

УДК 535.421

А. П. РОПОТ, Н. А. ХИЛО

ГЕНЕРАЦИЯ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ ЭЙРИ ПРИ ДИФРАКЦИИ НА СИНУСОИДАЛЬНЫХ ФАЗОВЫХ РЕШЕТКАХ

*Институт физики им. Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси, Минск, Беларусь,
e-mail: AlexeiRAP@gmail.com, n.khilo@dragon.bas-net.by*

В работе рассмотрен новый акустооптический метод генерации динамических световых пучков Эйри. С применением SLM экспериментально подтверждена возможность получения неполных пучков Эйри при рефракции света на синусоидальной фазовой дифракционной решетке и изучены их свойства.

Ключевые слова: акустооптический метод, фазовая дифракционная решетка, стоячая волна, динамические световые пучки Эйри.

A. P. ROPOT, N. A. KHILO

GENERATION OF AIRY LIGHT BEAMS DIFFRACTED BY A SINUSOIDAL PHASE GRATING

*B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus,
e-mail: AlexeiRAP@gmail.com; n.khilo@dragon.bas-net.by*

The paper considers a new method for generation of Airy dynamic beams. Using SLM, the possibility of production of incomplete Airy beams due to light refraction by a sinusoidal phase grating is confirmed experimentally. The properties of such beams are studied.

Keywords: acousto-optical method, phase grating, standing wave, Airy dynamic light beams.

Введение. В последнее время интенсивно исследуются световые пучки Эйри (ЭП) (см., напр., [1–6]). Такой интерес вызван наличием свойства бездифракционности, способностью восстановления профиля за препятствиями [7], а также параболической пространственной формой максимума интенсивности пучка. Последнее позволяет говорить об ускоряющемся движении энергии в пучке при условии рассмотрения окрестности максимальной интенсивности поля.

Имеется также сообщение о применении ЭП для особого типа манипуляции микрочастицами [8] – удаления микрочастиц или биологических клеток из заданной области рабочей зоны. Следовательно, возникает необходимость в детальном исследовании основных свойства пучков Эйри с перспективой их последующего применения для задач манипуляции микрочастицами. Представляет также интерес и поиск новых возможностей формирования, исследования характеристик и применений световых ЭП.

Теоретическая часть. Пусть световое поле однородно, например, вдоль оси Y декартовой системы. Тогда любая из векторных компонент данного поля описывается одномерным уравнением Гельмгольца

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_0^2 \right) E(x, z) = 0, \quad (1)$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda$.

Решение уравнения (1) ищем в виде

$$E(x, z) = a(x, z) \exp(ik_0 z). \quad (2)$$

Предположим далее, что амплитуда $a(x, z)$ медленно меняется вдоль продольной оси Z . Подставляя (2) в (1), получим уравнение для амплитуды $a(x, z)$ в параболическом приближении

$$\left(2ik_0 \frac{\partial}{\partial z} + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) a(x, z) = 0. \quad (3)$$

В безразмерных переменных $s = x/x_0$, $\xi = z/k_0 x_0^2$, где x_0 – произвольный параметр, имеющий размерность длины, уравнение (3) примет вид

$$\left(i \frac{\partial}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial s^2} \right) a(s, \xi) = 0. \quad (4)$$

Интересующее нас точное решение данного уравнения, как впервые было показано в работе [1], имеет вид

$$a(s, \xi) = Ai(s - \xi^2/4) \exp(is\xi/2 - i\xi^3/12), \quad (5)$$

где $Ai(x)$ – функция Эйри [9].

Как видно из (5), в пучках Эйри линии постоянной интенсивности не совпадают с линиями постоянной фазы. Такого типа решения классифицированы в [10] как неоднородные световые волны. Особенностью таких волн является несовпадение направлений потока энергии и фазовой скорости. Данный эффект был обнаружен и для ЭП, что подтверждает общность данных пучков и неоднородных плоских волн.

Для построения оптической схемы формирования пучков Эйри могут быть использованы два подхода. Первый основан на переходе к различным приближениям к ЭП, имеющим конечную энергию. Наиболее распространена версия ЭП с экспоненциальным множителем $a(s, \xi = 0) = Ai(s) \exp(\alpha s)$, где параметр $\alpha > 0$ [3, 11].

Далее будет применен второй подход, основанный на использовании строгого решения и относительно большого диаметра входного пучка с целью минимизировать краевую дифракцию. Отметим, что второй подход широко используется в оптике бесселевых пучков, в то время как первый – приближенно соответствует Бессель-гауссовым пучкам. В рамках строгого решения исходим из известного выражения для преобразования Фурье функции Эйри [9]:

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{ip^3}{3} - ipx\right) dp = Ai(x). \quad (6)$$

С другой стороны, поле в задней фокальной плоскости линзы описывается известной формулой

$$A(x) = \sqrt{\frac{-i}{\lambda f}} \int a_0(x_1) \exp\left(-\frac{ik_0 x x_1}{f}\right) dx_1, \quad (7)$$

где $a_0(x_1)$ – поле в передней фокальной плоскости. Если предположить, что поле на входе имеет вид $a_0(x_1) = \exp(-ix_1^3/3x_0^3)$, то из (7) и (6) получим

$$A(x) = 2\pi x_0 \sqrt{\frac{-i}{\lambda f}} Ai\left(\frac{k_0 x_0 x}{f}\right). \quad (8)$$

Как видим, для получения ЭП необходимо осуществить преобразование Фурье так называемой кубической линзы, т. е. сформировать фазовый транспарант, у которого функция пропускания пропорциональна кубу поперечной координаты. При этом перестройка параметра x_0 дает возможность генерировать динамический ЭП со скоростью перестройки порядка 60 Гц.

Существует еще один подход к получению динамических ЭП, который позволяет достигать значительно более высоких частот модуляции. Он основан на использовании акустооптической (АО)

дифракции в режиме Рамана – Ната и теоретически описан в работе [12]. Суть метода заключается в том, что падающий световой пучок проходит через АО ячейку, в которой возбуждается стоячая акустическая волна. В этом случае в АО ячейке индуцируется изменение показателя преломления вида

$$\Delta n(x,t) = \Delta n_0 \sin(Kx) \cos(\Omega t). \quad (9)$$

Здесь K – волновое число; Ω – частота звука; Δn_0 – амплитуда модуляции. Соответственно фазовый фронт светового поля на выходе АО ячейки толщиной h описывается формулой

$$\phi(x,t) = k_0 \Delta n_0 h \sin(Kx) \cos(\Omega t). \quad (10)$$

Если центр падающего светового пучка совпадает с узлом стоячей акустической волны (рис. 1, а), а его ширина в направлении X относительно невелика, то (10) приближенно можно представить в виде

$$\phi(x,t) \approx k_0 \Delta n_0 h \left(Kx - \frac{K^3 x^3}{3!} + \frac{K^5 x^5}{5!} \right) \cos(\Omega t). \quad (11)$$

Наличие кубического члена в (11) будет приводить к генерации динамического светового ЭП. При этом линейное слагаемое в (11) будет вызывать поперечное смещение ЭП, а слагаемое, пропорциональное пятой степени, – его абберацию. Отметим также, что разложение (11) принципиально ограничивает апертуру соответствующей кубической линзы, и поэтому генерируемые ЭП должны быть отнесены к классу так называемых неполных пучков Эйри [13].

Временная модуляция фазы в (11) играет существенную роль. В отличие от амплитудной модуляции, в данном случае будет меняться структура генерируемого пучка, что видно далее из экспериментальных данных. Отметим, что для реализации акустооптического метода генерации ЭП (см. рис. 1, а) существуют определенные трудности. Как показано в [12], поперечная структура формируемого ЭП обладает в пределах полупериода УЗ-волны временной динамикой, приводящей к размытию пучка. Для наблюдения динамических ЭП, согласно расчетам, требуемая акустическая частота должна составлять величину ~ 100 кГц и выше. Следовательно, для экспериментального фиксирования ЭП, сформированного АО методом, необходимо «заморозить» его структуру во времени, т. е. обеспечить регистрацию поперечного профиля пучка с экспозицией не более $\Delta t \approx 1/100f = 0,1$ мкс. Для этих целей требуется высокочувствительная сверхбыстродействующая CCD-камера.

Возможен и второй вариант реализации АО метода генерации ЭП – использование импульсного источника лазерного излучения. Так, для достаточно короткого светового импульса градиент показателя преломления АО ячейки практически не меняется, и за время АО взаимодействия

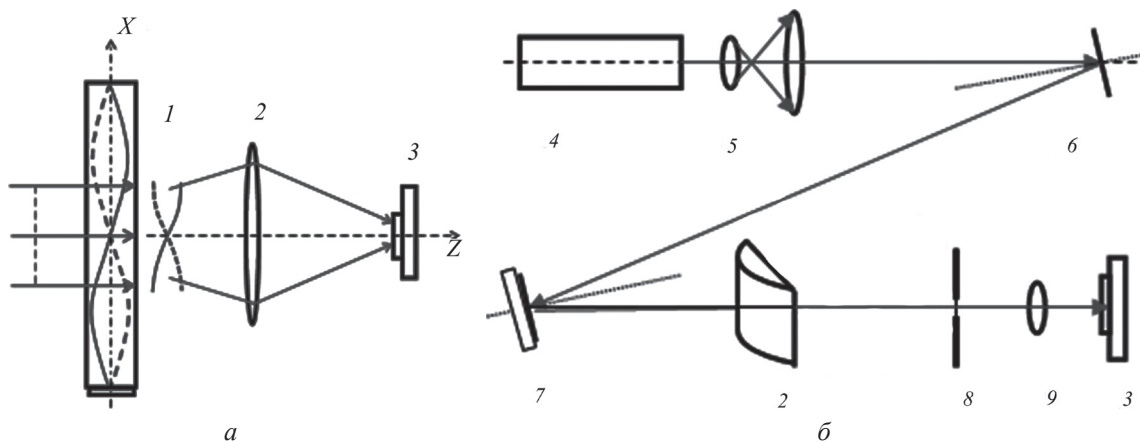


Рис. 1. Принципиальная схема, иллюстрирующая АО метод генерации ЭП (а), и схема генерации ЭП, использованная в эксперименте (б): 1 – АО ячейка; 2 – цилиндрическая линза; 3 – быстродействующая CCD-камера; 4 – He-Ne-лазер; 5 – телескопическая система; 6 – зеркало; 7 – SLM; 8 – диафрагма; 9 – объектив

световой пучок будет испытывать неискаженную фазовую модуляцию, т. е. для него произойдет эффект «замораживания» градиента показателя преломления. При этом момент появления светового импульса на входной грани АО ячейки должен совпадать с моментом возникновения желаемого градиента акустического поля. «Замороженный» градиент показателя преломления будет повторяться далее и для последующих световых импульсов при условии совпадения частоты их следования с частотой звука. Введение временной задержки, например, в акустический сигнал, позволит управлять величиной градиента показателя преломления и, как следствие, поперечной структурой и ускорением генерируемых ЭП.

Экспериментальная часть. В данной работе экспериментально реализован промежуточный вариант исходной идеи АО генерации ЭП. Он состоит в том, что синусоидальная фазовая решетка формировалась не методом акустооптики, а с использованием пространственного модулятора света (SLM). Формируя на SLM маску стоячей УЗ-волны, мы можем фиксировать во времени любое состояние модуляции показателя преломления и тем самым исключить потребность в высокочувствительной сверхбыстродействующей CCD-камере для регистрации временной динамики. На рис. 1, б представлена оптическая схема с применением SLM для экспериментальной реализации АО метода генерации пучков Эйри и наблюдения временной динамики пространственной структуры светового пучка. В данном эксперименте для моделирования дифракции светового пучка на различных фазах стоячей УЗ-волны был применен SLM модели Holoeye Pluto-VIS с разрешением 1920×1080 и размером пиксела 8×8 мкм. В качестве источника излучения использовался He-Ne-лазер с длиной волны 632 нм и мощностью 25 мВт. Эксперимент проводился при тех же значениях фазы стоячей волны (φ), что и в [12]. На рис. 2 показана развертка во времени светового поля, генерируемого в рассматриваемой схеме. Сопоставление с результатами расчета работы [12]

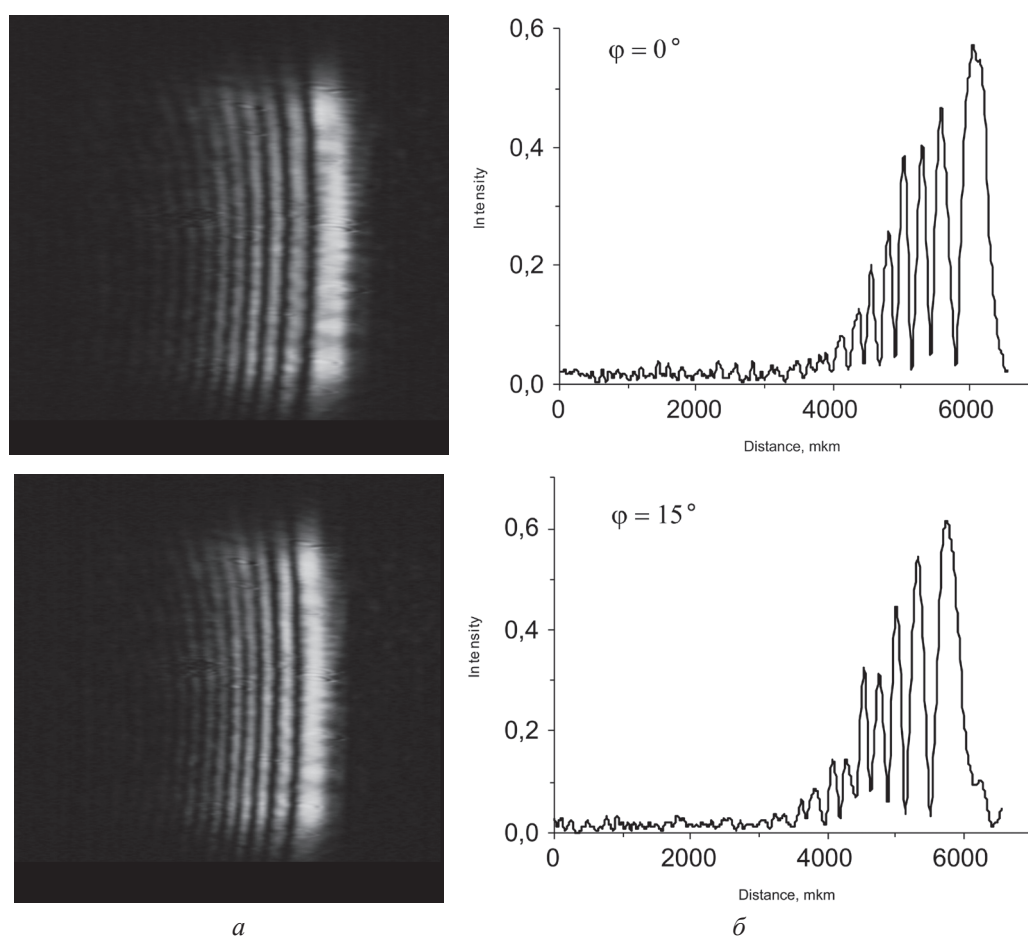
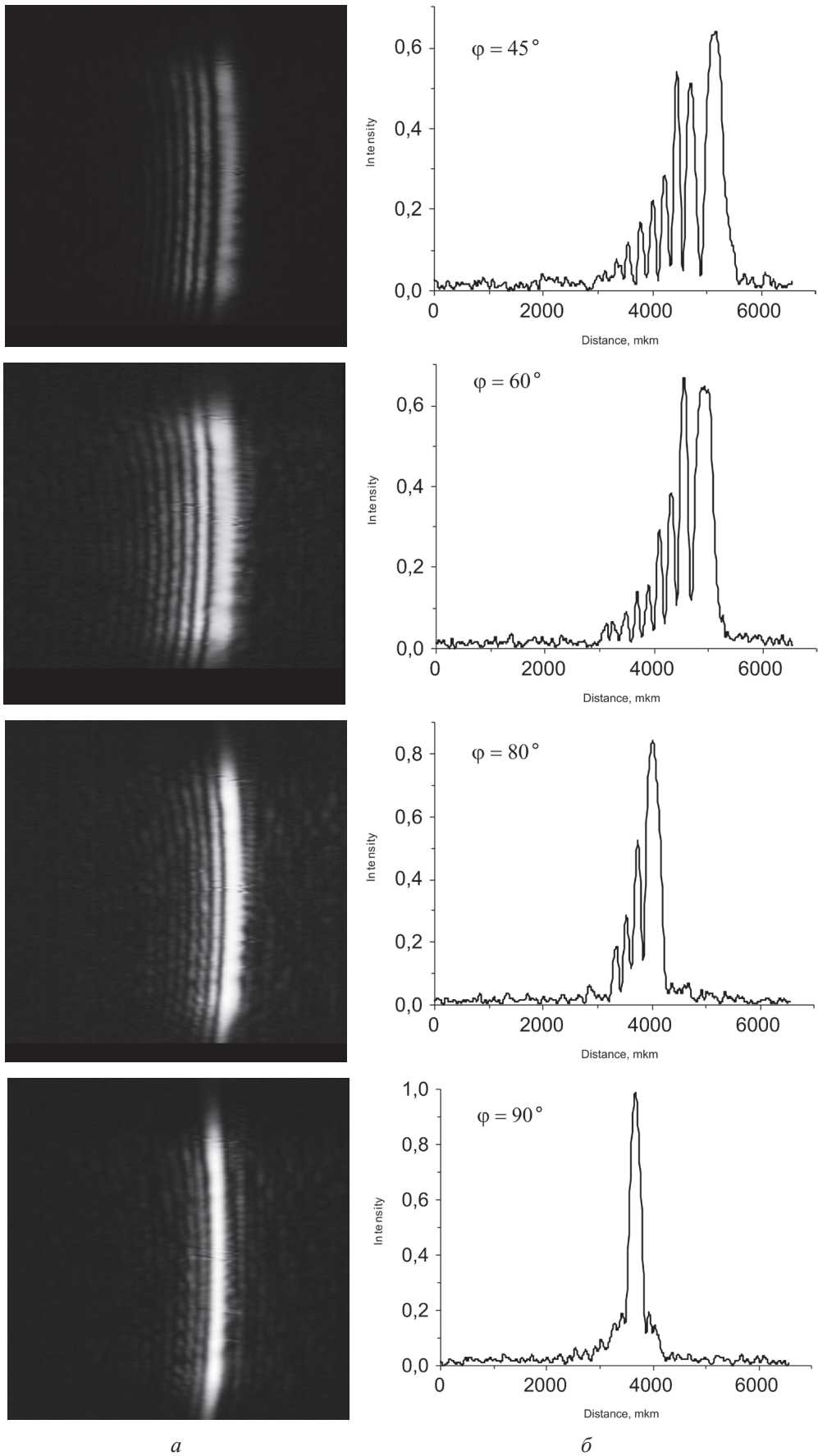


Рис. 2. Временная развертка динамического пучка Эйри, генерируемого схемой с синусоидальной фазовой дифракционной решеткой: *a* – изображение ЭП на CCD-камере; *б* – профиль пучка Эйри (1D – срез)



a *b*
 Рис. 2. Продолжение (начало см. на с. 98, окончание – на с. 100)

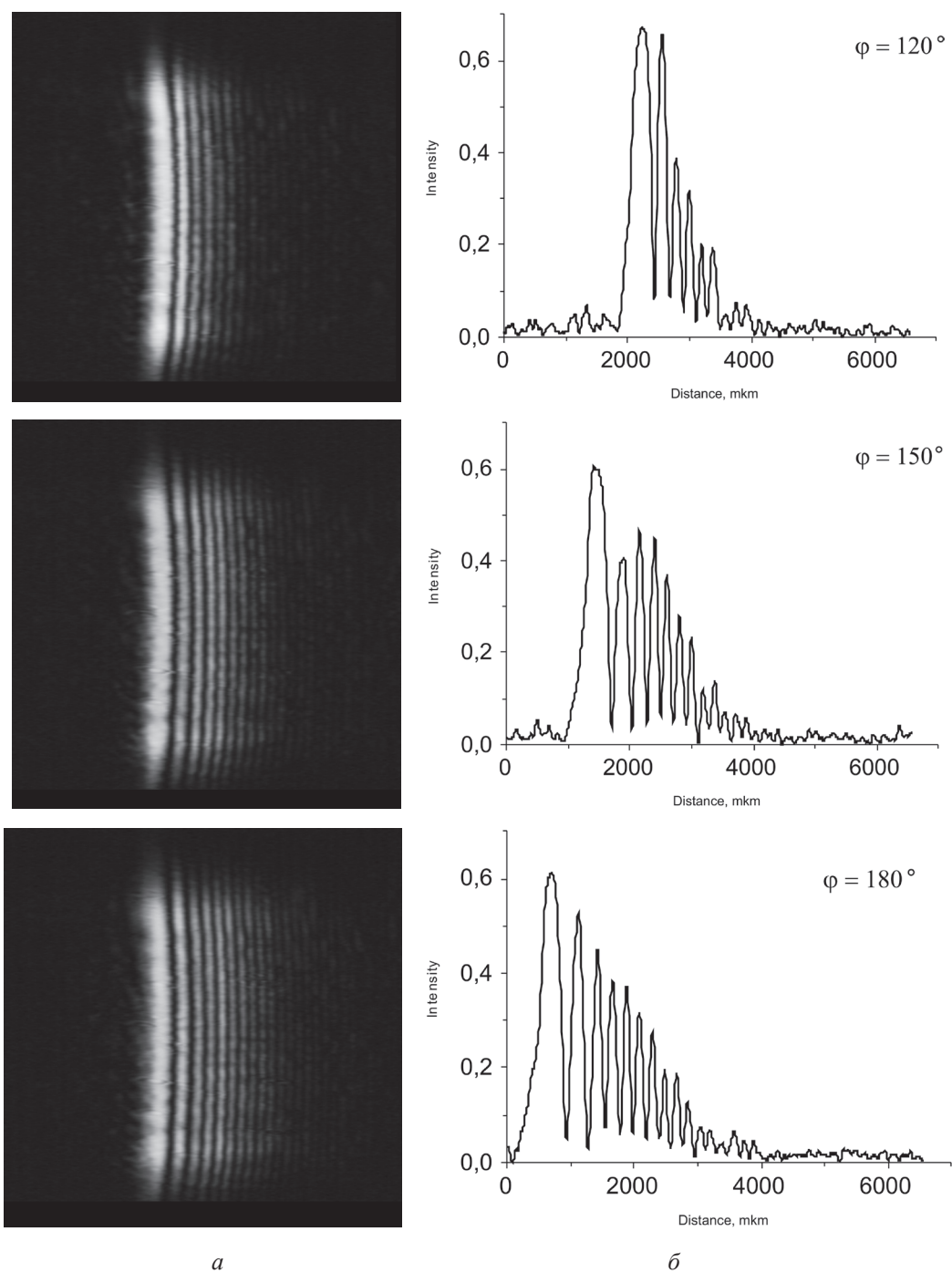


Рис. 2. Окончание (начало см. на с. 98 и 99)

указывает на хорошее соответствие экспериментальных данных с теоретическими, что является подтверждением генерации перестраиваемых во времени неполных ЭП в предложенной оптической схеме (см. рис. 1, б). В частности видно, что наблюдается симметрия ЭП при взаимодействии со стоячими волнами с фазами $90 + \alpha$ и $90 - \alpha$. При приближении фазы стоячей волны к 90° фазовая модуляция, как следует из (10), (11), исчезает, и тогда выходное поле вырождается в пучок гауссова типа.

Заключение. Таким образом, нами экспериментально подтверждена возможность генерации неполных пучков Эйри при рефракции света на синусоидальной фазовой дифракционной решетке. Из сопоставления формул (7), (8) и (11) следует, что характерный параметр x_0 пучков Эйри в рассматриваемой схеме зависит от времени и равен

$$x_0 = \pm \frac{\Lambda}{2\pi} \left(\frac{\lambda}{\pi \Delta n_0 h |\cos(\Omega t)|} \right)^{1/3}, \quad (12)$$

где Λ – длина волны звука. Знак параметра совпадает со знаком функции косинус. Как видим, увеличение частоты акустической волны, а также увеличение мощности звука приводит к уменьшению кривизны траектории потока энергии, т. е. к уменьшению ускорения ЭП. Из (12) следует, что предложенный метод позволяет оперативно перестраивать число боковых максимумов ЭП. Это происходит за счет изменения модуля параметра x_0 . Отметим, что при этом также будет изменяться и кривизна криволинейной траектории движения энергии в основном максимуме. Далее возможна перестройка взаимной ориентации основного и боковых максимумов. Это реализуется при изменении знака параметра в (12). Наконец при генерации ЭП данной схемой возможно поперечно смещать центр генерируемого пучка без изменения его формы. Это достигается за счет действия линейного слагаемого в фазе (11). Экспериментальная реализация генерации пучков Эйри с применением SLM показала (см. рис. 2), что все отмеченные особенности АО генерации динамических ЭП [12] наблюдаются экспериментально.

Список использованной литературы

1. Berry, M. V. Nonspreading wave packets / M. V. Berry, N. L. Balazs // Am. J. Phys. – 1979. – Vol. 47. – P. 264–267.
2. Observation of accelerating Airy beams / G. A. Siviloglou [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2007. – Vol. 99. – P. 213901.
3. Besieris, I. M. A note on an accelerating finite energy Airy beam / I. M. Besieris, A. M. Shaarawi // Opt. Lett. – 2007. – Vol. 32. – P. 2447–2449.
4. Ballistic dynamics of Airy beams / G. A. Siviloglou [et al.] // Opt. Lett. – 2008. – Vol. 33. – P. 207–209.
5. Bandres, M. A. Airy-Gauss beams and their transformation by paraxial optical systems / M. A. Bandres, J. C. Guti'erez-Vega // Opt. Express. – 2007. – Vol. 15. – P. 16719–16728.
6. Sztul, H. I. The Poynting vector and angular momentum of Airy beams / H. I. Sztul, R. R. Alfano // Opt. Express. – 2008. – Vol. 16. – P. 9411–9416.
7. Self-healing properties of optical Airy beams / J. Broky [et al.] // Opt. Express. – 2008. – Vol. 16. – P. 12880–12891.
8. Baumgartl, J. Optically mediated particle clearing using Airy wavepackets. / J. Baumgartl, M. Mazilu, K. Dholakia // Nature Photonics. – 2008. – Vol. 2. – P. 675–678.
9. Abramowitz, M. Handbook of Mathematical Functions / M. Abramowitz, I. A. Stegun. – Dover, 1972.
10. Федоров, Ф. И. Оптика анизотропных сред / Ф. И. Федоров. – М.: Наука, 1958.
11. Siviloglou, G. A. Accelerating finite energy Airy beams / G. A. Siviloglou, D. N. Christodoulides // Opt. Lett. – 2007. – Vol. 32, no. 8. – P. 979–981.
12. Acoustooptic refraction-influenced generation of tunable incomplete Airy beams. / N. A. Khilo [et al.] // J. Opt. – 2014. – Vol. 16. – P. 085702.
13. Ring, J. D. Incomplete Airy beams: finite energy from a sharp spectral cutoff / J. D. Ring, Ch. J. Howls, M. R. Dennis // Opt. Lett. – 2013. – Vol. 38. – P. 1639–1641.

Поступила в редакцию 11.02.2016