

от 400 до 1000 нм имеют сглаженный, ровный характер (осцилляций нет) и очень хорошо соответствуют численно моделируемым спектрам.

### Литература

1. Fox, H.M. The nature of animal colours / H.M. Fox, G. Vevers. – London: Sidgwick and Jackson, 1960. – 246 P.
2. Kinoshita, S. Structural colors in the realm of nature / S. Kinoshita. – World Scientific, 2008. – 368 p.
3. Prum, R.O. Anatomy, Physics, and Evolution of Structural Colors // Bird coloration volume 1: mechanisms and measurements / ed. G.E. Hill, K.J. McGraw; Harvard University Press, 2006. – 640 p.
4. Yoshioka, S. Origin of two-color iridescence in rock dove's feather / S.Yoshioka, E.Nakamura, S.Kinoshita // J. Phys. Soc. Japan. – 2007. – Vol. 76, № 1. – P. 013801 (4 pages).
5. Sparkling feather reflections of a bird-of-paradise explained by finite-difference time-domain modeling / B.D. Wilts [et al.] // Proc. Natl. Acad. Sci. USA. – 2014. – Vol. 111, № 12. – P. 4363–4368.
6. High refractive index of melanin in shiny occipital feathers of a bird of paradise / D.G.Stavenga [et al.] // Light Sci. Appl. – 2015. – Vol. 4, № 1. – P. e243.
7. Coloration strategies in peacock feathers / J. Zi [et al.] // Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A. – 2003. – Vol. 100, № 22. – P. 12576–12578.
8. Eliason, C.M. How hollow melanosomes affect iridescent colour production in birds / C.M. Eliason, P.-P. Bitton, M.D.Shawkey // Proc. Biol. Sci. – 2013. – Vol. 280, № 1767. – P. 20131505.

**В.Н. Белый, Н.С. Казак, А.П. Ропот, Н.А. Хило, П.И. Ропот**  
ГНУ «Институт физики имени Б.И. Степанова» НАН Беларуси,  
Минск, Беларусь

## **АКУСТООПТИЧЕСКАЯ ГЕНЕРАЦИЯ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ ЭЙРИ С ПЕРЕСТРАИВАЕМОЙ КРИВОЛИНЕЙНОЙ ТРАЕКТОРИЕЙ РАСПРОСТРАНЕНИЯ**

### **Введение**

В работе [1] предложен метод формирования и дано описание свойств нового типа световых полей Эйри [2]: динамических пучков

Эйри (ПЭ) с высокоскоростной перестройкой параметров (криволинейной траектории движения, поперечного смещения пучка, пространственной структуры, ускорения движения энергии и др.). Такие динамические пучки реализованы при рефракции света на стоячей акустической волне. Показано [1], что формируемое при этом поле является т.н. неполным пучком Эйри [3], параметр кривизны которого изменяется в широких пределах при изменении фазы стоячей акустической волны.

Изменение показателя преломления среды вследствие возбуждения в ней звука описывается формулой  $\Delta n(x, t) = \Delta n_0 \sin(k_a x) \cos(\omega_a t)$ , где  $k_a = 2\pi/\lambda_a$  и  $\omega_a = 2\pi f_a$  – соответственно волновое число и циклическая частота звука. Стоячая акустическая волна модулирует показатель преломления среды  $n$  и формирует периодическую фазовую решетку, функция пропускания которой описывается формулой  $\tau_S(x) = \exp\left(i\Delta\varphi_0 \sin\left(\frac{\pi x}{L}\right) \cos(\omega t)\right)$ , где  $\Delta\varphi_0 = k_0 \Delta n_0 h$ ,  $\Delta n_0$  – амплитуда модуляции показателя преломления,  $h$  – ширина акустического пучка,  $L = \lambda_a/2$  – период стоячей волны. Функция пропускания т.н. sin-линзы, соответствующая данной формуле без учета временной модуляции, исследовалась в [1] и приведена на рисунке 1а.

Видно, что конфигурация sin-линзы является пространственно несимметричной. Разлагая синусоидальную функцию в ряд и ограничиваясь двумя членами разложения можно описать функционирование sin-линзы как действие последовательно расположенных призмы и кубической линзы. При этом именно кубическая линза ответственна за формирование перестраиваемых ПЭ.

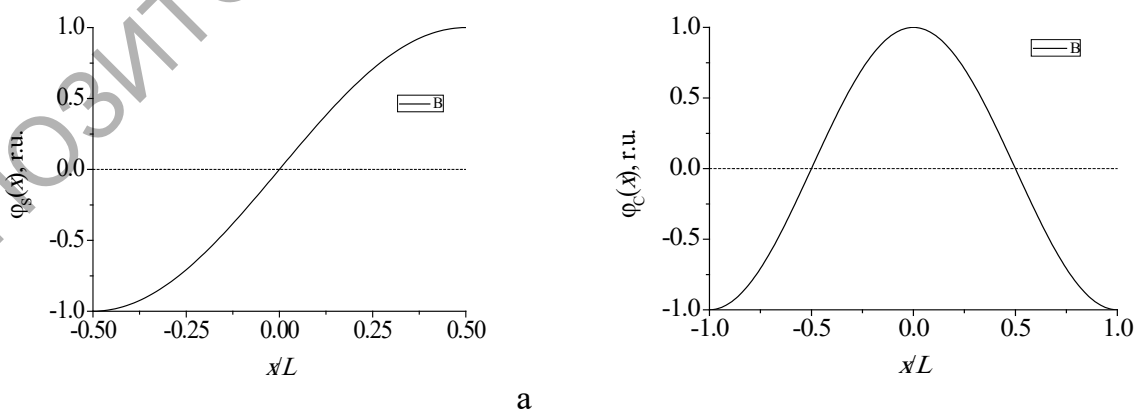


Рисунок 1 – Фазовая функция sin-линзы (а) и cos-линзы (б)

В настоящей работе продолжены исследования данного метода формирования перестраиваемых ПЭ и изучены особенности функционирования динамических cos-линз.

### 1. Акустооптическая генерация динамических пучков Эйри на основе косинус-линзы

На рисунке 1б изображена фазовая функция cos-линзы, функция пропускания которой описывается формулой

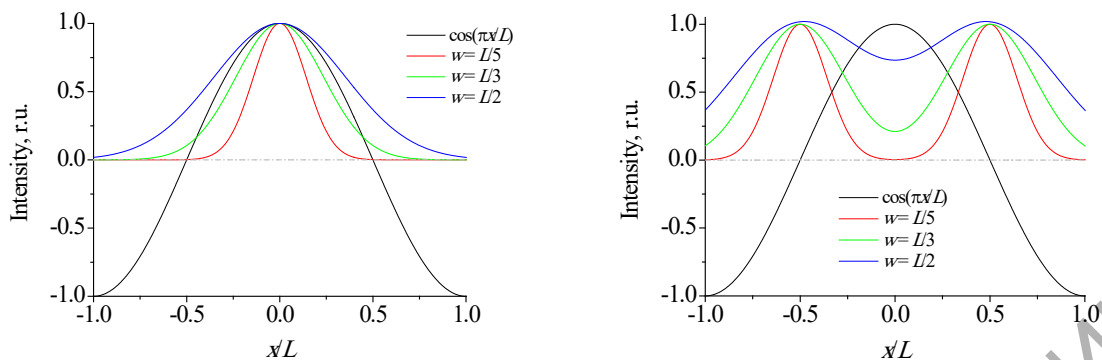
$$\tau_c(x) = \exp\left(i\Delta\varphi_0 \cos\left(\frac{\pi x}{L}\right) \cos(\omega t)\right)$$

в пределах изменения аргумента  $(-\pi \div \pi)$ . Очевидно, что cos-линза состоит из двух симметрично расположенных, пространственно смещенных sin-линз, показанных на рисунке 1а.

Рассмотрим две симметричные конфигурации освещения cos-линзы: 1) падающий пучок является гауссовым с центром на оптической оси, т.е. при  $x = 0$ ; 2) линза освещается двумя гауссовыми пучками (ГП) с центрами в точках  $x = \pm L/2$ .

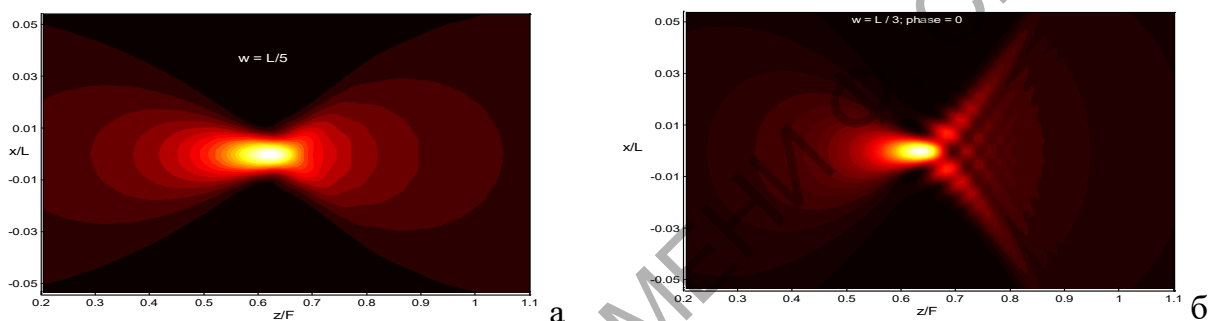
Оптическая схема устройства для изучения свойств cos-линзы состоит из акустооптической (АО) ячейки, в которой возбуждается стоячая волна, формирующая в среде фазовую функцию пропускания  $\tau_c(x)$  и Фурье-преобразующей цилиндрической линзы с фокусным расстоянием  $F$ . Для имитации схемы вместо АО ячейки можно использовать пространственный модулятор света (SLM).

Рассмотрим сначала случай, когда падающий ГП с амплитудой  $a_{in}(x) = \exp(-x^2/w^2)$  поперечно не смещен и временная фазовая функция равна единице. На рисунке 2а показано взаимное расположение падающего ГП и ограниченной областью  $x = (-L \div L)$  cos-линзы для трех значений полуширины пучка  $w$ . В первом случае, когда  $w=L/5$ , ГП почти целиком располагается в области положительного фазового пропускания (или отрицательного, если  $\cos(\omega t) = -1$ ). В этом случае поле на выходе будет иметь близкий к гауссову профиль с небольшой асимметрией относительно перетяжки (рисунок 3 а), расположенной при  $z = z_f = 0,62F$ . Следовательно, действие cos-линзы фактически эквивалентно действию обычной параболической линзы.



а б

Рисунок 2 – Две симметричные конфигурации освещения cos-линзы: а – ГП с центром на оптической оси; б – два ГП симметрично смещены относительно оси



а б

Рисунок 3 – Влияние диаметра падающего осевого ГП на поле за линзой

Для случаев, когда  $w$  увеличивается до значений  $L/3$  и далее до  $L/2$ , величина  $z_f$  соответственно становится равной приблизительно  $0,63F$  и  $0,64F$ . Увеличение  $z_f$  приводит к эффекту возрастания сферической аберрации. Однако, как показано при анализе распределения интенсивности пучка за пределами фокальной перетяжки, этот эффект относительно слабый в сравнении с эффектом искажения профиля пучка, наблюдаемым при увеличении  $w$ . Отметим, что поле за перетяжкой перестает быть гауссовым (рисунок 3б) и трансформируется в расходящийся пучок с минимумом интенсивности на оси и максимумами по краям. Данная трансформация поля обусловлена влиянием четвертого члена, пропорционального  $x^6$  в разложении косинуса, в то время как сферическая аберрация описывается третьим членом в разложении, т.е. пропорциональным  $x^4$ . Отсутствие в разложении функции, модулирующей проходящее световое поле, кубической составляющей ( $x^3$ ) при осевом освещении cos-линзы не приводит к формированию ПЭ.

Для проявления кубической модуляции, в принципе содержащейся в cos-линзе, ее необходимо освещать световыми пучками, центрированными в точках перегиба функции пропускания, т.е. при

$x_p = \pm L/2$ . Исследуем численно данную схему, выделяя несколько частных случаев, отличающихся полушириной падающих ГП (рисунок 2б). Аналогично [1], формируемые cos-линзами пучки могут быть отнесены к классу неполных ПЭ [3]. По определению, неполные ПЭ характеризуются ограниченной шириной пространственного спектра, в то время как идеальные ПЭ такого ограничения не имеют. При возрастании полуширины  $w$  неполные ПЭ становятся подобными идеальным ПЭ с тенденцией к увеличению подобия. Данное заключение следует из сравнительного анализа выходных полей Эйри-типа, формируемых cos-линзой при освещении смещенными ГП с разным значением полуширины  $w$ . В частности, отмечается, что длина интенсивного центрального максимума, характерного для ЭП, возрастает с ростом  $w$ . При этом возрастает и искривление траектории в пределах длины этого максимума. Растет и число вторичных максимумов, распределение интенсивности которых все более точно описывается математической функцией Эйри.

Результаты расчета, соответствующего второй конфигурации освещения cos-линзы (рисунок 2б), иллюстрированы на рисунке 4.

Здесь показаны 2D-распределения интенсивности при освещении одним смещенным ГП ((а) – при освещении с левой стороны относительно оси, (б) – при освещении с правой стороны относительно оси), при симметричном освещении двумя пучками с одинаковой поляризацией (в) и с ортогональными поляризациями (г). На фрагментах (д, е) графически отображено поперечное распределение интенсивности в нескольких характерных сечениях.

Анализируя рисунок 4 видим, что поля, формируемые оптической системой в рассматриваемых здесь условиях, являются полями Эйри. В частности, на фрагментах (а – г) очевидно характерное для ПЭ искривление траектории пучка. По мере увеличения ширины падающего ГП  $w$  протяженность области, в которой интенсивность излучения велика, возрастает.

Поперечные распределения интенсивности на рисунке 4(д, е) также имеют структуру, типичную для неполных ПЭ. Видно, что кривизна и коэффициент, характеризующий средний наклон траекторий, для обоих ПЭ, формируемых двумя ГП, имеют разные знаки. Интенсивные максимумы двух ПЭ зарождаются на оптической оси на одинаковом расстоянии от cos-линзы – порядка половины ее фокальной длины. В области пересечения парциальных ПЭ с одинаковой поляризацией проявляется их интерференция (рисунок 4а) с достижением

максимальной интенсивности (рисунок 4д), в то время как при освещении cos-линзы ГП с ортогональной поляризацией (рисунок 4г) интерференционные биения отсутствуют (рисунок 4е).

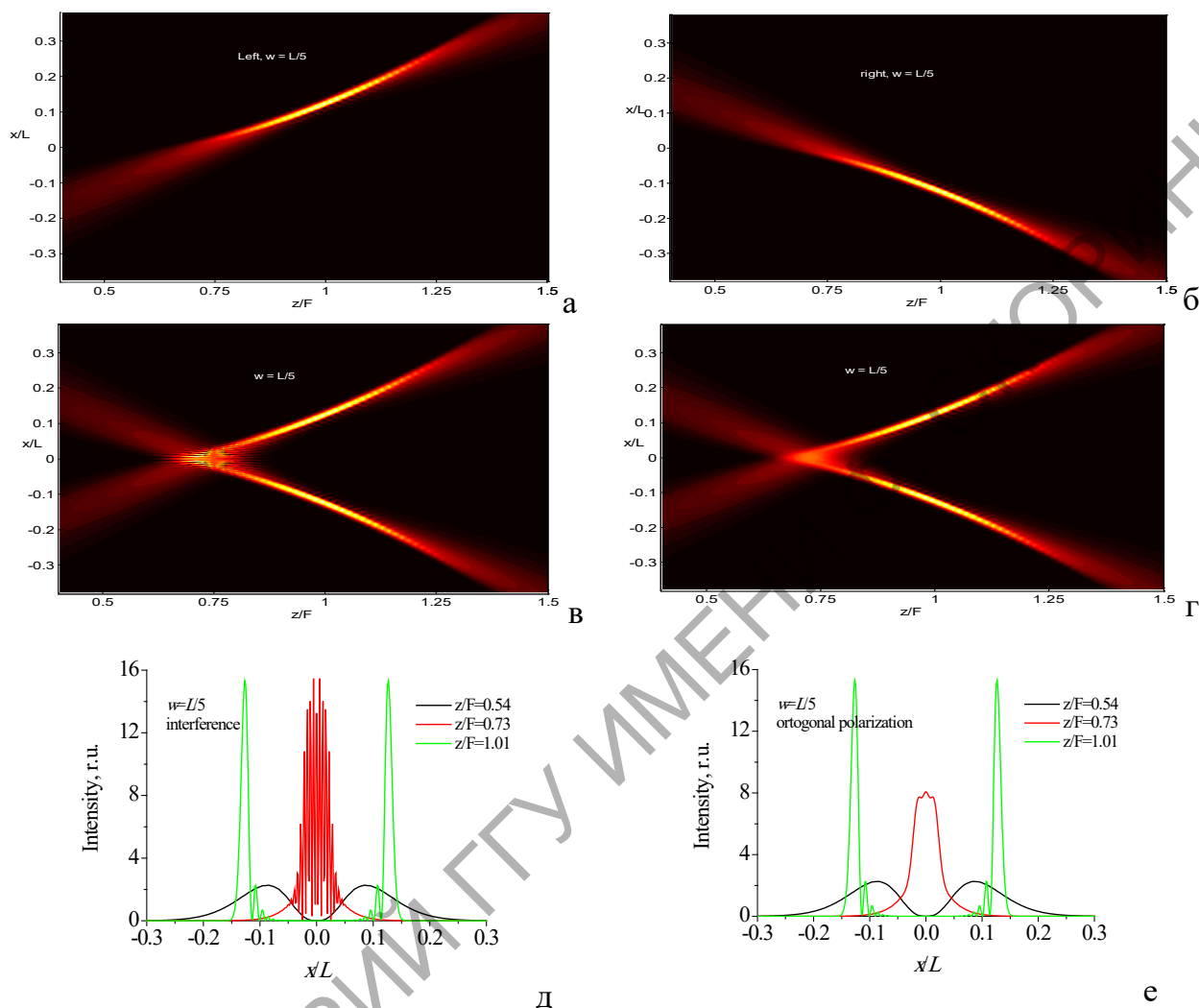


Рисунок 4 – Распределение поля, формируемого cos-линзой при её освещении поперечно смещенными относительно оси (одним) двумя ГП относительно малой ширины  $w$

Существенное отличие в структуре поля наблюдается при отрицательной по знаку фазовой модуляции. В результате расчетов показано, что поле, формируемое отрицательной cos-линзой, приблизительно соответствует зеркальному отражению в фокальной плоскости линзы распределения поля, формируемого положительной линзой. При этом увеличение полуширины падающего ГП до значения  $L/2$  сопровождается ослаблением эффекта генерации ПЭ. Это связано с возрастающей ролью центральной части cos-линзы, которая выполняет функцию параболической линзы и не связана с формированием ПЭ.

Следовательно, если cos-линза бинарная, то ее переключение приводит к перестройке генерируемого поля между двумя указанными

выше типами ПЭ. При непрерывном изменении фазы, как это происходит при рефракции на стоячей акустической волне, структура поля плавно изменяется между двумя крайними вариантами. При изменении фазы в промежутке  $(0 \div \pi/2)$  протяженность основного интенсивного максимума ПЭ в области за фокусом уменьшается, энергия все в большей мере сосредоточивается в фокусе, который смещается до положения фокуса цилиндрической линзы. В предельном случае, когда фаза равна  $\pi/2$ , cos-линза вырождается в однородную фазовую пластинку и не изменяет падающего поля. После превышения фазой значения  $\pi/2$  cos-линза становится отрицательной и ПЭ постепенно восстанавливается.

### **Заключение**

Таким образом, в работе исследованы особенности формирования динамических ПЭ с применением фазовых cos-линз в двух режимах освещения. Показано, что при осевом падении ГП, диаметр которого значительно меньше поперечного размера cos-линзы, она действует как обычная параболическая линза. По мере роста диаметра падающего ГП начинают проявляться aberrации, пропорциональные четвертой и шестой степени координаты  $x$ , обуславливающие небольшое смещение фокуса. Наряду со смещением фокуса наблюдается и плавная трансформация ГП за фокусом в пучок с максимумами интенсивности, локализованными у краев его поперечного сечения. Освещение cos-линзы ГП, смещенными относительно центра линзы так, что оси пучков совпадают с положениями точек перегиба фазовой функции линзы, приводит к значительному усилению данных эффектов. В этом случае проявляется aberrация, пропорциональная третьей степени координаты  $x$ , что приводит к формированию двух пучков Эйри-типа, исходящих из одной точки (из фокуса) или сходящихся в одну точку – в зависимости от знака фазы. При плавном изменении фазы происходит перестройка ПЭ и на протяжении четверти периода изменения фазы он плавно трансформируется в ГП.

Интенсивные максимумы, локализованные у краев поперечных сечений ПЭ, формируют в пространстве два световых листа, сходящиеся к фокусу или расходящиеся из него. Такие световые поля могут найти применение в лазерной технологии, микроскопии на основе световых листов, в системах дистанционного зондирования сред.

## Литература

1. Khilo, N.A. Acoustooptic refraction-influenced generation of tunable incomplete Airy beams / N.A. Khilo, V.N. Belyi, N.S. Kazak, P.I. Ropot // J. Opt. – 2014. – Vol. 16. – P. 085702.
2. Siviloglou, G.A. Accelerating finite energy Airy beams / G.A. Siviloglou, D.N. Christodoulides // Opt. Lett. – 2007. – Vol.32. – P. 979–981.
3. Ring, J.D. Incomplete Airy beams: energy from a sharp spectral cut-off / J.D. Ring, C.J. Howis, M.R. Dennis // Opt. Lett. – 2013. – Vol. 38. – 1639–1641.

**М.В. Бобкова, В.В. Пекаревич, Е.А. Мельникова, А.Л. Толстик**  
УО «Белорусский государственный университет», Минск, Беларусь

## **ФАЗОВО-ПОЛЯРИЗАЦИОННОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ СВЕТОВЫХ ПОЛЕЙ НА ОСНОВЕ ПРОСТРАНСТВЕННО СТРУКТУРИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИ УПРАВЛЯЕМЫХ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ**

### **Введение**

В настоящее время анизотропные жидкокристаллические (ЖК) среды широко применяются как эффективные функциональные материалы в оптических системах отображения информации, а также в многочисленных устройствах для управления световыми пучками и их преобразования. Повышенный интерес к таким веществам связан с технологичностью их производства, низкими управляющими напряжениями, малой стоимостью и массогабаритными характеристиками.

Актуальными являются задачи формирования и преобразования световых полей с заданной поляризационной и фазовой структурой. Световые пучки со сложной топологией фазы и поляризации широко используются для лазерной обработки материалов [1, 2], эффективно применяются в оптических пинцетах [3] и в устройствах оптической обработки информации [4].

В настоящей работе показана возможность управления фазовой и поляризационной структурой световых пучков с использованием электрически управляемых пространственно структурированных ЖК элементов.