

Спин-орбитальное взаимодействие в квазимонохроматических сингулярных пучках

Ю.А. Егоров¹, А.Ф. Рыбась¹

¹ КФУ им. В.И. Вернадского, Физико-технический институт,
295007, Россия, Республика Крым, г. Симферополь, пр. Академика Вернадского, д. 4

Аннотация

Показано, что величина спин-орбитальной связи есть энергетическая эффективность передачи энергии между ортогонально поляризованными компонентами пучка. Энергетическая эффективность изменяется по мере распространения Гауссова пучка через анизотропный кристалл. Для фундаментального Гауссова пучка значение энергетической эффективности не может превышать 50 %, а для элегантных пучков Эрмита–Гаусса и Лагерра–Гаусса более высоких порядков энергетическая эффективность может достигать значения, близкого к 100 %. В то же время для обычных модовых пучков Эрмита–Гаусса и Лагерра–Гаусса высоких порядков энергетическая эффективность может лишь немного превышать 50 %.

Показано, что пучки Бесселя–Гаусса нулевого порядка способны достигать энергетической эффективности, близкой к 100 %, при генерации осевого оптического вихря в ортогонально поляризованной компоненте пучка, при прохождении анизотропной среды как в монохроматическом, так и в полихроматическом свете. Показано, что для элегантных полихроматических пучков Лагерра–Гаусса или Эрмита–Гаусса энергетическая эффективность снижена до значения, не превышающего 50 %. Спиновый момент компенсируется изменением орбитального момента всего пучка, происходящим в результате разницы топологического заряда в ортогонально поляризованных компонентах на 2 единицы.

Ключевые слова: структурная устойчивость, топологический заряд, орбитальный угловой момент, спектр вихрей.

Цитирование: Егоров, Ю.А. Спин-орбитальное взаимодействие в квазимонохроматических сингулярных пучках / Ю.А. Егоров, А.Ф. Рыбась // Компьютерная оптика. – 2024. – Т. 48, № 1. – С. 18-25. – DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1318.

Citation: Egorov YA, Rubass AF. Spin-orbit interaction in quasi-monochromatic singular beams. Computer Optics 2024; 48(1): 18-25. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1318.

Введение

В 1996 г. была опубликована статья Берри и Клейна [1], в которой анализировалась структура оптической катастрофы типа «сборка» (сферическая абберация), полученной в результате дифракции полихроматического (белого) света. Теоретическое описание авторы сопроводили экспериментальными результатами, полученными в результате дифракции белого света на гофрированном стекле для ванн комнат. Они обнаружили, что вблизи геометрической каустики образуется ряд областей со своеобразной окраской, содержащих характерные оптические особенности типа оптического вихря. Дело в том, что любая оптическая катастрофа, за исключением простейшей, типа «складки», формируется за счет закономерной «укладки» оптических вихрей [2]. Именно эти оптические вихри и придают характерную окраску дифракционной картине в окрестностях оптических вихрей. Развивая эту идею, Берри в [3, 4] рассматривает структуру распределения цветов вблизи особенностей. Он обнаружил особую насыщенность темных оттенков различных цветов, сосредоточенных вблизи очень узкой области фазовой сингулярности. На основании этого он предложил метод оптической

хроматоскопии. Этот метод заключается в нахождении максимальной яркости в каждой точке изображения путем сравнения красной, зеленой и синей составляющих яркости на мониторе, а затем в нормировании этих значений на максимальное значение. В результате картинка вблизи сингулярности оказывается более яркой и цвета в ней становятся хорошо различимыми. Этот метод был разработан для анализа света, рассеянного гофрированными поверхностями [5–7]. Оптические вихри, присутствующие в рассеянном свете, носят случайный характер и не требуют для своего формирования специальных устройств. Однако создание одиночных оптических вихрей, переносимых параосиальными пучками типа Лагерра–Гаусса и Бесселя–Гаусса, сталкивается с серьезными техническими трудностями. Дело в том, что традиционный метод получения оптических вихрей основан на дифракции света либо на компьютерно-синтезированных голограммах [8, 9], либо на спиральных фазовых пластинах [10–13]. Эти методы основаны на строгом соблюдении условий дифракции вблизи фазовой особенности и критичны к длине волны. Любое несоблюдение этих условий приводит к исчезновению характерной картины одиночного вихря в пучке [13]. При этом следует особо отметить

оптические пучки, обладающие свойством Фурье-инвариантности [14].

Тем не менее, в работах [15–17] удалось избежать таких жестких требований, предъявляемых к формированию оптического вихря, за счет процессов распространения света в одноосной анизотропной среде. Было показано, что пучок круговой поляризации, распространяющийся вдоль оптической оси анизотропной среды, способен формировать на оси оптические вихри с одинаковой локализацией независимо от длины волны. Такие оптические вихри получили название «белых» вихрей в отличие от цветных вихрей [3–7], у которых положение оптического вихря различно для разных спектральных компонент.

Позднее другими авторами были разработаны специальные методы генерации полихроматических вихрей на компьютерно-синтезированных голограммах [18, 19]. В этих методах хроматическая дисперсия, возникающая при дифракции света на дифракционной решетке, компенсируется специальной призмой, устанавливаемой после голограммы. Однако из-за неполной компенсации хроматической дисперсии в окрестности оптического вихря появляется асимметричный цвет (в отличие от «белых» вихрей, полученных в кристалле). В результате такие вихри получили название цветных вихрей, переносящих топологический заряд (ТЗ) для каждой длины волны. Важно отметить, что обнаружение вихря в компоненте с круговой поляризацией связано с рядом трудностей, основной из которых является использование четвертьволновой пластинки. Поскольку обычная четвертьволновая пластинка не позволяет преобразовывать циркулярно поляризованный свет в линейно поляризованный в широком диапазоне длин волн, в наших экспериментах использовался менее чувствительный к длине волны ромб Френеля. В работах [20–22] авторы использовали для этой цели специальные ахроматические компенсаторы.

Особые проблемы возникли с регистрацией положения и значения топологического заряда оптических вихрей в полихроматическом пучке. Так, авторы [18] использовали хроматоскопический метод [5–7], применяя как хроматоскопический метод, так и метод интерферометрии на основе интерферометра Маха–Цандера. Особого внимания заслуживает метод [23] определения топологического заряда в многоцветном пучке. В [24] использовалась бипризма Френеля, позволяющая сформировать цветную интерференционную картину в пучке с низкой временной когерентностью.

Существует простой метод определения величины и знака топологического заряда полихроматических вихрей на основе экспресс-анализа пучков на основе астигматической линзы [25]. Метод генерации оптических вихрей в кристаллах также позволяет формировать пучки особого типа, так называемые «бутылочные» пучки [21], в исходно циркулярно поляризованной компоненте, а также солитоноподобные поли-

хроматические пучки в среде с нелинейностью [26]. Однако метод генерации в кристаллах имеет свои ограничения. Например, он не позволяет формировать пучки Бесселя–Гаусса и Лагерра–Гаусса, так как они имеют исходный сложный фазовый и амплитудный рельеф. Впервые полихроматические пучки Бесселя–Гаусса нулевого порядка были сформированы авторами [27], использовавшими для этой цели свет аргоновой лампы, при дальнейшей фокусировке в одномодовое оптическое волокно для значительного увеличения пространственной когерентности поля. Свет от волокна проецировался на стандартный акси-кон, после чего формировался необходимый пучок. Значительный прогресс в формировании специальных полихроматических пучков был достигнут за счет использования лазеров, излучающих ультракороткие импульсы (так называемые фемтосекундные лазеры) [28]. В случае использования коротких импульсов появилась возможность генерировать «летающие бублики», представляющие принципиальный интерес, поскольку они будут уникальным образом взаимодействовать с веществом, включая нетривиальные преобразования поля при отражении от границ раздела и возбуждение тороидального отклика и анапольных мод в материи, что открывает возможности для телекоммуникаций, зондирования и спектроскопии [29].

1. Полихроматические пучки Лагерра–Гаусса

Рассмотрим распространение в одноосном кристалле пучка Лагерра–Гаусса, сформированного в белом свете. В качестве модели источника белого света возьмем излучение абсолютно черного тела с температурой $T=4800$ К. Спектральное распределение $f(\lambda)$ такого источника показано на рис. 1.

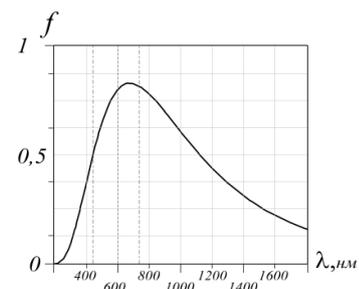


Рис. 1. Нормализованное спектральное распределение источника белого света в зависимости от длины волны. Штрихпунктирными линиями показан видимый диапазон; пунктирная линия показывает максимум для $\lambda = 604$ нм

Будем использовать компоненты яркости RGB-монитора, которые рассчитываются как:

$$\begin{aligned} R &= \left[\int f(\lambda) I(x, y, z, \lambda) \bar{r}(\lambda) d\lambda \right]^{1/2}, \\ G &= \left[\int f(\lambda) I(x, y, z, \lambda) \bar{g}(\lambda) d\lambda \right]^{1/2}, \\ B &= \left[\int f(\lambda) I(x, y, z, \lambda) \bar{b}(\lambda) d\lambda \right]^{1/2}, \end{aligned} \quad (1)$$

где $I(x, y, z, \lambda) = |E(x, y, z, \lambda)|^2$ – распределение интенсивности, $\bar{r}, \bar{g}, \bar{b}$ – координаты цвета в спектре, значения для видимого диапазона, интегрирование ведется в одном и том же диапазоне длин волн $\lambda \in [380, 780] \times 10^{-9} \text{ м}$, $\chi \approx 1,9$ – коэффициент нелинейности монитора. Поскольку коэффициенты нелинейности монитора были заданы таблицей в [1], интегрирование в уравнении (1) заменяется суммированием по 81 точке с шагом $d\lambda = 5 \text{ нм}$. Если некоторые значения интегралов (1) оказывались отрицательными, это означало, что соответствующие цвета лежат вне охвата монитора, а мы принимали эти компоненты цвета (отрицательные) равными нулю. Для адекватной передачи цветов на мониторе в уравнении (1) находилось максимальное R, G, B значение интенсивности и все значения яркостных составляющих монитора делились на это значение и умножались на 255 (максимальная яркость пикселя монитора). При расчетах также необходимо было учитывать дисперсию показателей преломления одноосного кристалла.

На рис. 2 показана такая зависимость в видимом диапазоне для кристалла ниобата лития [30], при этом мы не учитывали влияние фоторефракции.

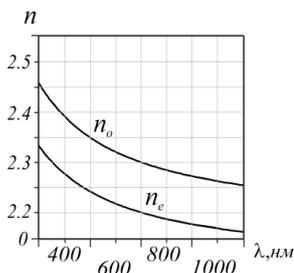


Рис. 2. Спектральная зависимость показателей преломления $n_{o,e}$ от длины волны в кристалле ниобата лития

Поскольку экспериментально создать пучок Лаггера–Гаусса в полихроматическом пучке затруднительно, рассмотрим сначала пучок белого света с круговой поляризацией и с Гауссовой огибающей, падающий на одноосный кристалл. При распространении такого пучка распределение интенсивности в правых круговых компонентах можно получить с помощью (1) и [31]. Данные картины распределения интенсивности при распространении пучка в кристалле показаны на рис. 3.

В кристалле распространяется исходно циркулярно поляризованный полихроматический пучок с Гауссовой огибающей. После кристалла устанавливаем ахроматическую четвертьволновую пластинку и поляризатор. Пучок до четвертьволновой пластины проходит через коллимирующую линзу, которая делает пучок параллельным. Воздействие ахроматической пластинки $\lambda/4$ на циркулярно поляризованные компоненты пучка сводится к преобразованию правоциркулярно поляризованной компоненты пучка E_- в линейную, ориентированную под углом -45° к оси «о» с разностью фаз $\delta = \pi/2$, вносимой пластинкой $\lambda/4$.

Как видно из рисунка, при малых длинах $z \approx 1 \text{ мм}$ кристалла в ортогонально поляризованной составляющей пучка, практически не имеющей окраски, генерируется оптический вихрь с двойным топологическим зарядом. При дальнейшем распространении пучка вдоль оси кристалла окрашивается не только левоциркулярная компонента пучка E_+ , но также и компонента с исходной поляризацией, что на небольших длинах обусловлено дисперсией материала.

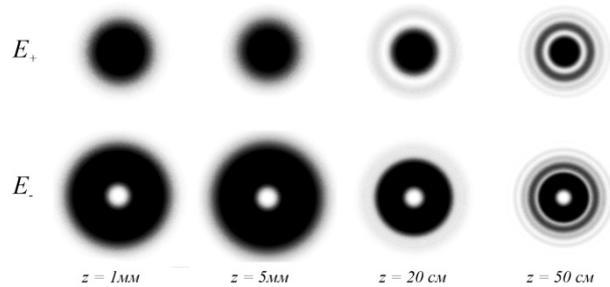


Рис. 3. Распределение интенсивности в лево- и правоциркулярированных компонентах (E_{\pm}) пучка при генерации оптического вихря с двойным топологическим зарядом ($l = 0, n = 0$) при перетяжке пучка $w_0 = 20 \text{ мкм}$ в белом свете в кристалле ниобата хх`лития, размер изображения по осям x, y :

$$5w = 5w_0 \sqrt{1 + (0,555 z / z_0)^2}, \quad Z_0 - \text{длина Рэлея}$$

Стоит отметить, что в отличие от окрашенных вихрей, полученных другими методами, о которых упоминалось ранее, этот оптический вихрь имеет симметричный относительно своей оси цвет и $TZ = \pm 2$, как показано на рис. 4 для длины $z = 5 \text{ мм}$. При достаточно больших длинах кристалла в двух компонентах появляются цветные коноскопические кольца, иллюстрирующие интерференцию в белом свете обыкновенного и необыкновенного пучков. Аналогичные закономерности были получены экспериментально в работах [16, 17, 24].

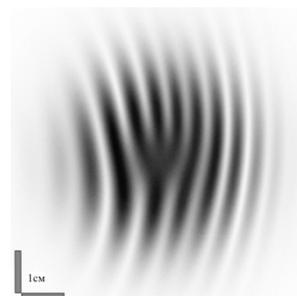


Рис. 4. Интерференционная картина распределения интенсивности левой циркулярно поляризованной компоненты

Поскольку описанным выше способом можно получить неокрашенный вихрь с двойным топологическим зарядом при малых длинах кристалла в ортогонально поляризованной компоненте, знак которого противоположен знаку циркуляции данной компоненты, то предположим, что такой пучок с правоцир-

кулярной поляризацией и отрицательным топологическим зарядом падает на кристалл. При распространении такого пучка в кристалле в ортогонально поляризованной компоненте появляется пучок Лагерра–Гаусса с комплексным аргументом $n = 1, l = 0$, как показано на рис. 5.

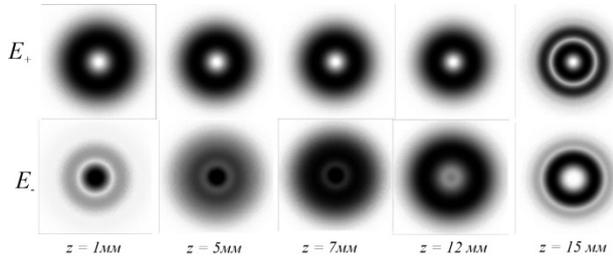


Рис. 5. Генерация полихроматического пучка Лагерра–Гаусса с $n = 1, l = 0$ из полихроматического пучка с $n = 0, l = 2$ и $w_0 = 20$ мкм в кристалле ниобата лития, размер изображения по осям x, y : $5w = 5w_0 \sqrt{1 + (0,555z/z_0)^2}$

На рис. 6 показана интерференционная картина для циркулярно поляризованных компонент данного пучка.

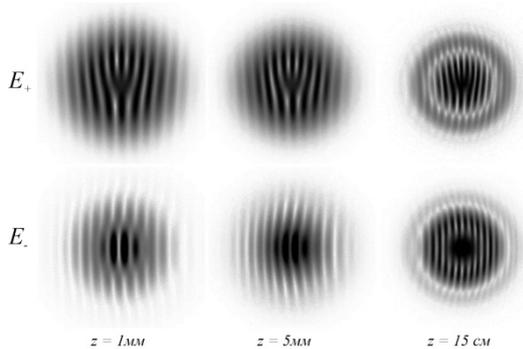


Рис. 6. Интерференция циркулярных компонент полихроматического пучка Лагерра–Гаусса с $n = 0, l = 2$ и $w_0 = 20$ мкм

Из рисунков видно, что при малых длинах кристалла в левой круговой компоненте E_+ возникает кольцевая дислокация, проявляющаяся в смещении интерференционных полос на рис. 6 ($z = 1$ мм). Дальнейшее распространение пучка приводит к сглаживанию кольца в ортогональной составляющей E_- и появлению минимума в центре картины. Однако, как показывает интерференционная картина рис. 6 (E_-), этот минимум не содержит дислокаций. В правополяризованной компоненте вихрь с двойным топологическим зарядом не распадается, что также иллюстрируется интерференцией.

Аналогично можно получить пучки Лагерра–Гаусса более высокого порядка с комплексным аргументом в эксперименте с использованием нескольких тонких кристаллов и циркулярных поляризаторов между ними. Однако необходимо учитывать, что интенсивность результирующего пучка упадет в несколько десятков раз по сравнению с исходным пучком.

Интересно рассмотреть случай распространения линейно поляризованного пучка с Гауссовой огибающей через одноосный кристалл. Поле в кристалле в этом случае представляется суперпозицией полей (см. [31]), взятых с равными весами. Линейно поляризованные компоненты такого пучка показаны на рис. 7.

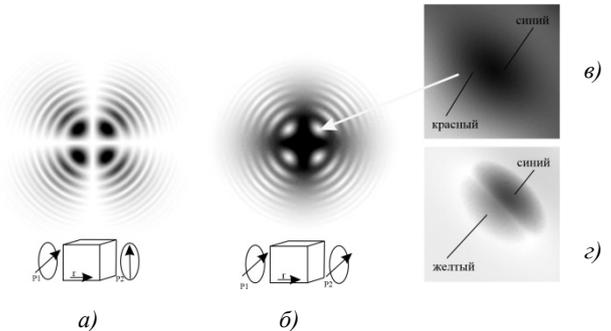


Рис. 7. Распределение интенсивности в скрещенных (а) и параллельных (б) поляризаторах (P1 и P2) при прохождении пучка через одноосный кристалл ниобата лития (r – оптическая ось) длиной $z = 10$ см, $w_0 = 5$ мкм, окрестность «цветного» вихря (в) и его хроматоскопия (г)

В компоненте с исходной линейной поляризацией вблизи оси формируются четыре «цветных» оптических вихря с деформированным ядром [32], как это видно из рис. 7в, г. На хроматоскопическом изображении видно, что в центре вихря распределение цветов образует сине-желтый диполь, аналогичный случаю, рассмотренному Берри [3, 4], однако по мере удаления от центра вихря появляется зеленый цвет, в отличие от диполя Берри.

2. Полихроматические пучки Бесселя–Гаусса

В работе [27] авторы экспериментально получили пучок Бесселя–Гаусса нулевого порядка в полихроматическом пучке на аксиконе. Рассмотрим возможность получения из него пучка Бесселя–Гаусса 2-го порядка. Аргумент под функцией Бесселя для пучка, полученного на аксиконе, зависит от длины волны [27]: $(K/z_0\sigma)r = k\gamma_a r$, где K – комплексная постоянная, γ_a – угол аксикона, $\sigma = 1 - iz/z_0$, k – волновой вектор. Будем считать, что перетяжка пучка Бесселя–Гаусса приходится на входную плоскость одноосного кристалла. Затем мы выражаем параметр K_0 через параметр зеленого света:

$$K_0(\lambda) = K_0(\lambda_g) \frac{z_0(\lambda)k_0(\lambda_g)}{z_0(\lambda_g)k_0(\lambda)},$$

где $z_0(\lambda)$ – длина Рэлея, λ_g – длина волны зеленого света, $k_0(\lambda_g)$ – радиальная составляющая волнового вектора. На рис. 8 показано распределение цветов в циркулярно поляризованных компонентах пучка Бесселя–Гаусса при его распространении вдоль оси кристалла. В отличие от пучка Лагерра–Гаусса такой пучок окрашивается непосредственно на входной плоскости кристалла.

При распространении пучка картина интенсивности размывается в каждой из компонент пучка, что приводит к формированию слабоокрашенного почти белого пучка на некоторой длине (в нашем случае $z = 3$ мм). Кроме того, в правополяризованной компоненте пучка вблизи оси появляется кольцо с минимумом интенсивности, которое окружает слабый максимум на оси. При дальнейшем распространении этот максимум исчезает и в центре правополяризованной компоненты появляется минимум интенсивности, но без оптического вихря (см. рис. 8а).

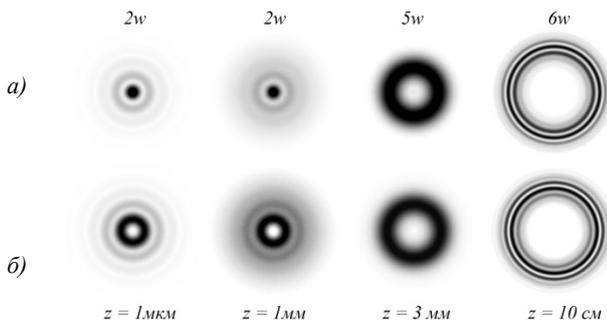


Рис. 8. Распределение интенсивности при генерации пучка Бесселя–Гаусса с $l = 2$ из пучка Бесселя–Гаусса с $l = 0$ в кристалле ниобата лития, а) E_+ , б) E_- компонента поляризации пучка Бесселя–Гаусса

В компоненте с левой круговой поляризацией на оси имеется оптический вихрь с двойным топологическим зарядом (рис. 8б).

О наличии оптического вихря с двойным топологическим зарядом можно судить по картине интерференции (рис. 9а, б).

Увеличение длины кристалла приводит к неравномерной окраске составляющих пучка, и при достаточно больших длинах формируются цветные кольца коноскопического рисунка. Следует отметить, что как в монохроматическом, так и в полихроматическом свете по мере увеличения длины кристалла в циркулярно поляризованных компонентах происходит концентрация интенсивности внутри кольца, и размеры этого кольца слабо зависят от числа l .

3. Спин-орбитальная связь в полихроматических пучках

Рассмотрим спин-орбитальную связь в случае квазимонохроматического пучка. Сразу отметим, что мы не планируем рассматривать гибридные моды (так называемые пучки Эрмита–Лагерра–Гаусса) [33]. Рассмотрим спин-орбитальную связь квазимонохроматического пучка, прошедшего через анизотропную среду. Спиновый и орбитальный моменты квазимонохроматического пучка, в том числе и полихроматического, жестко связаны между собой законом сохранения полного потока углового момента вдоль оси кристалла, как и в случае монохроматического света. Основное отличие квазимонохроматического пучка

от монохроматического состоит в том, что его состояние характеризуется недиагональными элементами матрицы когерентности $\langle E_x E_x^* \rangle$, где угловые скобки обозначают усреднение по времени, связанное с усреднением по частоте преобразованием Фурье [34]. Такое усреднение оправдано следующими физическими причинами: недиагональные элементы матрицы когерентности характеризуют третий параметр Стокса S_3 , который есть не что иное, как спиновый момент пучка. В то же время полихроматический пучок подчиняется аддитивному принципу, т.е. его значение для некогерентного света определяется как сумма отдельных монохроматических пучков с соответствующими весовыми коэффициентами. Таким образом, зная спектральную плотность $f(\lambda)$, можно определить интегральный спиновый момент и, используя выражение для энергетической эффективности спин-орбитальной связи для монохроматических пучков, найти соответствующую энергетическую эффективность для полихроматического пучка. Для простоты будем считать, что спектральная функция монохроматического пучка имеет Гауссово распределение:

$$f(\lambda) = \exp \left\{ - \left(\frac{\lambda - \lambda_s}{\Delta\lambda} \right)^2 \right\}. \quad (2)$$

Поток спинового углового момента для квазимонохроматического пучка можно записать как:

$$S_{z,\lambda} = \frac{\int_0^\infty f(\lambda) [\mathfrak{I}_+(\lambda) - \mathfrak{I}_-(\lambda)] d\lambda}{\int_0^\infty f(\lambda) [\mathfrak{I}_+(\lambda) + \mathfrak{I}_-(\lambda)] d\lambda}, \quad (3)$$

где \mathfrak{I}_+ , \mathfrak{I}_- – суммарная интенсивность правой и левой циркулярно поляризованных компонент пучка. Тогда выражение для энергетической эффективности квазимонохроматического пучка с исходной правой круговой поляризацией можно записать в виде

$$\eta_\lambda = \frac{\mathfrak{I}_+}{\mathfrak{I}_+ + \mathfrak{I}_-} = \frac{1 - S_{z,\lambda}}{2}, \quad (4)$$

где $S_{z,\lambda}$ – поток спинового момента импульса в одноосном кристалле вдоль оси. Используя выражения комплексного аргумента для пучков Лагерра–Гаусса вместе с (3) и (4), находим энергетическую эффективность спин-орбитальной связи. На рис. 10 представлены кривые зависимости энергетической эффективности от длины кристалла.

Они описывают энергетическую эффективность для пучков с разными индексами n, l и разной полушириной спектральной линии. Для Гауссова пучка эта зависимость описывается плавными кривыми. Если полуширина спектральной линии равна $\Delta\lambda = 10^{-7}$ м для $\eta_\lambda(z)$, тогда кривая энергетической эффективности будет мало отличаться от аналогичной кривой для монохроматического пучка. Увеличение полуширины

спектральной линии приводит к быстрому изменению энергетической эффективности, так что при длине кристалла 2 см энергетическая эффективность достигает 45 % для полуширины $\Delta\lambda = 10^{-5}$ м. Несколько иначе ведут себя квазимонохроматические пучки Лагерра–Гаусса более высоких порядков. Данный случай следует пояснить. При малых длинах кристалла в ортогонально поляризованной компоненте возможно сгенерировать пучок Лагерра–Гаусса более высокого порядка ($l = \pm 2$) с двойным топологическим зарядом, знак которого противоположен знаку циркуляции данной компоненты. Так, для пучков с $l = 2, n = 10$ кривая зависимости $\eta_\lambda(z)$ для источника с полушириной спектра $\Delta\lambda = 10^{-7}$ м испытывает быстрые осцилляции, достигая в максимуме 98 %, а затем стремится к 50 % по мере увеличения длины кристалла.

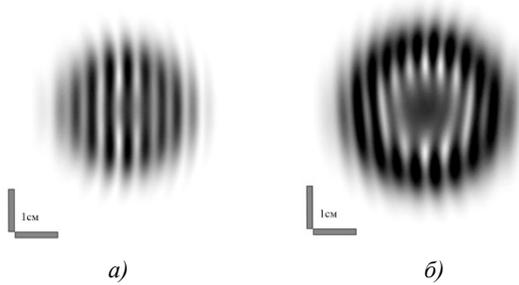


Рис. 9. Интерференционная картина для а) E_+ , б) E_- компонент пучка Бесселя–Гаусса с $l = 0$ в кристалле ниобата лития $z = 2$ см

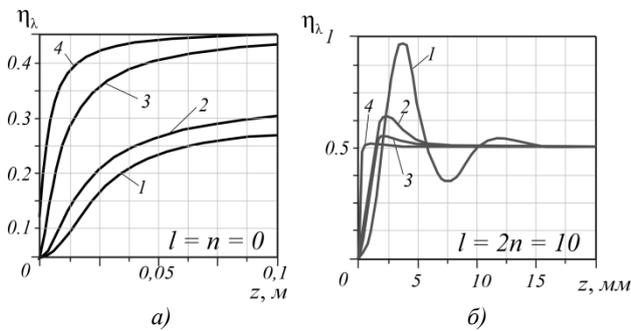


Рис. 10. Энергетическая эффективность генерации оптических вихрей в квазимонохроматическом пучке Лагерра–Гаусса с $w_0 = 10$ мкм, распространяющемся в кристалле ниобата лития: (1) $\Delta\lambda = 10^{-7}$ м, (2) $\Delta\lambda = 5 \cdot 10^{-7}$ м, (3) $\Delta\lambda = 10^{-6}$ м, (4) $\Delta\lambda = 10^{-5}$ м

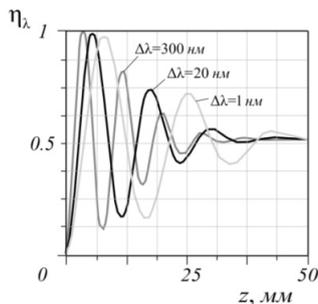


Рис. 11. Зависимость энергетической эффективности $\eta_\lambda(z)$ в квазимонохроматических пучках Бесселя–Гаусса в кристалле ниобата лития от длины кристалла

Эти колебания очень быстро затухают с увеличением полуширины линии, так что значение $\eta_\lambda \rightarrow 50\%$ на длине 0,5 мм при $\Delta\lambda = 10^{-5}$ м. Аналогичные результаты могут быть получены для квазимонохроматических пучков Эрмита–Гаусса с комплексным аргументом.

Интересные результаты были получены при исследовании энергетической эффективности спин-орбитальной связи для пучков Бесселя–Гаусса. Кривые $\eta_\lambda(z)$, показанные на рис. 11, испытывают быстрые колебания, достигающие максимума 94 %. При этом ширина спектральной линии $\Delta\lambda = 300$ нм охватывает весь видимый диапазон. В то же время для всех остальных типов пучков энергетическая эффективность быстро падает, а амплитуда колебаний очень мала. Это необычное поведение пучков Бесселя–Гаусса требует объяснения. Типичный пучок Бесселя характеризуется окружностью радиуса r . В то же время пучок Бесселя–Гаусса в пространстве волновых чисел характеризуется кольцом, а распределение векторов k [35] описывается Гауссовой огибающей (см. рис. 12).

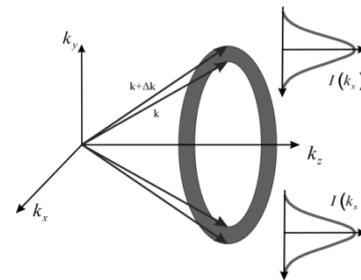


Рис. 12. Схема распределения светового потока по угловому спектру в пучке Бесселя–Гаусса. $l = 0$

Такой спектр плоских волн, распространяющихся через кристалл, образует в некоторой плоскости кольцевое распределение интенсивности в обеих круговых компонентах пучка, о чем говорилось выше. При наблюдении первого кольцевого провала в распределении интенсивности в компоненте E_+ величина спин-орбитальной связи максимальна (см. рис. 13). При этом интенсивность в E_+ резко снижается, а интенсивность в компоненте E_- , наоборот, возрастает.

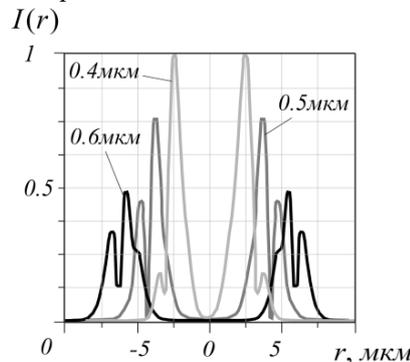


Рис. 13. Схема распределения светового потока по угловому спектру в пучке Бесселя–Гаусса, $l = 0$

Заключение

Показано, что физической причиной преобразования топологического заряда пучков является спин-орбитальное взаимодействие, при котором полный поток углового момента, представляющий собой сумму потоков спинового и орбитального угловых моментов вдоль оси кристалла, является постоянной величиной. Например, если на вход кристалла падает фундаментальный циркулярно поляризованный Гауссов пучок, не несущий оптических вихрей, то в процессе распространения в поперечном сечении пучка возникает неоднородная поляризация, так что в асимптотическом случае бесконечно большой длины кристалла степень поляризации всего пучка равняется нулю. Показано, что величиной спин-орбитальной связи является энергетическая эффективность перекачки энергии между ортогонально поляризованными компонентами пучка. По мере распространения пучка в кристалле энергетическая эффективность изменяется. Показано, что величина спин-орбитальной связи есть энергетическая эффективность передачи энергии между ортогонально поляризованными компонентами пучка. Энергетическая эффективность изменяется по мере распространения Гауссова пучка через анизотропный кристалл. Для фундаментального Гауссова пучка значение энергетической эффективности не может превышать 50%, а для элегантных пучков Эрмита-Гаусса и Лагерра-Гаусса более высоких порядков энергетическая эффективность может достигать значения, близкого к 100%. В то же время для обычных модовых пучков Эрмита-Гаусса и Лагерра-Гаусса высоких порядков энергетическая эффективность может лишь немного превышать 50%.

Показано, что пучки Бесселя-Гаусса нулевого порядка способны достигать энергетической эффективности, близкой к 100%, при генерации осевого оптического вихря в ортогонально поляризованной компоненте пучка, при прохождении анизотропной среды как в монохроматическом, так и в полихроматическом свете. Показано, что для элегантных полихроматических пучков Лагерра-Гаусса или Эрмита-Гаусса энергетическая эффективность снижается до значения, не превышающего 50%. Спиновый момент компенсируется изменением орбитального момента всего пучка, происходящим в результате разницы топологического заряда в ортогонально поляризованных компонентах на 2 единицы.

References

- [1] Berry MV, Klein S. Colored diffraction catastrophes. *Proc Natl Acad Sci USA* 1996; 93: 2614-2619. DOI: 10.1073/pnas.93.6.2614.
- [2] Nye JF. *Natural focusing and fine structure of light: Caustics and wave*. Bristol, UK: Institute of Physics Publishing; 1999: 328.
- [3] Berry MV. Coloured phase singularities. *New J Phys* 2002; 4: 66. DOI: 10.1088/1367-2630/4/1/366.
- [4] Berry MV. Exploring the colours of dark light. *New J Phys* 2002; 4: 74. DOI: 10.1088/1367-2630/4/1/374.
- [5] Angelsky OV, Polyanskii PV, Hanson SG. Singular-optical coloring of regularly scattered white light. *Opt Express* 2006; 14: 7579-7586. DOI: 10.1364/OE.14.007579.
- [6] Angelsky OV, Maksimyak AP, Maksimyak PP. Interference diagnostic of white-light vortices. *Opt Express* 2005; 13: 8179-8183. DOI: 10.1364/OPEX.13.008179.
- [7] Angelsky OV, Hanson SG, Maksimyak AP, Maksimyak PP. On the feasibility for determining the amplitude zeroes in polychromatic fields. *Opt Express* 2005; 13: 4396-4405. DOI: 10.1364/OPEX.13.004396.
- [8] Soifer VA, Golub MA. *Laser beam mode selection by computer-generated holograms*; Boca Raton, FL: USACRC Press; 1994. ISBN: 978-0-8493-2476-5.
- [9] Basistiy IV, Bazhenov VYu, Soskin MS, Vasnetsov MV. Optics of light beams with screw dislocations. *Opt Commun* 1993; 103: 422-428. DOI: 10.1016/0030-4018(93)90168-5.
- [10] Bryngdahl O. Radial- and circular-fringe interferograms. *J Opt Soc Am* 1973; 63: 1098-1104. DOI: 10.1364/JOSA.63.001098.
- [11] Beijersbergen MW, Coerwinkel RPC, Kristensen M, Woerdman JP. Helical-wavefront laser beams produced with a spiral phaseplate. *Opt Commun* 1994; 112: 321-327. DOI: 10.1016/0030-4018(94)90638-6.
- [12] Kotlyar VV, Kovalev AA, Porfirev AP. *Vortex laser beams*. Boca Raton, FL: CRC Press; 2018. DOI: 10.1201/9781351009607.
- [13] Berry MV. Optical vortices evolving from helicoidal integer and fractional phase steps. *J Opt A Pure Appl Opt* 2004; 6: 259-268. DOI: 10.1364/AO.43.000688.
- [14] Kotlyar VV, Kovalev AA, Kalinkina DS, Kozlova ES. Fourier-Bessel beams of finite energy. *Computer Optics* 2021; 45(4): 506-511. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-864.
- [15] Egorov YuA, Fadeyeva TA, Volyar AV. The fine structure of singular beams in crystals: colours and polarization. *J Opt A Pure Appl Opt* 2004; 6(5): S217-S228. DOI: 10.1088/1464-4258/6/5/014.
- [16] Volyar AV, Egorov YA, Rubass AF, Fadeeva TA. Fine structure of white optical vortices in crystals. *Tech Phys Lett* 2004; 30: 701-704. DOI: 10.1134/1.1792318.
- [17] Volyar AV, Egorov YA, Rubass AF, Fadeeva TA. Fine structure of optical vortices in a crystal: A monochromatic singular beam. *Tech Phys Lett* 2004; 49(12): 1627-1630. DOI: 10.1134/1.1841415.
- [18] Leach J, Padgett MJ. Observation of chromatic effects near a white-light vortex. *New J Phys* 2003; 5: 154.1-154.7. DOI: 10.1088/1367-2630/5/1/154.
- [19] Soskin MS, Polyansky PV, Arkheluyk OO. Computer-synthesized hologram-based rainbow vortices. *New J Phys* 2004; 6: 196.1-196.6. DOI: 10.1088/1367-2630/6/1/196.
- [20] Shvedov VG, Izdebskaya YV, Rode AV, Desyatnikov A, Krolikowski W, Kivshar YS. Generation of optical bottle beams by incoherent white-light vortices. *Opt Express* 2008; 16: 20902-20907. DOI: 10.1364/OE.16.020902.
- [21] Brasselet E, Izdebskaya Y, Shvedov V, Desyatnikov AS, Krolikowski W, Kivshar YS. Dynamics of optical spin-orbit coupling in uniaxial crystals. *Opt Lett* 2009; 34: 1021-1023. DOI: 10.1364/OL.34.001021.
- [22] Izdebskaya Y, Brasselet E, Shvedov V, Desyatnikov AS, Krolikowski W, Kivshar YS. Dynamics of linear polarization conversion in uniaxial crystals. *Opt Express* 2009; 17: 18196-18208. DOI: 10.1364/OE.17.018196.
- [23] Kotlyar VV, Kovalev AA, Nalimov AG, Stafeev SS. Topological charge of multi-color optical vortices. *Photonics* 2022; 9: 145. DOI: 10.3390/photonics9030145.

- [24] Egorov YA, Fadeeva TA, Rubass AF, Volyar AV. White optical vortices in LiNbO₃ crystal. Proc SPIE 2004; 5582: 286-296. DOI: 10.1117/12.583458.
- [25] Denisenko V, Shvedov V, Desyatnikov AS, Neshev DN, Krolikowski W, Volyar A, Soskin M, Kivshar YS. Determination of topological charges of polychromatic optical vortices. Opt Express 2009; 17: 23374-23379. DOI: 10.1364/OE.17.023374.
- [26] Neshev DN, Dreischuh A, Shvedov V, Desyatnikov AS, Krolikowski W, Kivshar YS. Observation of polychromatic vortex solitons. Opt Lett 2008; 33: 1851-1853. DOI: 10.1364/OL.33.001851.
- [27] Fischer P, Brown CTA, Morris JE, López-Mariscal C, Wright EM, Sibbett W, Dholakia K. White light propagation invariant beams. Opt Express 2005; 13: 6657-6666. DOI: 10.1364/OPEX.13.006657.
- [28] Grunwald R, Bock M, Kebbel V, Huferath S, Neumann U, Steinmeyer G, Stibenz G, Néron JL, Piché M. Ultrashort-pulsed truncated polychromatic Bessel-Gauss beams. Opt Express 2008; 16: 1077-1089. DOI: 10.1364/OE.16.001077.
- [29] Papasimakis N, Raybould T, Fedotov VA, Tsai DP, Youngs I, Zheludev NI. Pulse generation scheme for flying electromagnetic doughnuts. Phys Rev B 2018; 97: 201409(R). DOI: 10.1103/PhysRevB.97.201409.
- [30] Shlarb U, Betzler K. Refractive indices of lithium niobate as a function of temperature, wavelength and composition: A generalized fit. Phys Rev B 1993; 48: 15613-15620. DOI: 10.1103/PhysRevB.48.15613.
- [31] Ciattoni A, Cincotti G, Palma C. Circularly polarized beams and vortex generation in uniaxial media. J Opt Soc Am A 2003; 20: 163-171. DOI: 10.1364/JOSAA.20.000163.
- [32] Volyar A, Shvedov V, Fadeyeva T, Desyatnikov AS, Neshev DN, Krolikowski W, Kivshar YS. Generation of single-charge optical vortices with an uniaxial crystal. Opt Express 2006; 14: 3724-3729. DOI: 10.1364/OE.14.003724
- [33] Bliokh KY. Spatiotemporal vortex pulses: Angular momenta and spin-orbit interaction. Phys Rev Lett 2021; 126: 243601. DOI: 10.1103/PhysRevLett.126.243601.
- [34] Born M, Wolf E. Principles of optics. 7th ed. New York: Cambridge University Press; 1999. DOI: 10.1017/CBO9781139644181.
- [35] Gori F, Guattari G, Padovani C. Bessel-Gauss beams. Opt Commun 1987; 64: 491-495. DOI: 10.1016/0030-4018(87)90276-8.
- [36] Volyar AV, Bretsko MV, Akimova YaE, Egorov YuA. Avalanche instability of the orbital angular momentum higher order optical vortices. Computer Optics 2019; 43(1): 14-24. DOI: 10.18287/2412-6179-2019-43-1-14-24.
- [37] Fadeyeva T, Egorov Yu, Rubass A, Swartzlander GA, Volyar A. Indistinguishability limit for off-axis vortex beams in uniaxial crystals. Opt Lett 2007; 32: 3116-3118. DOI: 10.1364/OL.32.003116.
- [38] Volyar AV, Fadeeva TA, Egorov YuA. Vector singularities of Gaussian beams in uniaxial crystals: Optical vortex generation. Tech Phys Lett 2002; 28: 958-961. DOI: 10.1134/1.1526896.

Сведения об авторах

Егоров Юрий Александрович – кандидат физико-математических наук (2005), доцент кафедры общей физики (2006). Сфера научных интересов: сингулярная оптика, дифракционная оптика, оптика анизотропных сред. E-mail: yuriyegorov@cfuv.ru

Рыбась Александр Федорович – кандидат физико-математических наук (2010), доцент кафедры общей физики (2014). Сфера научных интересов: сингулярная оптика, дифракционная оптика, оптика анизотропных сред. E-mail: alex.rubass@gmail.com

ГРНТИ: 29.31.15

Поступила в редакцию 18 апреля 2023 г. Окончательный вариант – 29 мая 2023 г.

Spin-orbit interaction in quasi-monochromatic singular beams

Y.A. Egorov¹, A.F. Rubass¹

¹ Physics and Technology Institute of V.I. Vernadsky Crimean Federal University,
295007, Simferopol, Republic of Crimea, Russia, Academician Vernadsky 4

Abstract

It is shown that the magnitude of the spin-orbit coupling is the energy efficiency of energy transfer between orthogonally polarized beam components. The energy efficiency changes as the Gaussian beam propagates through the anisotropic crystal. For a fundamental Gaussian beam, the energy efficiency cannot exceed 50%, and for elegant Hermite-Gaussian and Laguerre-Gaussian beams of higher orders, the energy efficiency can reach a value close to 100%. At the same time, for ordinary higher-order Hermite-Gaussian and Laguerre-Gaussian mode beams, the energy efficiency can only slightly exceed 50%. It is shown that zero-order Bessel-Gaussian beams are capable of achieving an energy efficiency close to 100% when an axial optical vortex is generated in the orthogonally polarized beam component when passing through an anisotropic medium, in both monochromatic and polychromatic light. It is shown that for elegant polychromatic Laguerre-Gaussian or Hermite-Gaussian beams, the energy efficiency is reduced to a value not exceeding 50%. The spin moment is compensated by a change in the orbital momentum of the entire beam, which occurs as a result of the difference in topological charge (TC) in the orthogonally polarized components by 2 units.

Keywords: structural stability, topological charge, orbital angular momentum, vortex spectrum.

Citation: Egorov YA, Rubass AF. Spin-orbit interaction in quasi-monochromatic singular beams. *Computer Optics* 2024; 48(1): 18-25. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1318.

Authors' information

Yuriy Alexandrovich Egorov (b. 1975). A graduate of Taurida National University (2001). Received the degree of Candidate of Physical and Mathematical Sciences in the field of Optics and Laser Physics at the Taurida National V.I. Vernadsky University (Crimean Federal University is now) in 2005. Since 2006, he has been an Associate Professor at the Physics and Technology Institute of V.I. Vernadsky Crimean Federal University. Scope of scientific interests its singular optics and diffraction optics. E-mail: yurivegorov@cfuv.ru

Aleksandr Fedorovich Rubass (b. 1982). A graduate of the Taurida National University (2006). Received the degree of Candidate of Physical and Mathematical Sciences in the field of Optics and Laser Physics at the Taurida National V.I. Vernadsky University (Crimean Federal University is now) in 2010, Associate Professor of General Physics department (2014). Research interests: singular optics, diffractive optics, optics of anisotropic media. E-mail: alex.rubass@gmail.com

Received April 18, 2023. The final version – May 29, 2023.
