

Топологический заряд суперпозиции одинаковых параллельных однокольцевых пучков Лагерра–Гаусса

В.В. Котляр^{1,2}, А.А. Ковалёв^{1,2}, А.А. Савельева^{1,2}

¹ ИСОИ РАН – филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН,
443001, Россия, г. Самара, ул. Молодогвардейская, д. 151;

² Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва,
443086, Россия, г. Самара, Московское шоссе, д. 34

Аннотация

Рассмотрена суперпозиция нескольких одинаковых параллельных однокольцевых пучков Лагерра–Гаусса. Как для начальной плоскости, так и для дальней зоны аналитически показано и численно подтверждено, что в случае вещественных весовых коэффициентов суперпозиции (то есть все пучки имеют одинаковую фазу, но могут иметь разную амплитуду), общий топологический заряд суперпозиции равен топологическому заряду каждого отдельного пучка. Также показано, что наличие фазовой задержки между пучками позволяет менять общий топологический заряд суперпозиции. Полученный топологический заряд может использоваться для анализа принимаемого оптического сигнала при передаче информации вихревыми пучками с использованием одновременно и пространственного мультиплексирования, и мультиплексирования по орбитальному угловому моменту.

Ключевые слова: топологический заряд, пучок Лагерра–Гаусса, суперпозиция параллельных пучков.

Цитирование: Котляр, В.В. Топологический заряд суперпозиции одинаковых параллельных однокольцевых пучков Лагерра–Гаусса / В.В. Котляр, А.А. Ковалёв, А.А. Савельева // Компьютерная оптика. – 2022. – Т. 46, № 2. – С. 184–188. – DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1086.

Citation: Kotlyar VV, Kovalev AA, Savelyeva AA. Topological charge of a superposition of identical parallel single-ringed Laguerre-Gaussian beams. Computer Optics 2022; 46(2): 184–188. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1086.

Введение

В ряде работ изучался топологический заряд суперпозиции параллельных оптических вихрей, и в частности параллельных пучков Лагерра–Гаусса (ЛГ). Эта задача вызывала интерес ещё с 2000 года, когда в работе [1] изучались число и расположение оптических вихрей в суперпозиции двух параллельных Гауссовых пучков с внедрёнными оптическими вихрями. В [1] аналитически получено трансцендентное уравнение для определения положения оптических вихрей, но только для случая, когда вихри в обоих пучках имеют первый порядок. Показано также, что при разделении двух пучков некоторым критическим расстоянием, наряду с вихрями положительного порядка, появляются вихри отрицательного порядка. Позже в [2] с помощью анализа вилочек на интерференционной картине двух параллельных пучков ЛГ показано, что при изменении расстояния между пучками меняется расположение винтовых дислокаций в суперпозиции. Кроме того, в работе этих же авторов [3] показано, что число вихрей в суперпозиции двух параллельных пучков ЛГ может меняться при распространении в пространстве, хотя суммарный топологический заряд остаётся неизменным. В работе [4] изучается суперпозиция двух внеосевых оптических вихрей, но с ортогональной поляризацией. Вместо динамики фазовых сингулярностей, в этой работе изучается динамика поляризационных сингулярностей и положение С-точек в зависимости от расстояния между вихрями, их топологического заряда, а также фазовой задержки между ними. В [5] так-

же рассматривается интерференция двух внеосевых Гауссовых пучков, но с разной кривизной волнового фронта. Получены условия, при которых формируются вихревые диполи (два оптических вихря противоположных порядков). В [6] изучается когерентная и некогерентная суперпозиция двух параллельных частично-когерентных оптических вихрей. Показано, что вид суперпозиции, расстояние между пучками, расстояние распространения и параметр когерентности влияет на число и расположение вихрей когерентности. Количество вихрей, правда, определяется только численно. В [7] рассматриваются оптические вихри, формирующиеся в суперпозиции внеосевых вихрей в нелинейном процессе трёхволнового смешивания. Установлено количество вихрей, их топологические заряды в некоторых частных случаях. В недавней статье [8] рассматривается взаимодействие параллельных пучков Бесселя–Гаусса и исследуется формирование, уничтожение и расщепление оптических вихрей в зависимости от смещения пучков от оптической оси, их топологического заряда и разности фаз между ними. Показано, что суммарный топологический заряд такого составного поля не обязательно равен сумме топологических зарядов составных пучков. В [9] показано, как рассчитывать топологический заряд (ТЗ) суперпозиции только двух параллельных пучков ЛГ. В частности, в [9] было аналитически показано, что если два пучка одинаковые, то есть имеют одинаковый ТЗ, например, m , то у суперпозиции таких пучков при любом расстоянии между ними ТЗ будет также равен m .

В данной работе мы обобщим этот результат на суперпозицию из конечного числа параллельных однокольцевых одинаковых пучков ЛГ. И покажем, что если весовые коэффициенты такой суперпозиции действительные (то есть все пучки ЛГ имеют одинаковую фазу, но могут иметь разную амплитуду), то ТЗ суперпозиции равен ТЗ каждого пучка, то есть m . Ранее уже было доказано, что нормированный на мощность орбитальный угловой момент такой суперпозиции тоже равен ОУМ одного пучка ЛГ в суперпозиции, то есть тоже m [10].

1. ТЗ суперпозиции одинаковых параллельных пучков ЛГ в начальной плоскости

Рассмотрим суперпозицию N параллельных одинаковых однокольцевых пучков ЛГ в начальной плоскости:

$$\begin{aligned}
 TC &= \frac{1}{2\pi} \lim_{r \rightarrow \infty} \operatorname{Im} \int_0^{2\pi} \left[\sum_{n=1}^N c_n (re^{i\varphi} - r_n e^{i\varphi_n})^m \times \exp(-r_n^2 + 2rr_n \cos(\varphi - \varphi_n)) \right] \times \\
 &\times \left[\sum_{m=1}^N c_n (re^{i\varphi} - r_n e^{i\varphi_n})^m \exp(-r_n^2 + 2rr_n \cos(\varphi - \varphi_n)) \right]^{-1} d\varphi = m - \frac{2r}{2\pi} \operatorname{Im} \int_0^{2\pi} \left[\sum_{n=1}^N c_n r_n \sin(\varphi - \varphi_n) \times \right. \\
 &\times \left. (re^{i\varphi})^m \exp(-r_n^2 + 2rr_n \cos(\varphi - \varphi_n)) \right] \times \left[\sum_{m=1}^N c_n (re^{i\varphi})^m \exp(-r_n^2 + 2rr_n \cos(\varphi - \varphi_n)) \right]^{-1} d\varphi = \\
 &= m - \frac{2r}{2\pi} \operatorname{Im} \int_0^{2\pi} \sum_{n=1}^N c_n r_n \sin(\varphi - \varphi_n) \exp(-r_n^2 + 2rr_n \cos(\varphi - \varphi_n)) \times \left[\sum_{m=1}^N c_n \exp(-r_n^2 + 2rr_n \cos(\varphi - \varphi_n)) \right]^{-1} d\varphi = m.
 \end{aligned} \tag{3}$$

В (3) мнимая часть от последнего интеграла равна нулю, так как он действительный. Из (3) следует, что ТЗ суперпозиции параллельных одинаковых однокольцевых пучков ЛГ с номерами $(0, m)$ равен в начальной плоскости m .

2. ТЗ суперпозиции параллельных одинаковых пучков ЛГ с разными весовыми коэффициентами в дальнем поле

Пусть в начальной плоскости имеется суперпозиция N смещённых с оптической оси одинаковых однокольцевых пучков ЛГ. Тогда комплексная амплитуда в начальной плоскости равна:

$$\begin{aligned}
 E_m(x, y) &= \sum_{n=1}^N c_n \left\{ \frac{\sqrt{2}}{w_0} [(x - a_n) + (y - b_n)] \right\}^m \times \\
 &\times \exp \left[-\frac{(x - a_n)^2 + (y - b_n)^2}{w_0^2} \right],
 \end{aligned} \tag{4}$$

где (x, y) – декартовы координаты в начальной плоскости, w_0 – радиус перетяжки Гауссова пучка, (a_n, b_n) – координаты центров пучков, c_n – коэффициенты суперпозиции. В отличие от (1) в (4) пучки в суперпозиции взяты с комплексными весовыми коэффициентами c_m и явно выделен радиус перетяжки Гауссова пучка.

$$\begin{aligned}
 E_m(x, y) &= \sum_{n=1}^N c_n (re^{i\varphi} - r_n e^{i\varphi_n})^m \times \\
 &\times \exp(-r^2 - r_n^2 + 2rr_n \cos(\varphi - \varphi_n)).
 \end{aligned} \tag{1}$$

Топологический заряд каждого пучка в (1) равен m , радиус перетяжки включен в радиальную переменную r : r/w . Предположим, что весовые коэффициенты c_n в (1) являются действительными числами. Полярные координаты центров пучков (r_n, φ_n) . ТЗ суперпозиции (1) будем рассчитывать по формуле Берри [11]:

$$TC = \frac{1}{2\pi} \lim_{r \rightarrow \infty} \operatorname{Im} \int_0^{2\pi} d\varphi \frac{\partial E(r, \varphi) / \partial \varphi}{E(r, \varphi)}. \tag{2}$$

Подставив (1) в (2), получим:

$$\begin{aligned}
 &\left[\frac{imre^{i\varphi}}{re^{i\varphi} - r_n e^{i\varphi_n}} - 2rr_n \sin(\varphi - \varphi_n) \right] \times \\
 &\times \left[\sum_{n=1}^N c_n r_n \sin(\varphi - \varphi_n) \times \right. \\
 &\times \left. (re^{i\varphi})^m \exp(-r_n^2 + 2rr_n \cos(\varphi - \varphi_n)) \right]^{-1} d\varphi = m.
 \end{aligned} \tag{3}$$

В дальней зоне смещение каждого пучка ЛГ называется наклоном, то есть в дальней зоне пучки ЛГ становятся осевыми, но с наклонами. Поэтому комплексная амплитуда всей суперпозиции в дальней зоне имеет вид:

$$\begin{aligned}
 E_m(r, \varphi, z \gg z_0) &= \exp\left(-\frac{r^2}{w_0^2}\right) \left(\frac{\sqrt{2}}{w_0} re^{i\varphi}\right)^m \times \\
 &\times \sum_{n=1}^N c_n \exp(ika_n r \cos \varphi + ikb_n r \sin \varphi),
 \end{aligned} \tag{5}$$

где (r, φ) – полярные координаты в дальней зоне. По формуле М.В. Берри [11] ТЗ равен

$$\begin{aligned}
 TC &= \frac{1}{2\pi} \lim_{r \rightarrow \infty} \operatorname{Im} \int_0^{2\pi} \sum_{n=1}^N c_n \times \\
 &\times \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[\exp(ika_n r \cos \varphi + ikb_n r \sin \varphi) \right] \times \\
 &\times \left[\sum_{n=1}^N c_n \exp(ika_n r \cos \varphi + ikb_n r \sin \varphi) \right]^{-1} d\varphi + \\
 &+ \frac{1}{2\pi} \lim_{r \rightarrow \infty} \operatorname{Im} \int_0^{2\pi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[\frac{(re^{i\varphi})^m}{(re^{i\varphi})^m} \right] d\varphi.
 \end{aligned} \tag{6}$$

Сокращая в числителе и знаменателе общие множители, получим далее:

$$TC = m + \frac{1}{2\pi} \lim_{r \rightarrow \infty} \operatorname{Im} \int_0^{2\pi} \sum_{n=1}^N c_n \times \times \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[\exp(ika_n r \cos \varphi + ikb_n r \sin \varphi) \right] \times \times \left[\sum_{n=1}^N c_n \exp(ika_n r \cos \varphi + ikb_n r \sin \varphi) \right]^{-1} d\varphi. \quad (7)$$

Второе слагаемое – это ТЗ некоторого добавочно-го поля вида (без Гауссовой огибающей).

$$E_{\text{add}}(x, y) = \sum_{n=1}^N c_n \exp(ika_n x + ikb_n y). \quad (8)$$

Так как числа a_n, b_n, c_n произвольны, формула (8) может описывать широкий класс световых полей. В частности, добавочное поле может и само быть вихрем и потому давать дополнительный ТЗ. Например, если взять $N=4, c_1=-i, c_2=1, c_3=i, c_4=-1, a_1=-a_3=r_0, a_2=a_4=0, b_1=b_3=0, b_2=-b_4=r_0$, то получим добавочное поле вида

$$E_{\text{add}}(x, y) = 2 \sin(kax) + 2i \sin(kay), \quad (9)$$

которое вблизи центра равно примерно

$$E_{\text{add}}(x \approx 0, y \approx 0) = 2ka(x + iy), \quad (10)$$

то есть содержит вихрь первого порядка. Если же в суперпозиции (4) все коэффициенты c_n вещественны, то можно показать, что

$$E_{\text{add}}^*(x, y) = E_{\text{add}}(-x, -y). \quad (11)$$

Из (11) следует, что если в некоторой точке $(x_{\text{null}}, y_{\text{null}})$ имеется нулевая амплитуда, то и в точке $(-x_{\text{null}}, -y_{\text{null}})$ амплитуда также равна нулю, и вблизи нуля амплитуда комплексно-сопряженная. То есть для каждого вихря, который есть в поле (8), есть «сопряженный» вихрь, топологические заряды которых компенсируют друг друга, и поэтому ТЗ поля (8) при действительных коэффициентах c_m равен нулю. Выражение (11) доказывается просто:

$$E^*(u, v) = \sum_{n=1}^N c_n \exp(-ixu - iyv) = = \sum_{n=1}^N c_n \exp(ix(-u) + iy(-v)) = E(-u, -v). \quad (12)$$

Есть также физическое соображение, почему поле (8) не может иметь ТЗ, отличный от нуля. Действительно, амплитуду вида (8) формирует в Фурье-плоскости (в фокусе сферической линзы) световое поле, которое в начальной плоскости состоит из N точечных источников с разной амплитудой, но одинаковой фазой. Световое поле, амплитуда которого является действительной функцией, может создавать оптические вихри только парами с топологическими зарядами $+p$ и $-p$. Это также следует из того, что оп-

тический вихрь, прошедший амплитудную маску, не изменяет свой ТЗ [12, 13].

Если ТЗ суперпозиции (1) в начальной плоскости и дальней зоне одинаковый и равен m , то и в любой другой плоскости он равен m , если коэффициенты c_n действительные.

3. Моделирование

Например, на рис. 1 показаны интенсивности и фазы двух суперпозиций внеосевых однокольцевых пучков ЛГ при следующих параметрах: длина волны $\lambda = 532$ нм, радиус перетяжки всех пучков – 0,5 мм, число пучков ЛГ $N=4$, ТЗ каждого из них $m=3$, декартовы координаты центров этих пучков $(a_1, b_1) = (r_0, 0), (a_2, b_2) = (0, r_0), (a_3, b_3) = (-r_0, 0), (a_4, b_4) = (0, -r_0)$, где $r_0 = 3w_0$, коэффициенты суперпозиции при пучках ЛГ равны $c_1 = c_2 = c_3 = c_4 = 1$ (рис. 1а, б) и $c_1 = -i, c_2 = 1, c_3 = i, c_4 = -1$ (рис. 1в, г), расчётная область $|x|, |y| \leq R$, где $R = 5$ мм, радиус окружности для вычисления ТЗ $R_1 = 4,5$ мм, число отсчётов по каждой координате $N = 1024$. Когда все коэффициенты суперпозиции одинаковы (рис. 1а, б), распределение фазы приобретает асимметричный вид, но общий ТЗ четырёх пучков ЛГ получился таким же, как у каждого из них: $TC = 3,0042 \approx 3$. Если же подобрать коэффициенты, как на рис. 1в, г, то, несмотря на их неодинаковость, распределение фазы симметрично относительно центра, а общий ТЗ изменился и получился равным $TC = 4,0003 \approx 4$.

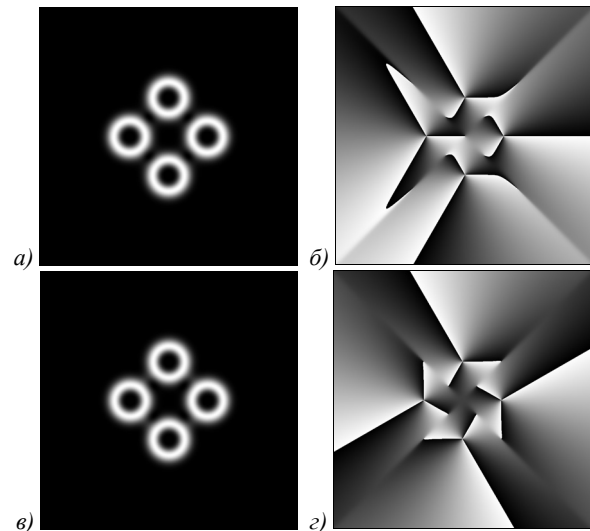


Рис. 1. Интенсивности и фазы двух суперпозиций внеосевых однокольцевых пучков ЛГ, у которых общий ТЗ (а, б) такой же, как у каждого пучка, или (в, г) отличается от ТЗ каждого пучка из-за наличия комплексных весовых коэффициентов в суперпозиции

При распространении в свободном пространстве четыре пучка ЛГ расширяются и начинают интерферировать друг с другом. На рис. 2 показаны интенсивности и фазы пучков с рис. 1 при тех же самых параметрах, но на расстоянии Рэлея $z = z_0 = kw_0^2 / 2 \approx 1,476$ м. Когда все коэффициенты су-

перпозиции одинаковы (рис. 2а, б), общий ТЗ четырёх пучков ЛГ остаётся равным трём: $TC=2,9968 \approx 3$. Для пучка на рис. 2в, г общий ТЗ остаётся равен четырём: $TC=3,9903 \approx 4$.

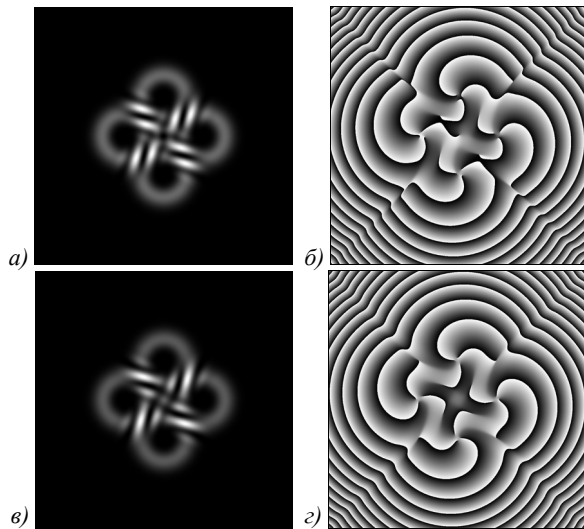


Рис. 2. Интенсивности и фазы двух суперпозиций внеосевых однокольцевых пучков ЛГ, вид которых в начальной плоскости показан на рис. 1, на расстоянии Рэлея

В дальней зоне все четыре пучка ЛГ смешиваются друг с другом и распределения их интенсивности и фазы показаны на рис. 3. Все параметры расчёта те же, что и на рис. 1, но расстояние распространения $z=3z_0 \approx 4,429$ м, расчётная область $|x|, |y| \leq R$, где $R=7,5$ мм, радиус окружности для вычисления ТЗ $R_1=7$ мм, число отсчётов по каждой координате $N=2048$. Когда все коэффициенты суперпозиции одинаковы (рис. 3а, б), общий ТЗ четырёх пучков ЛГ остаётся равным трём: $TC=2,9853 \approx 3$. Для пучка на рис. 3в, г общий ТЗ остаётся равен четырём: $TC=3,9417 \approx 4$.

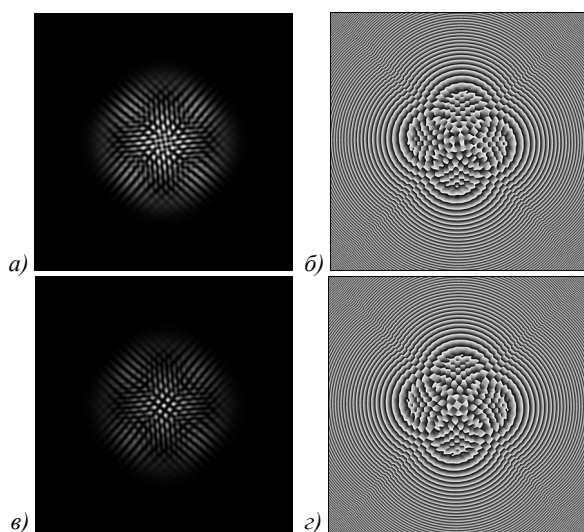


Рис. 3. Интенсивности и фазы двух суперпозиций внеосевых однокольцевых пучков ЛГ, вид которых в начальной плоскости показан на рис. 1, на тройном расстоянии Рэлея (дальняя зона)

Заметим, что все пучки ЛГ в суперпозициях, показанных на рис. 1–3, имеют одинаковую мощность, хотя из теории выше следует, что ТЗ не меняется и в случае суперпозиции пучков ЛГ разной мощности, если все коэффициенты суперпозиции вещественные (пучки ЛГ складываются в фазе или в противофазе). Так, на рис. 4 показаны две такие суперпозиции. В одной из них пучки ЛГ на горизонтальной оси в два раза мощнее пучков ЛГ на вертикальной оси: $c_1=c_3=1, c_2=c_4=1/2^{1/2}$ (рис. 4а, б, д, е). В другой суперпозиции мощность пучков убывает по кругу: $c_1=1, c_2=3^{1/2}/2, c_3=2^{1/2}/2, c_4=1/2$ (рис. 4в, г, ж, з). Другие параметры расчёта такие же, что и на рис. 1, но расстояние распространения $z=0$ (рис. 4а–г) и $z=z_0/2$ (рис. 4д–з). Для обоих пучков на обоих расстояниях вдоль оптической оси численно рассчитанный ТЗ оказался равен трём: $TC=3,0037$ (рис. 4а, б), $TC=3,0017$ (рис. 4в, г), $TC=3,0017$ (рис. 4д, е), $TC=3,0016$ (рис. 4ж, з).

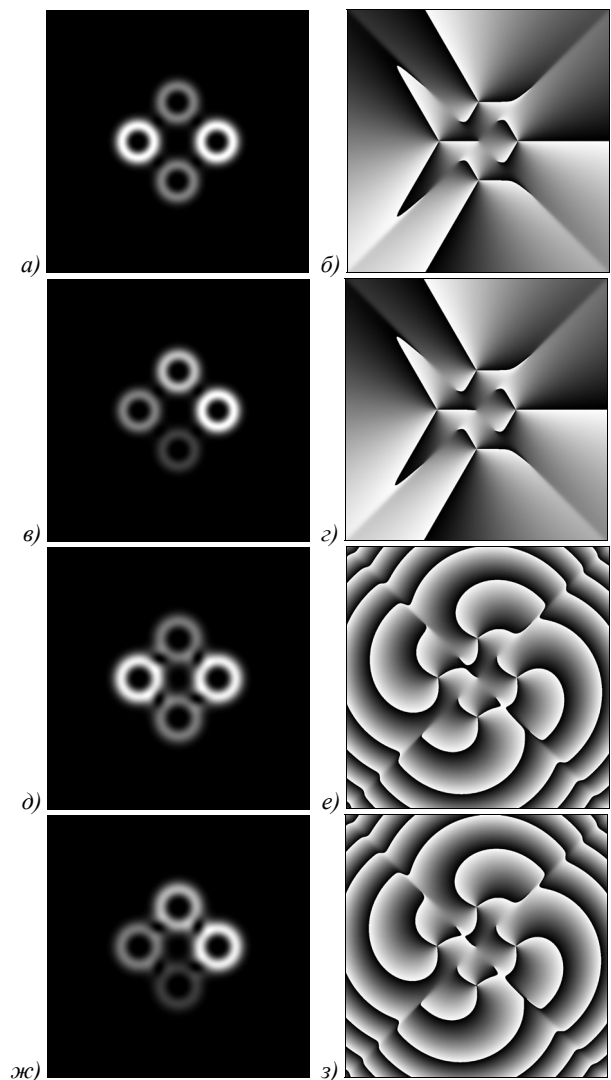


Рис. 4. Интенсивности и фазы двух суперпозиций внеосевых однокольцевых пучков ЛГ разной мощности в начальной плоскости (а–г) и в ближней зоне на половине расстояния Рэлея (д–з)

Заключение

Таким образом, мы доказали, что суперпозиция параллельных оптической оси одинаковых однокольцевых пучков Лагерра–Гаусса с номерами $(0, m)$, имеющих в начальной плоскости одинаковую фазу, но разную мощность, имеет топологический заряд, равный m , независимо от расстояния между пучками и от мощности каждого пучка. И только если у пучков разная фаза в начальной плоскости (в плоскости перетяжки), то ТЗ суперпозиции изменяется. Теоретическое рассмотрение подтверждено результатами моделирования.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 22-22-00265).

References

- [1] Molina-Terriza G, Recons J, Torner L. The curious arithmetic of optical vortices. *Opt Lett* 2000; 25: 1135-1137. DOI: 10.1364/OL.25.001135.
- [2] Pyragaite V, Smilgevicius V, Stabinis A, Maslinska V. The interference of higher order Laguerre-Gaussian beams. *Lith J Phys* 2007; 47(1): 21-26. DOI: 10.3952/lithjphys.47101.
- [3] Pyragaite V, Stabinis A. Free-space propagation of overlapping light vortex beams. *Opt Commun* 2002; 213(4-6): 187-191. DOI: 10.1016/S0030-4018(02)02083-7.
- [4] Lopez-Mago D, Perez-Garcia B, Yepiz A, Hernandez-Aranda RI, Gutiérrez-Vega JC. Dynamics of polarization singularities in composite optical vortices. *J Opt* 2013; 15(4): 044028. DOI: 10.1088/2040-8978/15/4/044028.
- [5] Naik DN, Viswanathan NK. Generation of singular optical beams from fundamental Gaussian beam using Sagnac interferometer. *J Opt* 2016; 18(9): 095601. DOI: 10.1088/2040-8978/18/9/095601.
- [6] Cheng K, Lü B. Composite coherence vortices in coherent and incoherent superpositions of two off-axis partially coherent vortex beams. *J Mod Opt* 2008; 55(17): 2751-2764. DOI: 10.1080/09500340802167524.
- [7] Sukhorukov AP, Kalinovich AA, Molina-Terriza G, Torner L. Superposition of noncoaxial vortices in parametric wave mixing. *Phys Rev E* 2002; 66(3): 036608. DOI: 10.1103/PhysRevE.66.036608.
- [8] Zhang Y, Wu Z, Yang K, Li P, Wen F, Gu Y. Splitting, generation, and annihilation of phase singularities in non-coaxial interference of Bessel-Gaussian beams. *Phys Scr* 2021; 96(12): 125105. DOI: 10.1088/1402-4896/ac2185.
- [9] Kotlyar VV, Kovalev AA, Amiri P, Soltani P, Rasouli S. Topological charge of two parallel Laguerre-Gaussian beams. *Opt Express* 2021; 29(26): 42962-42977. DOI: 10.1364/OE.446743.
- [10] Kovalev AA, Kotlyar VV. Orbital angular momentum of superposition of identical shifted vortex beams. *J Opt Soc Am A* 2015; 32(10): 1805-1810. DOI: 10.1364/JOSAA.32.001805.
- [11] Berry MV. Optical vortices evolving from helicoidal integer and fractional phase steps. *J Opt A: Pure Appl Opt* 2004; 6(2): 259-268. DOI: 10.1088/1464-4258/6/2/018.
- [12] Kotlyar VV, Kovalev AA. Topological charge of optical vortices [In Russian]. Samara: "Novaya Tekhnika" Publisher; 2021. ISBN: 978-5-88940-157-5.
- [13] Kotlyar VV, Kovalev AA, Volyar AV. Topological charge of a linear combination of optical vortices: topological competition. *Opt Express* 2020; 28(6): 8266-8281. DOI: 10.1364/OE.386401.

Сведения об авторах

Котляр Виктор Викторович, 1957 года рождения, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий лабораторией лазерных измерений ИСОИ РАН и по совместительству профессор кафедры технической кибернетики Самарского университета (СГАУ). В 1979 году окончил физический факультет Куйбышевского государственного университета, в 1988 году защитил кандидатскую диссертацию в Саратовском государственном университете, а в 1992 году – докторскую диссертацию в Центральном конструкторском бюро Уникального приборостроения РАН (г. Москва). Область научных интересов: нанофотоника, дифракционная компьютерная оптика. Публикации: 300 научных трудов, 5 монографий, 7 авторских свидетельств. E-mail: kotlyar@ipsiras.ru.

Ковалёв Алексей Андреевич, 1979 года рождения, в 2002 году окончил Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва (ныне Самарский университет) по специальности «Прикладная математика». Доктор физико-математических наук (2012 год), работает старшим научным сотрудником лаборатории лазерных измерений ИСОИ РАН – филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН. В списке научных работ более 200 статей. Область научных интересов: математическая теория дифракции, фотонно-кристаллические устройства. E-mail: alanko@ipsiras.ru.

Савельева Александра Александровна, 1996 года рождения, в 2020 году окончила Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва – СГАУ по специальности «Прикладные математика и информатика». Область научных интересов: дифракционная оптика, численные методы, FDTD-метод, острая фокусировка света. E-mail: lexis2450@gmail.com.

ГРНТИ: 29.31.15

Поступила в редакцию 15 декабря 2021 г. Окончательный вариант – 6 января 2022 г.

Topological charge of a superposition of identical parallel single-ringed Laguerre-Gaussian beams

V.V. Kotlyar^{1,2}, A.A. Kovalev^{1,2}, A.A. Savelyeva^{1,2}

¹ IPSI RAS – Branch of the FSRC “Crystallography and Photonics” RAS,
443001, Samara, Russia, Molodogvardeyskaya 151,

² Samara National Research University, 443086, Samara, Russia, Moskovskoye Shosse 34

Abstract

We study a superposition of several identical parallel single-ringed Laguerre-Gaussian beams. Both for the initial plane and for the far field, we show analytically and confirm numerically that if the weighting coefficients of the superposition are real-valued (i.e. all the beams have the same phase, but may have different amplitudes), the net topological charge of the superposition is equal to the topological charge of each constituent beam. It is also shown that a phase delay between the beams allows changing the net topological charge of the superposition. By measuring the net topological charge it is possible to analyze the received optical signal in a data transmission system that utilizes vortex beams, combining spatial multiplexing and orbital angular momentum multiplexing.

Keywords: topological charge, Laguerre-Gaussian beam, superposition of parallel beams.

Citation: Kotlyar VV, Kovalev AA, Savelyeva AA. Topological charge of a superposition of identical parallel single-ringed Laguerre-Gaussian beams. *Computer Optics* 2022; 46(2): 184-188. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1086.

Acknowledgements: This work was supported by the Russian Science Foundation under project No. 22-22-00265.

Authors' information

Victor Victorovich Kotlyar is a head of Laboratory at the Image Processing Systems Institute of RAS – Branch of the FSRC “Crystallography and Photonics” RAS and professor of Computer Science department at Samara National Research University. He received his MS, PhD and DrSc degrees in Physics and Mathematics from Samara State University (1979), Saratov State University (1988) and Moscow Central Design Institute of Unique Instrumentation, the Russian Academy of Sciences (1992). He is SPIE- and OSA-member. He is co-author of 300 scientific papers, 5 books and 7 inventions. His current interests are diffractive optics, gradient optics, nanophotonics, and optical vortices. E-mail: kotlyar@ipsiras.ru.

Alexey Andreevich Kovalev (b. 1979), graduated (2002) from Samara National Research University, majoring in Applied Mathematics. He received his Doctor in Physics & Maths degree in 2012. He is a senior researcher of Laser Measurements laboratory at IPSI RAS – Branch of the FSRC “Crystallography and Photonics” RAS. He is a co-author of more than 200 scientific papers. His current research interests are mathematical diffraction theory and photonic crystal devices. E-mail: alanko@ipsiras.ru.

Alexandra Alexandrovna Savelyeva, (b. 1996) in 2020 graduated from the Samara National Research University named after academician S.P. Korolyov – SSAU with a degree in Applied Mathematics and Informatics. Research interests: diffractive optics, numerical methods, FDTD method, sharp focusing of light. E-mail: lexis2450@gmail.com.

Received December 15, 2021. The final version – January 6, 2022.
