Zemánek et al. // *Adv. Opt. Photon.* 2019. V. 11. P. 577.