

**ОСОБЕННОСТИ ОСТРОЙ ФОКУСИРОВКИ
ВИХРЕВЫХ ПУЧКОВ ГАУССА–ЛАГЕРРА**

Д.А. Савельев^{1,2}, С.Н. Хонина^{1,2}

¹ Институт систем обработки изображений РАН, Самара, Россия,

² Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва (национальный исследовательский университет) (СГАУ), Самара, Россия

Аннотация

Исследуется пространственное распределение интенсивности острогофокусированного пучка Гаусса–Лагерра в зависимости от состояния однородной (линейной и круговой) поляризации и порядка вихревой фазы. Показано, что наибольшее влияние состояние поляризации оказывает на продольную компоненту электрического вектора светового поля. Наибольшее визуальное различие в картине общей интенсивности в зависимости от поляризации наблюдается при использовании вихревой фазы первого порядка. Использование аксикона позволяет усилить фокусировку по сравнению с апланатическим объективом.

Ключевые слова: острая фокусировка, пучки Гаусса–Лагерра, оптические вихри, аксикон.

Цитирование: Савельев, Д.А. Особенности острой фокусировки вихревых пучков Гаусса–Лагерра / Д.А. Савельев, С.Н. Хонина // Компьютерная оптика. – 2015. – Т. 39, № 5. – С. 654–662. – DOI: 10.18287/0134-2452-2015-39-5-654-662.

Введение

Известно, что фазовая сингулярность может быть использована для усиления продольной компоненты электрического вектора лазерного излучения [1–8] в случае однородной (линейной и круговой) поляризации, которую производят большинство современных лазеров. В частности, в работах [1, 2, 5, 7, 8] рассматривались вихревые фазовые функции, а в работах [3, 4, 6] – суперпозиции вихревых фазовых функций как соосных [3, 4], так и пространственно разделённых [6].

Наличие мощной продольной компоненты в области фокуса позволяет улучшить оптическое разрешение и используется для оптического манипулирования, ускорения электронов, обработки материалов, в микроскопии и других приложениях [9–14].

Заметим, что энергия продольной компоненты становится существенной только при высоких значениях числовой апертуры ($NA > 0,7$). Снизить это требование можно за счёт использования лазерных пучков высокого порядка [15, 16]. При этом, как правило, рассматриваются пучки с более высоким радиальным индексом. Однако особенности, связанные с фокусировкой вихревых пучков с высокими угловыми индексами, также представляют интерес, особенно в задачах оптического манипулирования [17], основанных на передаче углового момента [18, 19].

Таким образом, в данной работе рассматриваются особенности острой фокусировки вихревых лазерных пучков Гаусса–Лагерра (ГЛ) для различных типов однородной поляризации в зависимости от порядка вихревой фазы.

1. Острая фокусировка мод Гаусса–Лагерра

Рассмотрим высокоапертурную апланатическую фокусирующую оптическую систему, фокус которой расположен на расстоянии значительно большем, чем длина волны от апертуры. Тогда вектор электрического поля в однородной диэлектрической среде вблизи фокуса может быть описан с помощью приближении Дебая:

$$E(\rho, \varphi, z) = -\frac{if}{\lambda} \int_0^\alpha \int_0^{2\pi} B(\theta, \phi) T(\theta) P(\theta, \phi) \times \exp[ik(\rho \sin \theta \cos(\phi - \varphi) + z \cos \theta)] \sin \theta d\theta d\phi, \tag{1}$$

где (ρ, φ, z) – цилиндрические координаты в фокальной области, (θ, ϕ) – сферические угловые координаты на входе фокусирующей системы, $B(\theta, \phi)$ – функция на входе фокусирующей системы, $T(\theta)$ – функция аподизации (для апланатической системы $T(\theta) = \sqrt{\cos \theta}$), $P(\theta, \phi)$ – поляризационный вектор, $n \sin \alpha = NA$, NA – числовая апертура системы, n – показатель преломления среды, $k = 2\pi / \lambda$ – волновое число, λ – длина волны падающего излучения, f – фокусное расстояние.

В качестве входной функции мы будем рассматривать пучки ГЛ:

$$\Psi_{lm}(r, \phi) = \frac{1}{\sigma} \sqrt{\frac{l!}{\pi(l+|m|)!}} \times \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) \left(\frac{r}{\sigma}\right)^{|m|} L_l^{|m|}\left(\frac{r^2}{\sigma^2}\right) \exp(im\phi), \tag{2}$$

где $r = \sin \theta / \sin \alpha$ – это безразмерная приведённая радиальная координата на входе фокусирующей системы, $\sigma = \sin \theta_\sigma / \sin \alpha$ – безразмерный приведённый радиус перетяжки пучка, $L_n^{|m|}(\cdot)$ – обобщённые полиномы Лагерра, l и m – радиальные и угловые индексы соответственно.

Если входная функция имеет угловую зависимость в виде вихревой фазы, как в представлении (2), мы можем упростить интеграл (1):

$$E(\rho, \varphi, z) = -ikf \int_0^\alpha Q(\rho, \varphi, \theta) q(\theta) d\theta, \tag{3}$$

где $q(\theta) = R_m(\theta)T(\theta)\sin\theta \exp(ikz \cos\theta)$, (4)

$$R_m(\theta) = \frac{\sin\alpha}{\sin\theta_\sigma} \sqrt{\frac{l!}{\pi(l+|m|)!}} \times \exp\left(-\frac{\sin^2\theta}{2\sin^2\theta_\sigma}\right) \left(\frac{\sin\theta}{\sin\theta_\sigma}\right)^{|m|} L_l^{|m|}\left(\frac{\sin^2\theta}{\sin^2\theta_\sigma}\right). \quad (5)$$

Для апланатической системы форма вектора $\mathbf{Q}(\rho, \varphi, \theta)$ зависит от поляризации входного поля [3, 5, 8], а его компоненты состоят из суперпозиции функций Бесселя первого рода и разных порядков.

2. Численное моделирование фокусировки с помощью апланатической системы

Мы используем следующие параметры для расчёта: $\lambda = 1$ мкм, $f = 101$ мкм, $\sin\alpha = 0,99$, $n = 1$.

Явления взаимодействия фазовых вихрей и поляризации, их трансформации и переход от одного к другой, компенсации или повышение углового момента рассматриваются в сингулярной оптике [17–23]. Эти явления становятся особенно заметны в условиях острой фокусировки [1–8].

Будем рассматривать вихревые пучки ГЛ с радиальным индексом $l=0$ и различными угловыми индексами m . Сравнительные результаты для однородной (линейной и круговой) поляризации представлены в табл. 1 в отсутствие вихря и для $m=1, 2$ и 5. Приведены картины как полной интенсивности вектора электрического поля $|\mathbf{E}|^2$, так и отдельно продольной компоненты $|E_z|^2$, которая становится существенной при острой фокусировке. Также приведены значения полуширины по полуспаду интенсивности (full width at half maximum – FWHM) и площади фокального пятна (half-of-maximum area – HMA).

В отсутствие вихревой фазы (первая строка табл. 1) влияние линейной поляризации заметно лишь в некотором удлинении фокального пятна. Различить направление вращения круговой поляризации в этом случае невозможно.

Наличие вихря первого порядка в падающем пучке (вторая строка табл. 1) существенно меняет фокальную картину. Становится важным не только тип, но и направление вращения круговой поляризации.

В случае вихря второго порядка (третья строка табл. 1) различия в фокальном распределении значительно меньше, и они практически нивелируются при дальнейшем увеличении порядка оптического вихря.

Заметим, что наибольшее влияние состояние поляризации оказывает на картины интенсивности продольной компоненты $|E_z|^2$, визуальное различие которых является наибольшим при вихревой фазе первого порядка.

При круговой поляризации направление вращения является существенным именно для продольной компоненты. Это связано с тем, что сложение или вычитание поляризационной (спиновой) составляющей углового момента с орбитальной составляющей происходит именно для этой компоненты электрического вектора лазерного излучения.

Чтобы продемонстрировать это более наглядно, внесём астигматическую составляющую $\exp(ikx^2/2f_a)$ в падающий пучок. В табл. 2 приведены результаты фокусировки с параметрами: $\lambda = 1$ мкм, $f = 201$ мкм, $\sin\alpha = 0,5$, $f_a = 1000$ мкм, $n = 1$.

Как видно из приведённых результатов, даже в отсутствие вихревой фазы (первая строка табл. 2) состояние поляризации хорошо заметно на картине интенсивности продольной компоненты: для линейной поляризации картина симметрична, а для круговой поляризации наблюдается асимметрия, зависящая от направления вращения (знака) круговой поляризации.

Эффект взаимодействия вихревой фазы (орбитального углового момента) с состоянием круговой поляризации (спиновым угловым моментом) ещё нагляднее в случае наличия вихревой фазы первого порядка (вторая строка табл. 2). Для «+»-поляризации в картине интенсивности продольной компоненты наблюдаются 3 световых пятна, что соответствует общему угловому моменту, равному 2 (т.е. произошло сложение фазового и поляризационного вихрей). Для «-»-поляризации в картине интенсивности продольной компоненты наблюдается 1 явно выраженное световое пятно, что соответствует отсутствию общего углового момента (т.е. произошло вычитание фазового и поляризационного вихрей).

Аналогичная ситуация наблюдается и для больших порядков вихревой фазы: для «+»-поляризации число световых пятен увеличивается на единицу по сравнению с картиной общей интенсивности, а для «-»-поляризации число световых пятен уменьшается на единицу.

Заметим, что картины общей интенсивности в табл. 2 отражают различие только в орбитальном угловом моменте световых пучков (т.е. зависят только от порядка вихревой фазы), а влияние состояния поляризации на них не заметно. Это связано с уменьшением числовой апертуры фокусирующей системы ($\sin\alpha = 0,5$) и, следовательно, с меньшей энергией в продольной компоненте.

3. Численное моделирование методом FDTD

В работе [23] было показано, что фокусировка лазерного излучения дифракционным аксиконом с высокой числовой апертурой позволяет достичь большей «остроты фокусировки», чем апланатический объектив при одном и том же значении числовой апертуры системы. Поэтому в данном разделе исследуется острая фокусировка вихревых пучков ГЛ на симметричном бинарном аксиконе с использованием метода конечных разностей во временной области (FDTD), реализованном в свободно распространяемом программном продукте Meep [24].

Параметры моделирования: длина волны излучения $\lambda = 532$ нм, числовая апертура $NA \approx 0,95$ (период аксикона составляет 560 нм). Размер расчётной области $x, y, z \in [-6,5\lambda; 6,5\lambda]$.

Табл. 1. Острая фокусировка с помощью апланатической системы

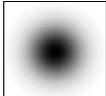
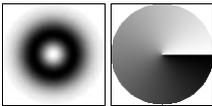
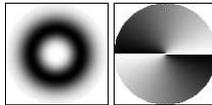
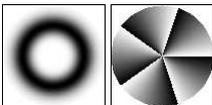
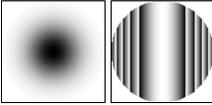
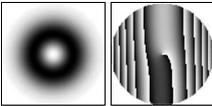
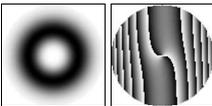
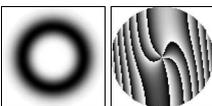
Распределение на входе (интенсивность и фаза)	Распределение интенсивности в фокусе $ \mathbf{E} ^2, E_z ^2$, размер $10\lambda \times 10\lambda$					
	Линейная у-поляризация		Круговая «+»-поляризация		Круговая «-»-поляризация	
 $(l, m) = (0, 0), \sigma = 0,5$						
	FWHM(-) = $0,59\lambda$ FWHM() = $0,78\lambda$ HMA = $0,36\lambda^2$		FWHM = $0,69\lambda$ HMA = $0,37\lambda^2$		FWHM = $0,69\lambda$ HMA = $0,37\lambda^2$	
 $(l, m) = (0, 1), \sigma = 0,4$						
	FWHM _z (-) = $0,73\lambda$ FWHM _z () = $0,41\lambda$ HMA _z = $0,23\lambda^2$		FWHM = $0,46\lambda$ HMA = $0,17\lambda^2$		FWHM _z = $0,51\lambda$ HMA _z = $0,20\lambda^2$	
 $(l, m) = (0, 2), \sigma = 0,35$						
	FWHM _z (-) = $0,48\lambda$ FWHM _z () = $0,32\lambda$ HMA _z = $0,12\lambda^2$				FWHM _z = $0,38\lambda$ HMA _z = $0,11\lambda^2$	
 $(l, m) = (0, 5), \sigma = 0,27$						

Табл. 2. Острая фокусировка с помощью апланатической системы в присутствии астигматической составляющей

Распределение на входе (интенсивность и фаза)	Распределение интенсивности в фокусе $ \mathbf{E} ^2, E_z ^2$, размер $40\lambda \times 40\lambda$					
	Линейная у-поляризация		Круговая «+»-поляризация		Круговая «-»-поляризация	
 $(l, m) = (0, 0), \sigma = 0,5$						
 $(l, m) = (0, 1), \sigma = 0,4$						
 $(l, m) = (0, 2), \sigma = 0,35$						
 $(l, m) = (0, 5), \sigma = 0,27$						

Толщина поглощающего слоя PML – λ , шаг дискретизации по пространству – $\lambda/27$, шаг дискретизации по времени – $\lambda/(54c)$, где c – скорость света. Толщина подложки аксикона равна $6,6\lambda$. Показатель преломления $n = 1,46$, таким образом, высота микрорельефа составляет $1,087\lambda$. Радиус пучка $\sigma = 0,87$ мкм.

Как и в предыдущем параграфе, рассматривается однородная поляризация. Результаты приведены в табл. 3–5. В первых строчках таблиц приведены распределения интенсивности пучков, падающих на фокусирующий аксикон. Изображения входных пучков приведены для малого числа усреднений для демонстрации влияния поляризации и фазовой структуры. Видно, что кольцевая структура не обладает чёткой осевой симметрией, а имеет слабо выраженную чётную симметрию, связанную с порядком вихревой особенности и типом поляризации. Для линейной поляризации это число равно удвоенному порядку вихревой фазы – $2m$ (табл. 3), для круговой «+»-поляризации число пятен равно $2(m+1)$ (табл. 4), и для круговой «-»-поляризации число пятен равно $2(m-1)$ (табл. 5). Таким образом, уже при распространении на небольшое расстояние (порядка длины волны) в непараксиальном режиме происходит взаимодействие поляризационного и фазового состояний пучка.

Пример распространения мод ГЛ вдоль оси z при круговой «-»-поляризации показан на рис. 1.

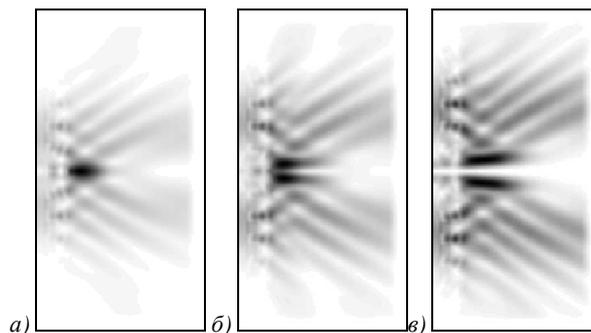


Рис. 1. Распространение мод Гаусса–Лагерра вдоль оси z ($7,5\lambda \times 15\lambda$): а) $(n,m)=(0,1)$, б) $(n,m)=(0,2)$, в) $(n,m)=(0,3)$

Наименьшие значения по полуспаду были получены при теновом фокальном пятне для круговой «-»-поляризации ($FWHM = 0,31\lambda$ для общей интенсивности и $FWHM_z = 0,26\lambda$ для продольной компоненты электрического поля) при $m = 2$. Заметим, что теновое пятно для продольной компоненты получилось на 31,6% меньше, чем для апланатической системы (сравните третью строку табл. 1 и третью строку табл. 5). Дальнейшее увеличение m приводит к росту размера фокального пятна, что также можно отметить для других рассмотренных типов поляризации.

Табл. 3. Фокусировка мод ГЛ дифракционным аксиконом с $NA = 0,95$, линейная поляризация, $15\lambda \times 15\lambda$

		$(l,m) = (0,1)$	$(l,m) = (0,2)$	$(l,m) = (0,3)$	$(l,m) = (0,4)$
В плоскости максимальной интенсивности	Входное распределение, интенсивность				
	$ \mathbf{E} ^2$	 FWHM(-) = $1,54\lambda$, FWHM(l) = $1,05\lambda$, HMA = $1,27\lambda^2$	 FWHM(-) = $1,26\lambda$, FWHM(l) = $0,56\lambda$, HMA = $0,55\lambda^2$		
	$ E_z ^2$	 FWHMz(-) = $0,34\lambda$, FWHMz(l) = $0,67\lambda$, HMAz = $0,18\lambda^2$	 FWHMz(-) = $0,36\lambda$, FWHMz(l) = $0,29\lambda$, HMAz = $0,08\lambda^2$		

Табл. 4. Фокусировка мод ГЛ дифракционным аксиконом с $NA = 0,95$, круговая «+» поляризация, $15\lambda \times 15\lambda$

		$(l, m) = (0, 1)$	$(l, m) = (0, 2)$	$(l, m) = (0, 3)$	$(l, m) = (0, 4)$
Входное распределе- ние, интенсивность					
В плоскости максимальной интенсивности	$ \mathbf{E} ^2$	 FWHM = $0,31\lambda$, HMA = $0,07\lambda^2$	 FWHM = $0,6\lambda$, HMA = $0,28\lambda^2$		
	$ E_z ^2$	 FWHMz = $0,54\lambda$ HMAz = $0,23\lambda^2$	 FWHMz = $0,87\lambda$ HMAz = $0,59\lambda^2$		

Табл. 5. Фокусировка мод ГЛ дифракционным аксиконом с $NA = 0,95$, круговая «-» поляризация, $15\lambda \times 15\lambda$

		$(l, m) = (0, 1)$	$(l, m) = (0, 2)$	$(l, m) = (0, 3)$	$(l, m) = (0, 4)$
Входное распределе- ние, интенсивность					
В плоскости максимальной интенсивности	$ \mathbf{E} ^2$	 FWHM = $0,91\lambda$ HMA = $0,65\lambda^2$	 FWHM = $0,31\lambda$, HMA = $0,07\lambda^2$		
	$ E_z ^2$	 FWHMz = $0,46\lambda$ HMAz = $0,17\lambda^2$	 FWHMz = $0,26\lambda$ HMAz = $0,05\lambda^2$		

Для линейной поляризации наименьший размер был получен при использовании оптического вихря второго порядка для теневого фокального пятна, причём продольная компонента электрического поля формирует вытянутое кольцо ($FWHM(-)=0,36\lambda$, $FWHM(=)=0,29\lambda$). Данный результат также демонстрирует лучшую фокусировку аксиконом по сравнению с апланатической системой: для продольной компоненты электрического поля площадь фокального пятна меньше на 33,3%.

Для круговой «+»-поляризации лучший результат был получен при использовании моды ГЛ (0,1): $FWHM=0,31\lambda$ для общей интенсивности. Следует отметить, что при данном виде поляризации это лучший результат. Теневое фокальное пятно, формируемое продольной компонентой, даже при $m=1$ существенно боль-

ше ($FWHMz=0,54\lambda$). С ростом m размер центрального теневого фокального пятна также начинает возрастать.

Также при анализе картин дифракции в плоскости максимальной интенсивности в табл. 4, 5 можно заметить, что размер теневых фокальных пятен для круговой «+»-поляризации при $m=1$ и для круговой «-»-поляризации при $m=2$ совпадают ($FWHM=0,31\lambda$ для общей интенсивности).

В табл. 6 и 7 демонстрируются результаты фокусировки вихревых пучков с внесённой во входной пучок эллиптичностью α :

$$\exp\left(-\frac{x^2+y^2}{\sigma^2}\right)(x+i\alpha y)^m. \tag{6}$$

Табл. 6. Фокусировка эллиптических пучков ГЛ дифракционным аксиконом с $NA = 0,95$ при $(l,m)=(0,1)$, $\alpha = 0,5$, $15\lambda \times 15\lambda$

		Линейная поляризация	Круговая «+»-поляризация	Круговая «-»-поляризация
Входное распределение интенсивности				
В плоскости максимальной интенсивности	$ E ^2$	 $FWHM(-) = 1,54\lambda$, $FWHM(=) = 0,92\lambda$, $HMA = 1,11\lambda^2$	 $FWHM(-) = 0,32\lambda$, $FWHM(=) = 0,82\lambda$, $HMA = 0,21\lambda^2$	 $FWHM(-) = 1,25\lambda$, $FWHM(=) = 0,69\lambda$, $HMA = 0,68\lambda^2$
	$ E_z ^2$	 $FWHMz(-) = 0,34\lambda$, $FWHMz(=) = 0,66\lambda$, $HMAz = 0,18\lambda^2$	 $FWHMz(-) = 0,45\lambda$, $FWHMz(=) = 1,4\lambda$, $HMAz = 0,49\lambda^2$	 $FWHMz(-) = 0,43\lambda$, $FWHMz(=) = 0,49\lambda$, $HMAz = 0,17\lambda^2$

Фокусировка эллиптических пучков ГЛ рассматривалась (6) при $m=1$ (табл. 6) и $m=2$ (табл. 7).

При анализе табл. 6 следует отметить, что при линейной поляризации размер фокального пятна изменился мало (для продольной компоненты электрического поля вообще совпадает), тем не менее характер общей интенсивности в рассматриваемом сечении претерпел заметные изменения. Для круговой «+» поляризации $FWHM(-)$ для общей интенсивности практически совпадают, хотя вместо круглого фокального пятна при $\alpha=1$ (табл. 4) мы наблюдаем деформированное световое пятно. Для круговой «-»-поляризации также наблюдается деформация центрального фокального пятна как в общей интенсивности, так и для интенсивности продольной компоненты электрического поля.

Из табл. 7 также видно, что картины дифракции заметно изменились. Фокальное пятно (или кольцо) во всех рассмотренных случаях сильно деформировано. Отметим, что в случае круговой «+»-поляризации

наблюдается не провал, как ранее, а деформированное фокальное пятно с $FWHM(-) = 0,47\lambda$.

В общем, результаты данного параграфа показывают также существенную зависимость продольной компоненты от поляризационного состояния. Причём эта зависимость хорошо заметна и в картине общей интенсивности, т.к. продольная компонента имеет наибольшую долю энергии при фокусировке аксиконом [25–27].

Заключение

Моделирование апланатической системы в приближении Дебая показало, что добавление оптического вихря существенно изменяет фокальную картину. Становится важным не только тип, но и направление вращения круговой поляризации. Увеличение порядка оптического вихря (>2) приводит к сглаживанию картины дифракции – изображения становятся визуально неразличимы.

Анализ картины интенсивности продольной компоненты электрического вектора светового поля в об-

ласти фокуса, особенно при внесении астигматизма, показал, что взаимодействие (сложение или вычитание) поляризационной (спиновой) составляющей уг-

лового момента с орбитальной составляющей происходит именно для этой компоненты лазерного излучения.

Табл. 7. Фокусировка эллиптических пучков ГЛ дифракционным аксиконом с $NA = 0,95$ при $(l, m) = (0, 2)$, $\alpha = 0,5$, $15\lambda \times 15\lambda$

		Линейная поляризация	Круговая «+»-поляризация	Круговая «-»-поляризация
Входное распределение, интенсивность				
В плоскости максимальной интенсивности	$ E ^2$		 FWHMz(-) = 0,47λ FWHMz(0) = 1,41λ HMAz = 0,52λ ²	 FWHMz(-) = 1,69λ FWHMz(0) = 0,98λ HMAz = 1,3λ ²
	$ E_z ^2$		 FWHMz(-) = 1,26λ FWHMz(0) = 0,49λ HMAz = 0,48λ ²	

Дальнейшее численное исследование фокусировки с помощью дифракционного аксикона на основе метода FDTD качественно подтвердило результаты, полученные при моделировании фокусировки апланатической системой в приближении Дебая. Однако количественные результаты показали преимущество дифракционного аксикона перед апланатическим объективом. Численно была исследована дифракция вихревых пучков ГЛ (до 4 вихревого порядка включительно) на осесимметричном бинарном дифракционном аксиконе с числовой апертурой $NA = 0,95$.

Наименьший размер фокального пятна был получен при втором порядке оптического вихря для круговой «-»-поляризации. В этом случае обеспечивается фокусировка в теневое круглое световое пятно, состоящее из поперечных компонент электрического поля. Минимальный размер светового пятна по уровню полуспада интенсивности $FWHM = 0,26\lambda$ для продольной компоненты электрического поля. Общая интенсивность теневого фокального пятна содержит поперечно-поляризованные боковые лепестки, что уширяет размер пятна до $FWHM = 0,31\lambda$.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФ № 14-19-00114.

Литература

1. **Ganic, D.** Focusing of doughnut laser beams by a high numerical-aperture objective in free space / D. Ganic, X. Gan, M. Gu // Optics Express. – 2003. – Vol. 11. – P. 2747.
2. **Zhang, Z.** Distribution of phase and orbital angular momentum of tightly focused vortex beams / Z. Zhang, J. Pu,

- X. Wang // Optical Engineering. – 2008. – Vol. 47. – P. 068001.
3. **Khonina, S.N.** Controlling the contribution of the electric field components to the focus of a high-aperture lens using binary phase structures / S.N. Khonina, S.G. Volotovskiy // Journal of the Optical Society of America A. – 2010. – Vol. 27, Issue 10. – P. 2188-2197.
4. **Khonina, S.N.** Optimization of focusing of linearly polarized light / S.N. Khonina, I. Golub // Optics Letters. – 2011. – Vol. 36, Issue 3. – P. 352-354.
5. **Khonina, S.N.** Vortex phase transmission function as a factor to reduce the focal spot of high-aperture focusing system / S.N. Khonina, N.L. Kazanskiy, S.G. Volotovskiy // Journal of Modern Optics. – 2011. – Vol. 58, Issue 9. – P. 748-760.
6. **Chen, Z.** Tight focusing properties of linearly polarized Gaussian beam with a pair of vortices / Z. Chen, J. Pu, D. Zhao // Physics Letters A. – 2011. – Vol. 375, Issue 32. – P. 2958-2963.
7. **Huang, K.** Vector-vortex Bessel–Gauss beams and their tightly focusing properties / K. Huang, P. Shi, G. Cao, K. Li, X. Zhang, Y. Li // Optics Letters. – 2011. – Vol. 36. – P. 888.
8. **Khonina, S.N.** Simple phase optical elements for narrowing of a focal spot in high-numerical-aperture conditions / S.N. Khonina // Optical Engineering. – 2013. – Vol. 52(9). – P. 91711 (7pp).
9. **Zhan, Q.** Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications / Q. Zhan // Advances in Optics and Photonics. – 2009. – Vol. 1. – P. 1-57.
10. **Hell, S.W.** Breaking the diffraction resolution limit by stimulated-emission-depletion fluorescence microscopy / S.W. Hell, J. Wichmann // Optics Letters. – 1994. – Vol. 19. – P. 780-782.
11. **Niziev, V.G.** Influence of beam polarization on laser cutting efficiency / V.G. Niziev, A.V. Nesterov // Journal of Physics D: Applied Physics. – 1999. – Vol. 32. – P. 1455-1461.

12. **Salamin, Y.I.** Electron acceleration by a tightly focused laser beam / Y.I. Salamin, C.H. Keitel // *Physical Review Letters*. – 2002. – Vol. 88(9). – P. 095005 (4pp).
13. **Westphal, V.** Nanoscale resolution in the focal plane of an optical microscope / V. Westphal, S.W. Hell // *Physical Review Letters*. – 2005. – Vol. 94. – P. 143903.
14. **Khonina, S.N.** How low can STED go? Comparison of different write-erase beam combinations for stimulated emission depletion microscopy / S.N. Khonina, I. Golub // *Journal of the Optical Society of America A*. – 2012. – Vol. 29(10). – P. 2242-2246.
15. **Kozawa, Y.** Sharper focal spot formed by higher-order radially polarized laser beams / Y. Kozawa, S. Sato // *Journal of the Optical Society of America A*. – 2007. – Vol. 24. – P. 1793-1798.
16. **Khonina, S.N.** Strengthening the longitudinal component of the sharply focused electric field by means of higher-order laser beams / S.N. Khonina, S.V. Alferov, S.V. Karpeev // *Optics Letters*. – 2013. – Vol. 38, Issue 17. – P. 3223-3226.
17. **Сойфер, В.А.** Оптическое манипулирование микрообъектами: достижения и новые возможности, порожденные дифракционной оптикой / В.А. Сойфер, В.В. Котляр, С.Н. Хонина // *Физика элементарных частиц и атомного ядра*. – 2004. – Т. 35, № 6. – С. 1368-1432.
18. **Simpson, N.B.** Mechanical equivalence of spin and orbital angular momentum of light: an optical spanner / N.B. Simpson, K. Dholakia, L. Allen, M.J. Padgett // *Optics Letters*. – 1997. – Vol. 22(1). – P. 52-54.
19. **Dennis, M.R.** Singular optics: optical vortices and polarization singularities / M.R. Dennis, K. O'Holleran, M.J. Padgett // *Progress in Optics*. – 2009. – Vol. 53. – P. 293-363.
20. **Holbourn, A.H.S.** Angular momentum of circularly polarized light / A.H.S. Holbourn // *Nature*. – 1936. – Vol. 137(3453). – P. 31.
21. **Allen, L.** Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre–Gaussian laser modes / L. Allen, M.W. Beijersbergen, R.J.C. Spreeuw, J.P. Woerdman // *Physical Review A*. – 1992. – Vol. 45(11). – P. 8185-8189.
22. **Soskin, M.** Singular optics / M. Soskin, M.V. Vasnetsov // *Progress in Optics*. – 2001. – Vol. 42. – P. 219.
23. **Khonina, S.N.** Vortex phase elements as detectors of polarization state / S.N. Khonina, D.A. Savelyev, N.L. Kazanskiy // *Optics Express*. – 2015. – Vol. 23(14). – P. 17845-17859.
24. **Oskooi, A.F.** Meep: a flexible free-software package for electromagnetic simulations by the FDTD method / A.F. Oskooi, D. Roundy, M. Ibanescu, P. Bermel, J.D. Joannopoulos, and S.G. Johnson // *Computer Physics Communications*. – 2010. – Vol. 181, Issue 3. – P. 687-702.
25. **Савельев, Д.А.** Максимизация продольной электрической компоненты при дифракции на бинарном аксиконе линейно-поляризованного излучения / Д.А. Савельев, С.Н. Хонина // *Компьютерная оптика*. – 2012. – Т. 36, № 4. – С. 511-517.
26. **Хонина, С.Н.** Высокоапертурные бинарные аксиконы для формирования продольной компоненты электрического поля на оптической оси при линейной и круговой поляризации освещающего пучка / С.Н. Хонина, Д.А. Савельев // *Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики*. – 2013. – Т. 144, № 4. – С. 718-726.
27. **Khonina, S.N.** A longitudinally polarized beam generated by a binary axicon / S.N. Khonina, S.A. Degtyarev // *Journal of Russian Laser Research*. – 2015. – Vol. 36(2). – P. 151-161.
28. **Zhang Z, Pu J, Wang X.** Distribution of phase and orbital angular momentum of tightly focused vortex beams. *Optical Engineering* 2008; 47: 068001.
29. **Khonina SN, Volotovskiy SG.** Controlling the contribution of the electric field components to the focus of a high-aperture lens using binary phase structures. *Journal of the Optical Society of America A* 2010; 27(10): 2188-97.
30. **Khonina SN, Golub I.** Optimization of focusing of linearly polarized light. *Optics Letters*. 2011; 36(3): 352-4.
31. **Khonina SN, Kazanskiy NL, Volotovskiy SG.** Vortex phase transmission function as a factor to reduce the focal spot of high-aperture focusing system. *Journal of Modern Optics* 2011; 58(9): 748-60.
32. **Chen Z, Pu J, Zhao D.** Tight focusing properties of linearly polarized Gaussian beam with a pair of vortices. *Physics Letters A* 2011; 375(32): 2958-63.
33. **Huang K, Shi P, Cao G, Li K, Zhang X, Li Y.** Vector-vortex Bessel–Gauss beams and their tightly focusing properties. *Optics Letters* 2011; 36: 888.
34. **Khonina SN.** Simple phase optical elements for narrowing of a focal spot in high-numerical-aperture conditions. *Optical Engineering* 2013; 52(9): 091711 (7pp).
35. **Zhan Q.** Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications. *Advances in Optics and Photonics* 2009; 1: 1-57.
36. **Hell SW, Wichmann J.** Breaking the diffraction resolution limit by stimulated-emission-depletion fluorescence microscopy. *Optics Letters* 1994; 19: 780-2.
37. **Niziev VG, Nesterov AV.** Influence of beam polarization on laser cutting efficiency. *Journal of Physics D: Applied Physics* 1999; 32: 1455-61.
38. **Salamin YI, Keitel CH.** Electron acceleration by a tightly focused laser beam. *Physical Review Letters* 2002; 88(9): 095005 (4pp).
39. **Westphal V, Hell SW.** Nanoscale resolution in the focal plane of an optical microscope. *Physical Review Letters* 2005; 94: 143903.
40. **Khonina SN, Golub I.** How low can STED go? Comparison of different write-erase beam combinations for stimulated emission depletion microscopy. *Journal of the Optical Society of America A* 2012; 29(10): 2242-6.
41. **Kozawa Y, Sato S.** Sharper focal spot formed by higher-order radially polarized laser beams. *Journal of the Optical Society of America A* 2007; 24: 1793-8.
42. **Khonina SN, Alferov SV, Karpeev SV.** Strengthening the longitudinal component of the sharply focused electric field by means of higher-order laser beams. *Optics Letters* 2013; 38(17): 3223-6.
43. **Soifer VA, Kotlyar VV, Khonina SN.** Optical Microparticle Manipulation: Advances and New Possibilities Created by Diffractive Optics. *Physics of Particles and Nuclei* 2004; 35(6): 733-66.
44. **Simpson NB, Dholakia K, Allen L, Padgett MJ.** Mechanical equivalence of spin and orbital angular momentum of light: an optical spanner. *Optics Letters* 1997; 22(1): 52-4.
45. **Dennis MR, O'Holleran K, Padgett MJ.** Singular optics: optical vortices and polarization singularities. *Progress in Optics* 2009; 53: 293-363.
46. **Holbourn AHS.** Angular momentum of circularly polarized light. *Nature* 1936; 137(3453): 31.
47. **Allen L, Beijersbergen MW, Spreeuw RJC, Woerdman JP.** Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre–Gaussian laser modes. *Physical Review A* 1992; 45(11): 8185-9.
48. **Soskin M, Vasnetsov MV.** Singular optics. *Progress in Optics* 2001; 42: 219.

References

- [1] Ganic D, Gan X, Gu M. Focusing of doughnut laser beams by a high numerical-aperture objective in free space. *Optics Express* 2003; 11: 2747.

- [23] Khonina SN, Savelyev DA, Kazanskiy NL. Vortex phase elements as detectors of polarization state. *Optics Express* 2015; 23(14): 17845-59.
- [24] Oskooi AF, Roundy D, Ibanescu M, Bermel P, Joannopoulos JD, Johnson SG. Meep: a flexible free-software package for electromagnetic simulations by the FDTD method. *Computer Physics Communications* 2010; 181: 687-702.
- [25] Savelyev DA, Khonina SN. Maximising the longitudinal electric component at diffraction on a binary axicon linearly polarized radiation. *Computer Optics* 2012; 36(4): 511-7.
- [26] Khonina SN, Savelyev DA. High-aperture binary axicons for the formation of the longitudinal electric field component on the optical axis for linear and circular polarizations of the illuminating beam. *Journal of Experimental and Theoretical Physics* 2013; 117(4): 623-30.
- [27] Khonina SN, Degtyarev SA. A longitudinally polarized beam generated by a binary axicon. *Journal of Russian Laser Research* 2015; 36(2): 151-61.

CHARACTERISTICS OF SHARP FOCUSING OF VORTEX LAGUERRE-GAUSSIAN BEAMS

D.A. Savelyev^{1,2}, S.N. Khonina^{1,2}

¹ Image Processing Systems Institute, Russian Academy of Sciences, Samara, Russia,

² Samara State Aerospace University, Samara, Russia

Abstract

We investigate the intensity distribution of sharply focused Laguerre-Gaussian beams in relation to the uniform (linear and circular) polarization of the beam and the order of the vortex phase. It is shown that to the greatest extent the polarization state affects the longitudinal component of the electric vector of the light field. The greatest visual difference in the total intensity patterns for different polarization types is observed when using a first-order phase vortex. The use of a diffractive axicon improves focusing when compared with an aplanatic lens.

Keywords: sharp focusing, Gauss-Laguerre beams, optical vortices, axicon.

Citation: Savelyev DA, Khonina SN. Characteristics of sharp focusing of vortex Laguerre-Gaussian beams. *Computer Optics* 2015; 39(5): 654-62. DOI: 10.18287/0134-2452-2015-39-5-654-662.

Acknowledgements: The work was partially funded by the Russian Science Foundation (grant No. 14-19-00114).

Сведения об авторах

Савельев Дмитрий Андреевич, кандидат физико-математических наук, магистр прикладной математики и информатики, в 2011 году окончил Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва (СГАУ) по специальности «Прикладная математика и информатика». Старший научный сотрудник НИЛ-35 СГАУ, младший научный сотрудник лаборатории лазерных измерений Института систем обработки изображений РАН (ИСОИ РАН). Область научных интересов: дифракционная оптика, оптическая и цифровая обработка изображений, нанопотоника, биофотоника, сингулярная оптика, высокопроизводительные вычисления.

E-mail: dmitrey.savelyev@yandex.ru.

Dmitry Andreevich Savelyev, Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Master of Applied Mathematics and Computer Science (in 2011 graduated from Samara State Aerospace University (SSAU)). Senior Scientist SRL-35, a junior researcher of Laser Measurements laboratory of Image Processing Systems Institute, Russian Academy of Sciences (IPSI RAS). Research interests: diffractive optics, optical and digital image processing, nanophotonics, biophotonics, singular optics, high-performance computing.

Хонина Светлана Николаевна, доктор физико-математических наук, профессор Самарского государственного аэрокосмического университета имени академика С.П. Королёва; ведущий научный сотрудник Учреждения Российской академии наук Институт систем обработки изображений РАН. Область научных интересов: дифракционная оптика, сингулярная оптика, модовые и поляризационные преобразования, оптическое манипулирование, оптическая и цифровая обработка изображений.

E-mail: khonina@smr.ru.

Svetlana Nikolaevna Khonina, Doctor of Physical and Mathematical Sciences; Professor of Samara State Aerospace University named after S.P. Korolyov. Leading researcher of the Image Processing Systems Institute of the RAS. Research interests: diffractive optics, singular optics, mode and polarization transformations, optical manipulating, optical and digital image processing.

Поступила в редакцию 5 ноября 2015 г.
Окончательный вариант – 20 ноября 2015 г.