

Орбитальный угловой момент двух оптических вихрей при прохождении секторной апертуры

А.А. Ковалёв

Институт систем обработки изображений - филиал
ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН
Самарский национальный исследовательский университет
им. академика С.П. Королева
Самара, Россия
alanko.ipsi@mail.ru

В.В. Котляр

Институт систем обработки изображений - филиал
ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН
Самарский национальный исследовательский университет
им. академика С.П. Королева
Самара, Россия
alanko.ipsi@mail.ru

Аннотация—В работе исследуется изменение орбитального углового момента (ОУМ) суперпозиции двух оптических вихрей при прохождении секторной апертуры. Обнаружены случаи, когда искажение пучка не нарушает его общий ОУМ. Показано, что ОУМ сохраняется для двух вихрей одинаковой энергии, а также за счёт подбора угла секторной апертуры.

Ключевые слова— секторная апертура, орбитальный угловой момент, оптический вихрь, суперпозиция.

1. ВВЕДЕНИЕ

Важным свойством световых пучков является их способность к восстановлению после искажения препятствиями. Интерес к этому явлению продолжается от основополагающей работы [1] до наших дней [2–4]. При этом можно рассматривать два случая, когда размер препятствия мал или велик по сравнению с шириной пучка. Сходна со вторым случаем задача установления свойств пучка по небольшой части его поперечного сечения. Например, статьи [5,6] посвящены демультимплексированию пучков по их орбитальному угловому моменту (ОУМ) с частичной регистрацией света, в частности в форме усечённого сектора [6]. В статье А.В. Воляра и др. [7] изучаются секторные искажения вихревых пучков, установлено преобразование ОУМ-спектра, а также ОУМ и информационной энтропии. Показано, что секторные искажения не влияют на ОУМ пучков Лагерра-Гаусса (ЛГ), но он быстро снижается при очень малых углах сектора. Правда, в [7] пучок являлся одиночным вихрем с круговой симметрией. В настоящей работе исследуется влияние секторной апертуры на ОУМ суперпозиции двух радиально симметричных вихрей. Показано, что нормированный на мощность ОУМ в некоторых конкретных случаях сохраняется.

2. ИЗМЕНЕНИЕ НОРМИРОВАННОГО ОУМ СУПЕРПОЗИЦИИ ДВУХ ВИХРЕЙ СЕКТОРНОЙ АПЕРТУРОЙ

Пусть два радиально симметричных оптических вихря проходят через секторную апертуру, расположенную в плоскости $z = 0$. Тогда комплексная амплитуда за апертурой имеет вид:

$$E(r, \varphi, 0) = [C_1 E_1(r, \varphi, 0) + C_2 E_2(r, \varphi, 0)] \text{rect}\left(\frac{\varphi}{\alpha}\right), \quad (1)$$

где (r, φ) – полярные координаты в начальной плоскости, C_1 и C_2 – коэффициенты суперпозиции, $\text{rect}()$ – апертурная функция [$\text{rect}(\xi) = 1$ при $|\xi| \leq 1$ и $\text{rect}(\xi) = 0$ при $|\xi| > 1$], α – полуугол секторной апертуры, $E_1(r, \varphi, 0)$ и $E_2(r, \varphi, 0)$ – комплексные амплитуды двух оптических вихрей с

разными топологическими зарядами n и m , но с одинаковой энергией: $E_1(r, \varphi, 0) = W_1^{-1/2} A_1(r) \exp(in\varphi)$ и $E_2(r, \varphi, 0) = W_2^{-1/2} A_2(r) \exp(im\varphi)$, W_1 и W_2 – нормирующие множители, делающие энергии пучков E_1 и E_2 равными: $W_{1,2} = 2\pi \int_0^\infty |A_{1,2}(r)|^2 r dr$. Нормированный на мощность ОУМ пучка (1) равен:

$$\begin{aligned} \frac{J_z}{W} = & \left[n|C_1|^2 \frac{\alpha}{\pi} + m|C_2|^2 \frac{\alpha}{\pi} \right. \\ & \left. + 2 \frac{n+m}{n-m} \frac{|C_1 C_2|}{\sqrt{W_1 W_2}} \int_0^\infty |A_1(r)| |A_2(r)| \chi(r) r dr \right] \\ & \times \left[|C_1|^2 \frac{\alpha}{\pi} + |C_2|^2 \frac{\alpha}{\pi} \right. \\ & \left. + \frac{4}{n-m} \frac{|C_1 C_2|}{\sqrt{W_1 W_2}} \int_0^\infty |A_1(r)| |A_2(r)| \chi(r) r dr \right]^{-1}, \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} \chi(r) = & \sin[(n-m)\alpha] \\ & \times \cos[\arg C_1 - \arg C_2 + \arg A_1(r) - \arg A_2(r)]. \end{aligned} \quad (3)$$

3. СОХРАНЕНИЕ ОУМ ДВУХ ПУЧКОВ ОДИНАКОВОЙ ЭНЕРГИИ

Например, если два освещающих вихревых пучка имеют равную энергию ($|C_1| = |C_2|$), то выражение (2) имеет вид $J_z/W = (n+m)/2$. Например, на рис. 1 показана усечённая и неусечённая суперпозиция двух однокольцевых пучков ЛГ с равной энергией. При расчёте использовались следующие значения параметров: длина волны в вакууме $\lambda = 532$ нм, радиус перетяжки $w_0 = 0,5$ мм, топологические заряды $n = 5$ и $m = 2$, полуугол секторной апертуры $\alpha = \pi$ (первый ряд), $\alpha = \pi/6$ (второй ряд), и $\alpha = \pi/18$ (третий ряд), коэффициенты суперпозиции $C_1 = C_2 = 1$ (первый и второй столбцы) и $C_1 = 1, C_2 = i$ (третий и четвёртый столбцы), область моделирования $|x|, |y| \leq R$ ($R = 2,5$ мм).

Вычисление с помощью общих выражений из [8] даёт следующие значения нормированного ОУМ: 3,499 (рис. 1(а)-(г)), 3,493 (рис. 1(д), (е)), 3,491 (рис. 1(ж), (з)), 3,492 (рис. 1(и)-(м)), то есть во всех случаях $J_z/W \approx 3,5$. Все эти числа подтверждают теоретическую формулу, то есть если энергии обоих пучков равны, то секторная апертура не может изменить нормированный ОУМ такой суперпозиции, независимо от её угла.

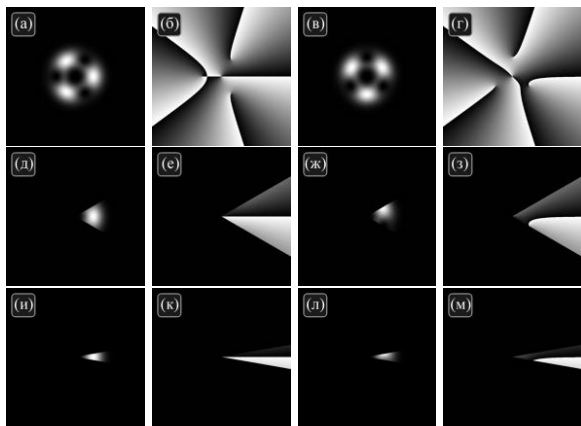


Рис. 1. Поперечная интенсивность (1-й и 3-й столбцы) и фаза (2-й и 4-й столбцы) двух разных суперпозиций двух пучков ЛГ равной энергии после прохождения через секторную апертуру с разным углом

4. СОХРАНЕНИЕ ОУМ ДВУХ ПУЧКОВ ЗА СЧЁТ ВЫБОРА УГЛА СЕКТОРНОЙ АПЕРТУРЫ

Если в (1) два составляющих вихревых пучка имеют разную энергию ($|C_1| \neq |C_2|$), то нормированный ОУМ исходного (не усечённого) пучка равен $J_z/W = n\omega_1 + m\omega_2$ (где $\omega_i = |C_i|^2 / (|C_1|^2 + |C_2|^2)$ – доля энергии каждого вихря в пучке). Наличие секторной апертуры в общем случае изменяет ОУМ пучка (1). Однако, ОУМ (2) сохраняется, если функция $\chi(r)$ из (3) равна нулю. Например, можно выбрать полуугол секторной апертуры, равный $\alpha = \pi/(n-m)$, где p – произвольное целое число. Так, на рис. 2 показаны две неусечённые и усечённые суперпозиции двух пучков ЛГ. При расчёте использовались следующие значения параметров: длина волны в вакууме $\lambda = 532$ нм, радиус перетяжки $w_0 = 0,5$ мм, топологические заряды $n = 5$ и $m = 2$, полуугол секторной апертуры $\alpha = \pi$ (рис. 2(а)-(г)), $\alpha = \pi/9$ (рис. 2(д)-(з)), $\alpha = \pi/18$ (рис. 2(и)-(м)), и $\alpha = \pi/3$ (рис. 2(н)-(р)), коэффициенты суперпозиции $C_1 = 2^{1/2}$, $C_2 = 1$ (рис. 2, 1-й и 2-й столбцы) и $C_2 = -1$ (рис. 2, 3-й и 4-й столбцы), область моделирования $|x|, |y| \leq R$ ($R = 2,5$ мм). Согласно теории, ОУМ неусечённого пучка равен $J_z/W = (5 \cdot 2 + 2 \cdot 1)/(2 + 1) = 4$. Теория [8] даёт следующие значения: 3,99 (рис. 2(а)-(г)), 3,80 (рис. 2(д), (е)), 4,68 (рис. 2(ж), (з)), 3,76 (рис. 2(и), (к)), 4,99 (рис. 2(л), (м)), 3,99 (рис. 2(н), (о)), 3,99 (рис. 2(п), (р)). Это подтверждает, что ОУМ меняется апертурой (хотя и не на большие значения), но при $\alpha = \pi/3$ ОУМ сохраняется.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Когда два осевых вихревых пучка проходят через секторную апертуру, нормированный ОУМ всей суперпозиции в общем случае изменяется, но есть несколько случаев, когда это не так. Например, ОУМ не меняется для пучков одинаковой энергии. Если пучки имеют разную энергию, ОУМ сохраняется для определённых значений полуугла апертуры, равных πr , делённому на разность топологических зарядов (p – любое целое число).

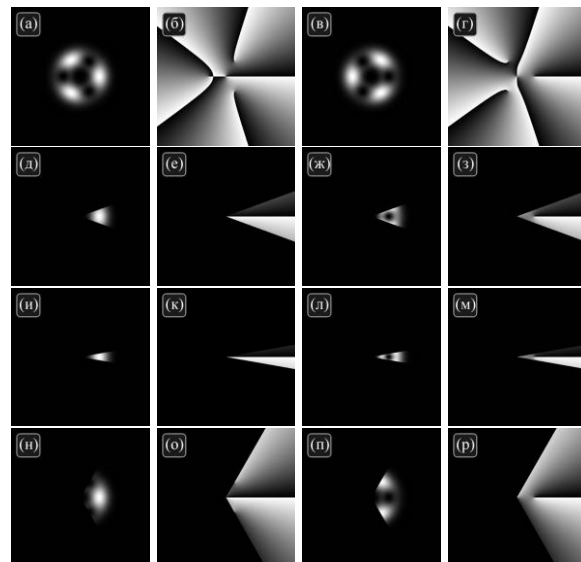


Рис. 2. Распределения интенсивности (1-й и 3-й столбцы) и фазы (2-й и 4-й столбцы) суперпозиций двух однокольцевых пучков ЛГ разной энергии после прохождения через секторные апертуры с разными углами

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 18-19-00595, разделы "Изменение нормированного ОУМ суперпозиции двух вихрей секторной апертурой" и "Сохранение ОУМ двух пучков одинаковой энергии"), а также Министерства науки и высшего образования РФ в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН (раздел "Сохранение ОУМ двух пучков за счёт выбора угла секторной апертуры").

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Bouchal, Z. Self-reconstruction of a distorted nondiffracting beam / Z. Bouchal, J. Wagner, M. Chlup // Opt. Commun. – 1998. – Vol. 151(4-6). – P. 207-211.
- [2] Pinnell, J. Revealing the modal content of obstructed beams / J. Pinnell, V. Rodríguez-Fajardo, A. Forbes, S. Chabou, K. Mihoubi, A. Bencheikh // Phys. Rev. A. – 2020. – Vol. 102(3). – P. 033524.
- [3] Arrizon, V. Mathematical and diffractive modeling of self-healing / V. Arrizon, G. Mellado-Villaseñor, D. Aguirre-Olivas, H. Moya-Cessa // Opt. Express. – 2018. – Vol. 26(9). – P. 12219-12229.
- [4] Zambale, N. OAM beams from incomplete computer generated holograms projected onto a DMD / N. Zambale, G. Doblado, N. Hermosa // J. Opt. Soc. Am. B. – 2017. – Vol. 34(9). – P. 1905-1911.
- [5] Zhang, Y. Extraction of the characteristics of vortex beams with a partial receiving aperture at arbitrary locations / Y. Zhang, M.L.N. Chen, L. Jiang // J. Opt. – 2021. – Vol. 23(8). – P. 085601.
- [6] Zheng, S. Orbital angular momentum mode-demultiplexing scheme with partial angular receiving aperture / S. Zheng, X. Hui, J. Zhu, H. Chi, X. Jin, S. Yu, X. Zhang // Opt. Express. – 2015. – Vol. 23(9). – P. 12251-12257.
- [7] Volyar, A.V. Orbital angular momentum and informational entropy in perturbed vortex beams / A.V. Volyar, M.V. Bretsko, Ya.E. Akimova, Yu.A. Egorov // Opt. Lett. – 2019. – Vol. 44(23). – P. 5687-5690.
- [8] Berry, M.V. Orbital and spin angular momentum in conical diffraction / M.V. Berry, M.R. Jeffrey, M. Mansuripur // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. – 2005. – Vol. 7. – P. 685-690.