

## СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ, ФОРМИРУЕМЫХ ДИФРАКЦИОННЫМ АКСИКОНОМ И ДИФРАКЦИОННЫМ ЛОГАРИФМИЧЕСКИМ АКСИКОНОМ

Светлана Николаевна Хонина<sup>1,2</sup> (ведущий научный сотрудник, профессор, email: [khonina@smr.ru](mailto:khonina@smr.ru)),  
Балалаев Сергей Анатольевич<sup>2</sup> (аспирант, email: [sof.bix@mail.ru](mailto:sof.bix@mail.ru))

<sup>1</sup> Учреждение Российской академии наук Институт систем обработки изображений РАН,  
<sup>2</sup> Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королева

### Аннотация

С помощью численного моделирования проведено сравнение двух типов дифракционных аксиконов - линейного и логарифмического - по характеристикам формируемых распределений интенсивности как продольных, так и поперечных. При этом оценивались: глубина осевой фокусировки и ширина формируемого светового пятна или центрального светового кольца (для вихревых аксиконов). Показаны преимущества логарифмического аксикона перед линейным аксиконом не только по равномерности распределения интенсивности вдоль оптической оси, но и существенный выигрыш в удлинении фокальной зоны при формировании узких осевых световых нитей и трубок.

**Ключевые слова:** ограниченные бездифракционные пучки, дифракционный линейный (конический) аксикон, дифракционный логарифмический аксикон, фокальная глубина, размер фокального пятна.

### Введение

С помощью аксиконов [1] производятся бесследные пучки, представляющие собой длинные тонкие световые фокальные линии, расположенные вдоль оптической оси. Узкий длинный фокус бесселевых пучков весьма полезен в таких приложениях как регулировка, выравнивание и тестирование протяженных объектов, захват и манипулирование микрочастицами, в метрологии и томографии.

Кроме классического рефракционного конуса [1, 2], для эффективного формирования световых пучков с углубленным фокусом используются обычные линзы со сферической аберрацией [3, 4], а также аксилиты [5, 6], представляющие собой тандем из аксикона и линзы.

Для улучшения характеристик таких пучков – равномерности интенсивности, размера светового пятна или протяженности - используются как аналитические [7,8], так и численные [9, 10] методы расчета фазы оптических элементов. В последнем случае, как правило, реализовать рассчитанный оптический рельеф можно только методами литографии, т.е. речь идет о дифракционных оптических элементах (ДОО) [11-12], или с помощью жидко-кристаллического пространственного модулятора света [13].

В данной работе проводится сравнительное исследование характеристик лазерных пучков, формируемых дифракционным винтовым аксиконом [14, 15] и винтовым логарифмическим аксиконом, которым можно приближенно формировать гипергеометрические моды [16, 17]. В работах [18, 19] было отмечено, что структура ограниченного гипергеометрического пучка менее подвержена влиянию дифракции, чем ограниченного бесселевого пучка, что вероятнее всего связано с большей «компактностью» поперечного распределения энергии первого: период периферийных осцилляций гипергеометрического пучка уменьшается с ростом радиуса, т.к. амплитуда таких пучков квадратично зависит от радиальной координаты, и интенсивность спадает быстрее.

В результате детального исследования методом численного моделирования характеристик распределений интенсивности формируемых различными типами дифракционных аксиконов показаны преимущества логарифмического аксикона перед линейным не только по равномерности распределения интенсивности вдоль оптической оси, но и в существенном удлинении фокальной зоны.

### 1. Дифракционный линейный аксикон

Для описания комплексного распределения дифракционного винтового линейного аксикона использовалась следующая формула:

$$\begin{aligned} E_{\alpha,n}(r, \varphi) &= \exp(i\alpha_0 r) \exp(in\varphi) = \\ &= \exp\left(i \frac{\alpha}{R} r\right) \exp(in\varphi), \quad r \leq R, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\alpha$  - параметр, связанный с внутренним углом аксикона [17],  $n$  - номер винтовой составляющей,  $R$  - радиус ограничивающей апертуры. При  $n=0$  формируется обычный бесселевый пучок в виде тонкой световой нити, а при  $n \neq 0$  - вихревой бесселевый пучок, представляющий собой световую трубку, диаметр которой увеличивается с ростом винтового номера.

Распределение интенсивности, формируемое ДОО (1) моделировалось с помощью преобразования Ханкеля  $n$ -го порядка:

$$\begin{aligned} F_n(\rho, \theta, z) &= \frac{k}{z} \exp(in\theta) \exp(ikz) \times \\ &\times \exp\left(\frac{ik\rho^2}{2z}\right) \int_0^R P(r) \exp\left(\frac{ikr^2}{2z}\right) J_n\left(\frac{kr\rho}{z}\right) r dr, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $J_n(r)$  - функция Бесселя первого рода  $n$ -го порядка,  $P(r)$  - радиальная составляющая (1),  $k = 2\pi/\lambda$  - волновое число, в расчетах использовалась длина волны  $\lambda = 633$  нм и  $R = 1$  мм (в этом случае  $\alpha_0 = \alpha$ , за исключением того, что  $\alpha$  - безразмерная величина). На рис. 1 показаны фазы (1) для одинакового номера винтовой

составляющей  $n=9$  и различных по знаку  $\alpha=15$  (а) и  $\alpha=-15$  (б), их радиальные сечения, а также соответ-

ствующие распределения интенсивности (негатив) на расстоянии  $z=200$  мм от плоскости ДОЭ (при  $z=0$ ).

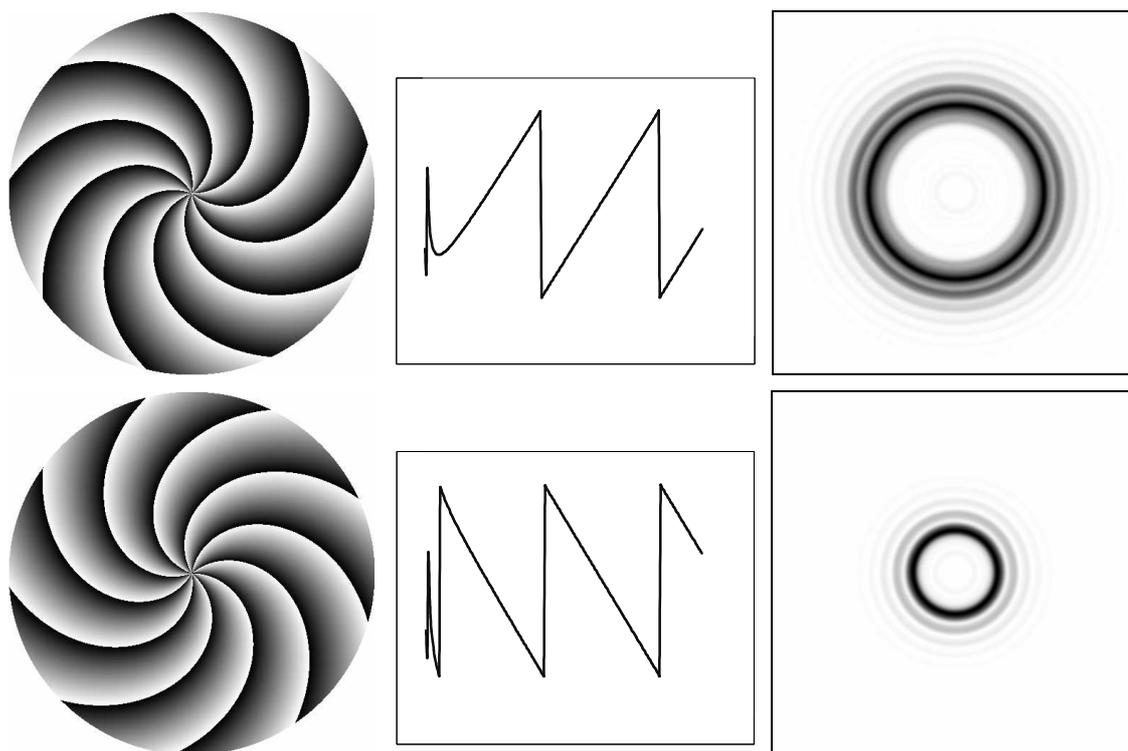


Рис. 1. Фазы дифракционного винтового аксикона для  $n=9$  и  $\alpha=15$  (а) и  $\alpha=-15$  (б), их радиальные сечения, а также соответствующие распределения интенсивности (негатив) на расстоянии  $z=200$  мм от плоскости ДОЭ

Из рис. 1 видно, что положительное значение  $\alpha$  соответствует рассеивающему аксикону, а отрицательное – собирающему. В последнем случае формируется тонкая световая трубка.

При  $n=0$  различие между рассеивающим и собирающим аксиконами становится более наглядным (рис. 2). Видно, что при положительном значении  $\alpha$  осевой фокусировки не происходит совсем, а при меньших по абсолютному значению отрицательных параметрах дифракционного аксикона формирование центрального светового пятна начинается на более дальнем расстоянии.

Более детально формирование аксиконом световой нити ( $n=0$ ) для различных значений  $\alpha$  представлено на рис. 3. По сильным флуктуациям радиуса центрального светового пятна видно, что при  $\alpha=-3$  фокусировка происходит начиная с  $z=800$  мм, при  $\alpha=-6$  несколько ближе – начиная с  $z=600$  мм, в то время как при  $\alpha=-10$  формирование происходит практически сразу.

Оценить максимальное расстояние сохранения сформированного аксиконом узкого пучка можно по формуле [18]:

$$z_{\max} = R \left[ \left( \frac{k}{|\alpha_0|} \right)^2 - 1 \right]^{1/2} \Big|_{|\alpha_0| \approx \text{мало}} \approx \frac{kR}{|\alpha_0|}, \quad (3)$$

которая при  $R=1$  мм в случае  $\alpha_0=-10$  мм<sup>-1</sup> дает  $z_{\max} \approx 1000$  мм.

Заметим, что по рис. 3а максимальная концентрация осевой энергии пучка (для этих параметров) происходит на расстоянии  $z \approx 500$  мм, однако при дальнейшем распространении структура пучка примерно сохраняется вплоть до  $z \approx 800$  мм (рис. 2). Затем происходит постепенное увеличение размера светового пятна и падение значения интенсивности в осевой точке.

Радиус формируемого светового пятна можно определить по формуле [10]:

$$r_0 = \frac{2,4}{|\alpha_0|}. \quad (4)$$

На рис. 3б показано изменение диаметра центрального светового пятна по полуспаду в зависимости от пройденного расстояния. В данном случае эта величина фактически соответствует радиусу светового пятна, т.е. расстоянию от максимума до нуля. Для  $\alpha_0=-10$  мм<sup>-1</sup>  $r_0=0,24$  мм, которое примерно соблюдается вплоть до  $z \approx 800$  мм (рис. 3б).

Таким образом, из формул (3) и (4) следует, что для фиксированного размера апертуры  $R$  параметр аксикона связывает фокальную длину (3) и размер фокального пятна (4) соотношением неопределенности: уменьшение фокального пятна достигается уве-

личением  $\alpha$ , что одновременно приводит к уменьшению фокальной длины.

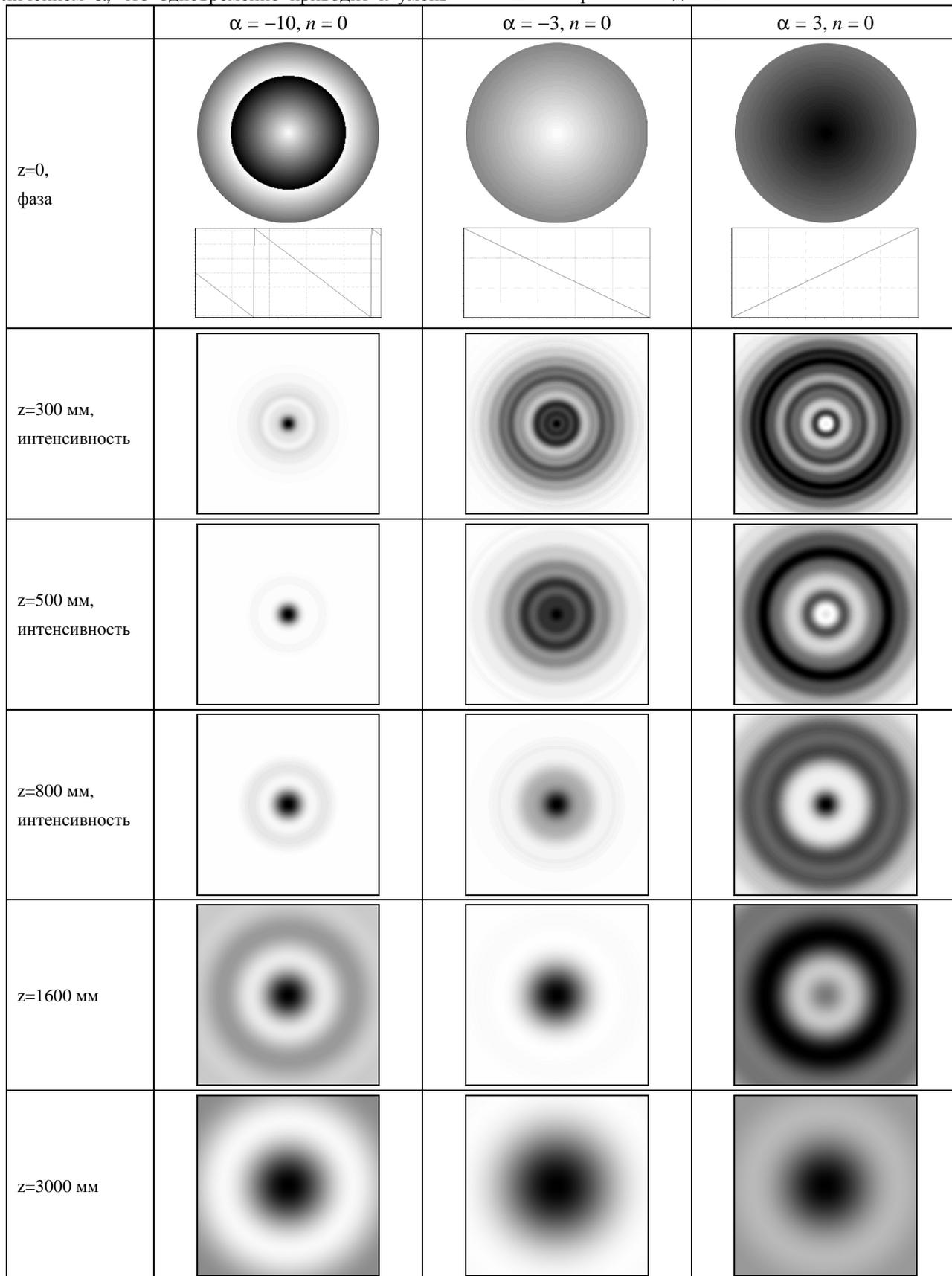


Рис. 2. Распределения интенсивности (негатив), сформированные дифракционными аксиконами нулевого порядка (фаза представлена в первой строке при  $z=0$ ) на различных расстояниях

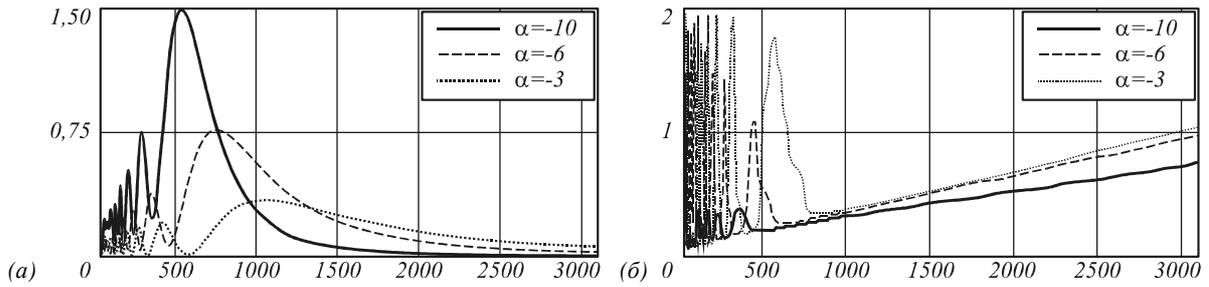


Рис. 3. Формирование дифракционным аксиконом световой нити ( $n=0$ ) для различных значений  $\alpha$ :  
 распределение интенсивности вдоль оптической оси (а)  
 и диаметр центрального светового пятна по полуспаду в зависимости от расстояния до ДОЭ (б)

Формально, исходя из (3), казалось бы можно, уменьшая абсолютное значение параметра  $\alpha_0$ , произвольно далеко углубить фокус. Например, при  $\alpha_0 = -3 \text{ мм}^{-1}$  формула (3) дает  $z_{\text{max}} \approx 3300 \text{ мм}$ . За вычетом начала формирования ( $z \approx 800 \text{ мм}$ ) глубина фокуса будет  $\Delta z \approx 2500 \text{ мм}$ , что в три раза превосходит случай  $\alpha_0 = -10 \text{ мм}^{-1}$  за счет тройного увеличения размера светового пятна  $r_0 = 0,8 \text{ мм}$ . Однако, из рис. 3б видно, что при  $z = 3000 \text{ мм}$  размер светового пятна явно превышает эту величину, т.е. пучок не является бездифракционным на этом расстоянии.

В [18] определены границы изменения параметра  $\alpha$ :

$$\frac{2\pi}{\lambda} \geq |\alpha_0| \geq \frac{2\pi}{R}, \tag{5}$$

т.к. при  $|\alpha_0| > k$  получается затухающая волна, а при  $|\alpha_0| < 2\pi/R$  не формируется характерная для беселевого пучка структура из концентрических колец и картина дифракции соответствует «обычному» [18] пучку, сохраняющему свою структуру на расстоянии Рэлея:

$$z_R = R^2/\lambda, \tag{6}$$

не зависящем от параметра  $\alpha_0$ .

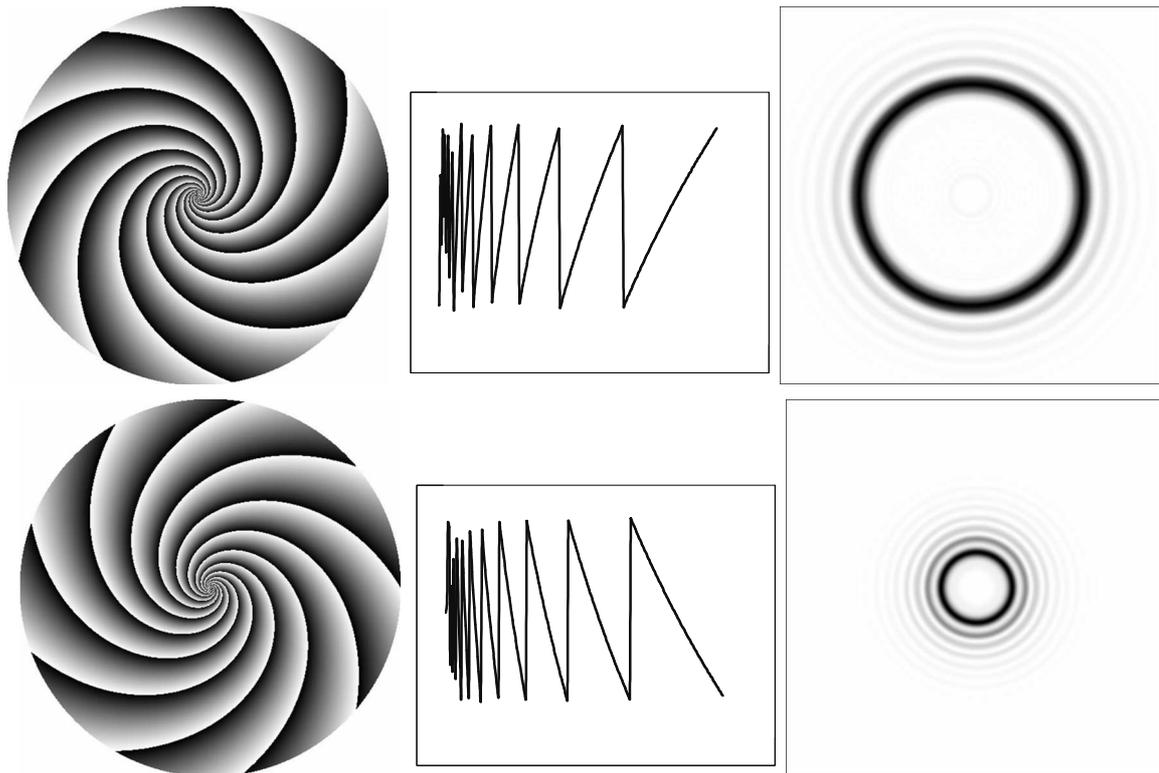


Рис. 4. Фазы дифракционного винтового логарифмического аксикона для  $n=9$  и  $\beta=15$  (а) и  $\beta=-15$  (б), их радиальные сечения, а также соответствующие распределения интенсивности (негатив) на расстоянии  $z=200 \text{ мм}$  от плоскости ДОЭ

Оба пограничных случая (5) являются интересными для исследований: при  $|\alpha_0| \sim k$  достигается минимально возможный размер фокального пятна  $\min r_0 \approx 0,38\lambda$  и требуется привлечение строгой

электромагнитной теории дифракции, а при  $|\alpha_0| \sim 2\pi/R$  максимально возможное «удлинение» фокального осевого отрезка (6).

При рассматриваемых в данной статье параметрах бездифракционный бесселевый пучок превращается в «обычный» когда  $|\alpha| < 2\pi$  и сохраняет свою структуру на расстоянии  $z_R \approx 1600$  мм. Можно считать, что линейный аксикон в этом случае перестает вносить существенные фазовые изменения и при дальнейшем уменьшении параметра  $\alpha$  фактически становится плоско-параллельной пластинкой.

Из рис. 3б хорошо видно, что размеры светового пятна и кривые расходимости для пучков с параметрами  $\alpha = -3$  и  $\alpha = -6$  очень близки, несмотря на то, что значения самих параметров различаются в два раза. Различие состоит только в том, что формирование светового пятна происходит для  $\alpha = -6$  на расстоянии  $z \approx 700$  мм, а для  $\alpha = -3$  на расстоянии  $z \approx 1000$  мм (см. рис. 3а).

## 2. Дифракционный логарифмический аксикон

Для описания комплексного распределения дифракционного винтового логарифмического аксикона использовалась следующая формула:

$$E_{\beta,n}(r, \varphi) = \exp\left[i\beta \ln\left(\frac{r}{R}\right)\right] \exp(in\varphi), \quad (7)$$

где  $\beta$  - параметр логарифмического аксикона, связанный непрерывным индексом гипергеометрических мод [14], остальные параметры такие же, как в (1).

На рис. 4 показаны фазы (7) для одинакового номера винтовой составляющей  $n=9$  и различных по знаку  $\beta = 15$  (а) и  $\beta = -15$  (б), их радиальные сечения, а также соответствующие распределения интенсивности (негатив) на расстоянии  $z=200$  мм от плоскости ДОО (при  $z=0$ ).

Аналогично линейному аксикону логарифмический аксикон является рассеивающим при положительном значении  $\beta$  и собирающим при отрицательном. Из сравнения рис. 1 и рис. 4 видно, что при одинаковых параметрах  $n=0$  и  $\alpha=\beta$  логарифмический аксикон сильнее как рассеивает, так и собирает световое излучение. Это можно объяснить тем, что для  $r \leq R$  функция  $\ln(r/R)$  имеет больший угол наклона, чем функция  $r/R$  (это легко видеть при сравнении радиальных сечений на рис. 1 и 4), поэтому при использовании логарифмического аксикона лучи отклоняются на больший угол.

На рис. 5, 6 детально показано формирование логарифмическим аксиконом световой нити ( $n=0$ ) для различных значений  $\beta$ . Нужно отметить, что в отличие от линейного аксикона, независимо от малости модуля параметра  $|\beta|$  формирование фокального пятна для отрицательных значений происходит сразу - флуктуациям радиуса центрального светового пятна незначительны (рис. 6б).

Также осцилляции значений интенсивности происходят вокруг постоянного, а не возрастающего значения (рис. 6а), что связано с изменяющейся ши-

риной кольцевой структуры дифракционного логарифмическим аксикона, которая порождает пучок, поперечное сечение которого также имеет структуру колец с изменяющейся шириной [15].

Следует также заметить, что спад осевой интенсивности (рис. 6а) происходит несколько раньше, чем для линейного аксикона для тех же параметров. Однако это связано с более сильной фокусировкой. В следующем разделе проведено сравнение двух типов аксиконов, формирующих на некотором заданном расстоянии световое пятно одинакового размера.

## 3. Сравнение двух типов дифракционных аксиконов

Для сравнения фокусирующих свойств двух типов дифракционных аксиконов для заданного параметра  $\alpha$  (при одинаковых значениях вихревой составляющей) был проведен подбор параметра логарифмического аксикона  $\beta$ , так, чтобы на заданном расстоянии от входной плоскости  $z_d$  оба типа ДОО формировали световое поле одинакового размера (одинакового радиуса световое пятно или световое кольцо).

На рис. 7 приведено сравнение дифракционного аксикона с параметрами  $n=0$  и  $\alpha=-10$  с логарифмическими аксиконом, формирующими такое же световое пятно при  $z_1=300$  мм (в этом случае  $\beta=-12$ ) и при  $z_2=500$  мм (в этом случае  $\beta=-6$ ).

Из рис. 7, 8 видно, что дифракционный аксикон с  $\alpha=-10$  и логарифмический аксикон с  $\beta=-6$  очень хорошо согласованы. Различие состоит в распределении энергии вдоль оптической оси: логарифмический аксикон позволяет формировать более равномерное распределение [7], у аксикона же интенсивность светового пятна в начале оси мала, а затем линейно растет. Также на рис. 7 хорошо видно, что в то время как пучок, сформированный линейным аксиконом, пройдя зону фокусировки претерпевает существенные искажения в структуре (заметный рост интенсивности в периферийных кольцах при  $z=1600$  мм), то пучок, сформированный логарифмическим аксиконом, еще на  $z=3000$  мм (что в 2 раза больше) сохраняет четко выраженное фокальное пятно с растущей системой значительно менее ярких колец.

Таким образом, более глубокий фокус, отмеченный для вихревого логарифмического аксикона в работе [16], имеет место и при формировании световой нити.

Подробное сравнение распределения интенсивности на различных плоскостях приведено на рис. 9. Видно, что логарифмический аксикон формирует четкое световое пятно раньше и размер его меньше.

Аналогичное сравнение было проведено для вихревых аксиконов. На рис. 10, 11 показано сопоставление параметров при  $n=4$ : для винтового логарифмического аксикона с  $\beta=-10$  были подобраны параметры винтового линейного аксикона по радиусу светового кольца при  $z_1=100$  мм (в этом случае  $\alpha=-32$ ) и при  $z_2=300$  мм (в этом случае  $\alpha=-16$ ).

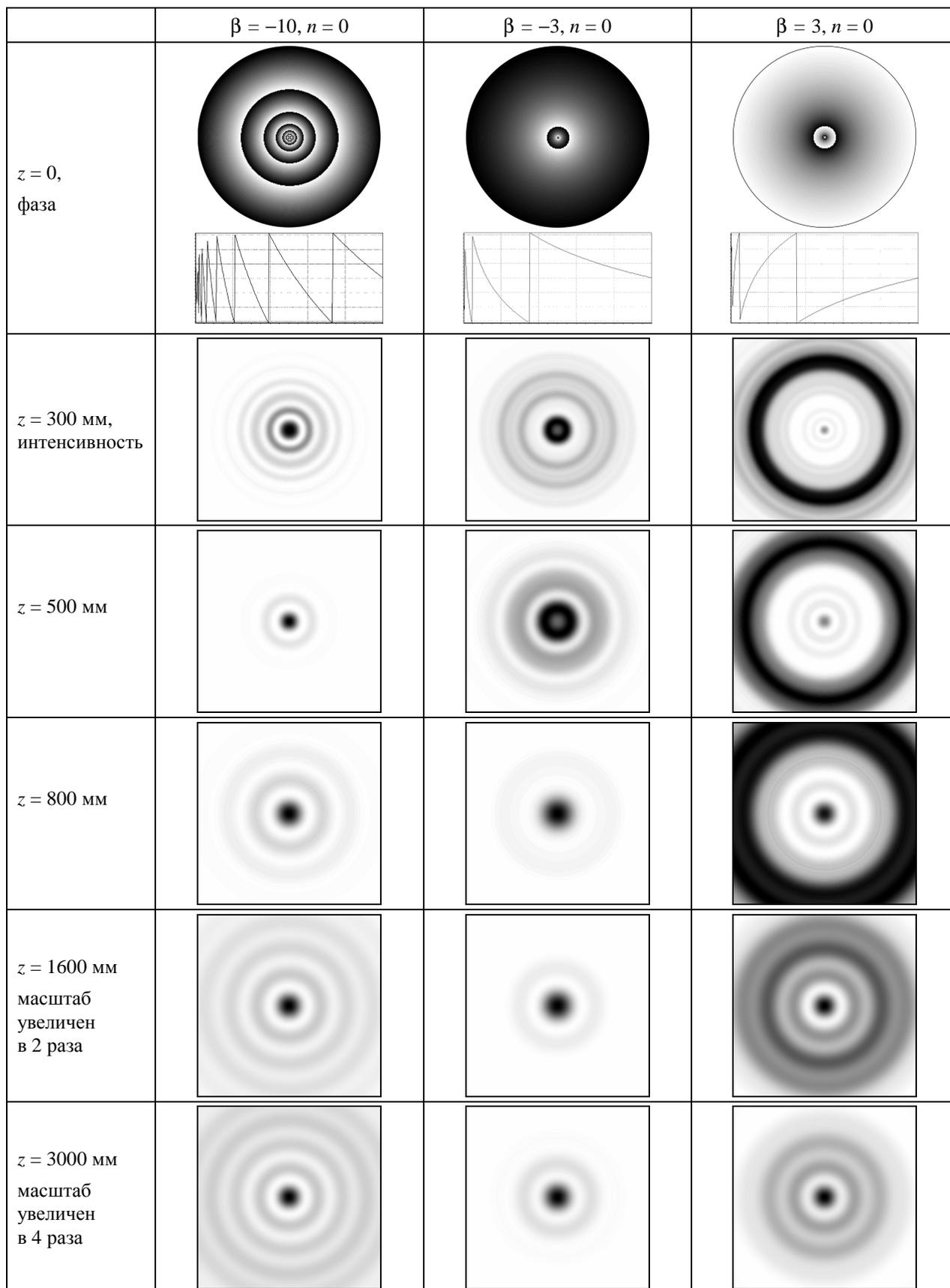


Рис. 5. Распределения интенсивности (негатив), сформированные дифракционными аксиконами нулевого порядка (фаза представлена в первой строке при  $z=0$ ) на различных расстояниях

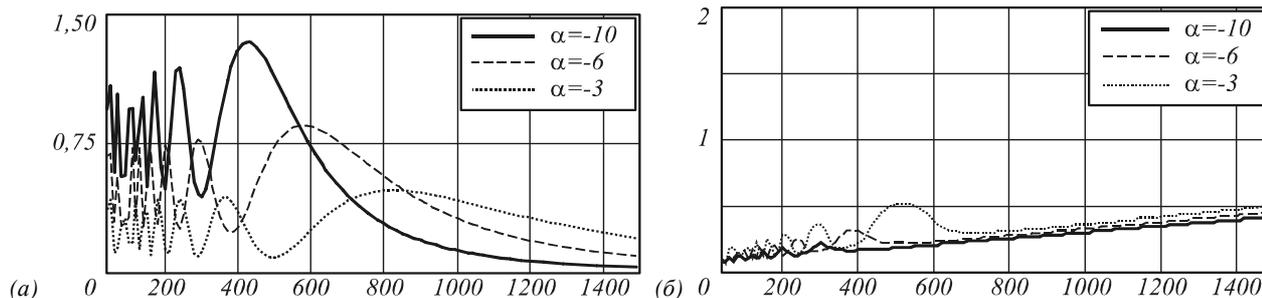


Рис. 6. Формирование дифракционным логарифмическим аксиконом световой нити ( $n=0$ ) для различных значений  $\beta$ :  
 распределение интенсивности вдоль оптической оси (а)  
 и диаметр центрального светового пятна по полуспаду в зависимости от расстояния до ДОЭ (б)

Из рис. 10, 11 хорошо видно, что логарифмический аксикон позволяет формировать тонкие световые трубки гораздо большей протяженности, чем линейный дифракционный аксикон. При этом выигрыш в удлинении фокальной зоны тем больше, чем меньше радиус кольца, с которым согласовываются параметры двух типов аксиконов. Например, аксикон с  $\alpha = -32$ , согласованный с размерами кольца на расстоянии  $z_1 = 100$  мм, «поддерживает» световую трубку лишь до  $z_{max} = 400$  мм, аксикон с  $\alpha = -16$ , согласованный с размерами кольца на расстоянии  $z_2 = 300$  мм, сохраняет концентрацию энергии в центральном кольце уже в два раза дольше  $z_{max} = 800$  мм (рис. 11б). В то же время логарифмический аксикон при такой же расходимости, как и у линейного аксикона сохраняет максимальное значение интенсивности в центральном кольце свыше  $z = 1600$  мм.

Таким образом, показаны преимущества дифракционного логарифмического аксикона перед линейным аксиконом не только по равномерности распределения интенсивности вдоль оптической оси, но и существенный выигрыш в удлинении фокальной зоны при формировании узких осевых световых нитей и трубок.

### Заключение

В работе рассмотрены рассеивающие и собирающие, линейные и логарифмические дифракционные аксиконы, в том числе имеющие вихревую составляющую.

Для фиксированного размера апертуры параметр аксикона  $\alpha_0$  (соответствующий внутреннему углу рефракционного аксикона) связывает фокальную глубину и размер фокального пятна соотношением неопределенности: уменьшение фокального пятна достигается увеличением  $\alpha_0$ , что одновременно приводит к уменьшению фокальной длины. Однако безгранично увеличить глубину фокуса уменьшением  $\alpha_0$  невозможно, так как при  $|\alpha_0| < 2\pi/R$  формируемый пучок превращается в «обычный» и сохраняет свою структуру на расстоянии Рэлея, которое не зависит от параметра  $\alpha_0$ . Кроме того, в этом случае формирование центрального светового пятна начи-

нается на некотором расстоянии от плоскости оптического элемента.

Для логарифмических аксиконов это ограничение менее существенно: даже для малых по модулю параметров аксикона в связи с особенностью логарифмической функции в нуле будет присутствовать значительные фазовые изменения в осевой области аксикона. Лишь при  $|\beta| \ll 1$  для логарифмического аксикона можно считать фазовые изменения нивелированными, учитывая, что особенность в нуле избегают при физической реализации.

На согласованных по характеристикам пучков примерах показано, что логарифмический аксикон формирует более глубокий фокус как для вихревых, так и не имеющих вихревой составляющей пучков. Таким образом, подтверждены преимущества логарифмического аксикона перед линейным не только по равномерности распределения интенсивности вдоль оптической оси (благодаря вариациям угла наклона поверхности в зависимости от радиуса), но и в существенном удлинении фокальной зоны.

### Благодарности

Работа выполнена при поддержке российско-американской программы «Фундаментальные исследования и высшее образование» (BRHE), гранта Президента РФ поддержки ведущих научных школ (НШ-3086.2008.9) и гранта РФФИ 08-07-99007.

### Список литературы

1. **McLeod, J.H.** The axicon: a new type of optical element // J. Opt. Soc. Am. – 1954. – V. 44. – P. 592–597.
2. **Herman, R. M.** Production and uses of diffractionless beams / R. M. Herman and T. A. Wiggins // J. Opt. Soc. Am. A. – 1991. – V. 8, N. 6. – P. 932–942.
3. **Davidson, N.** Holographic axilens: high resolution and long focal depth / N. Davidson, A. A. Friesem, and E. Hasman // Opt. Lett. – 1991. – V. 16, N. 7. – P. 523–525.
4. **Lin, J.** Design of microlenses with long focal depth based on the general focal length function / Jie Lin, Jianlong Liu, Jiasheng Ye, and Shutian Liu // J. Opt. Soc. Am. A. – 2007. – V. 24, N. 6. – P. 1747–1751.
5. **Burvall, A.** Axicon imaging by scalar diffraction theory, PhD thesis. – Stockholm, 2004. – 68 p.

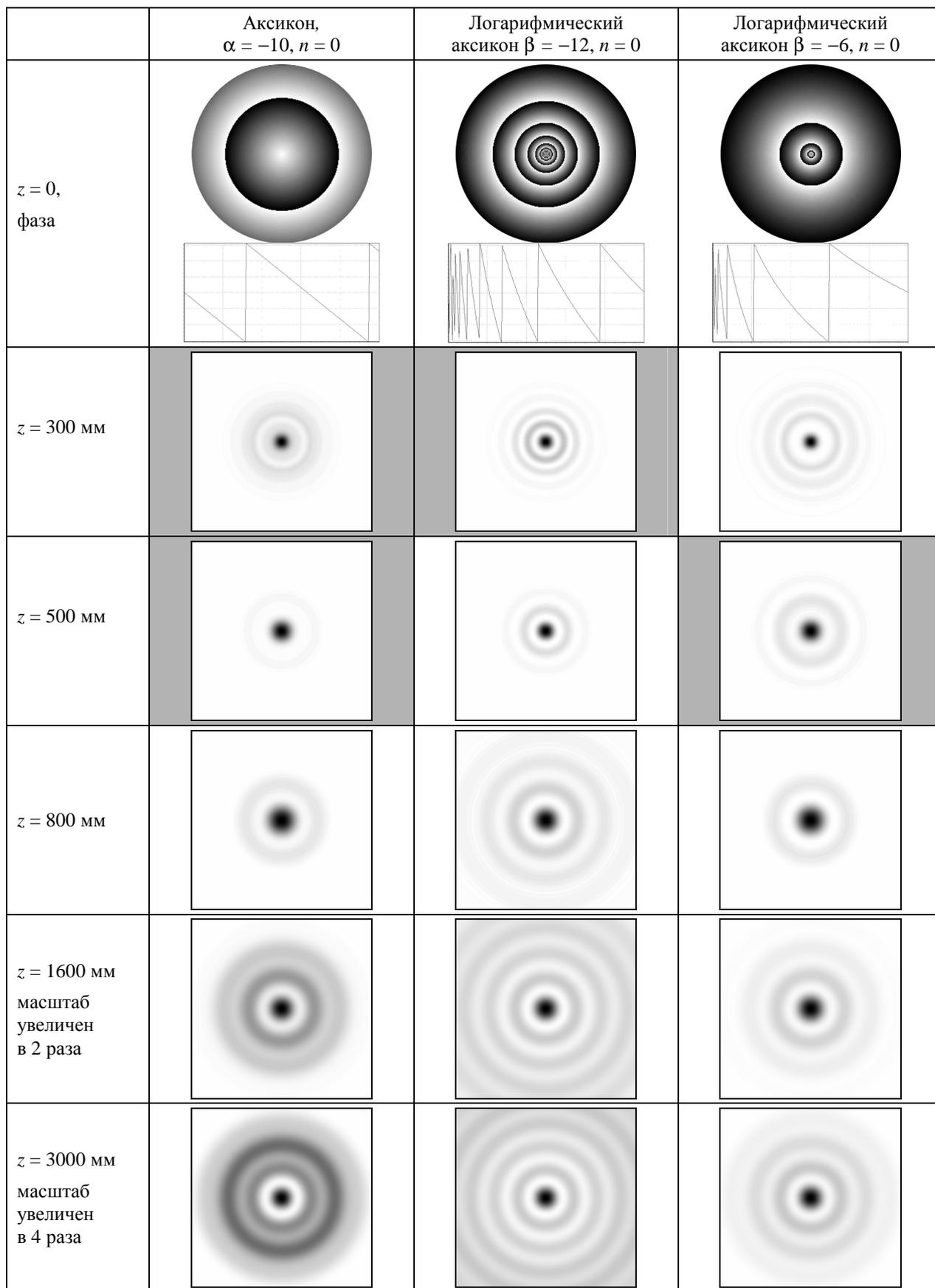


Рис. 7. Сравнение дифракционного аксикона ( $n=0$  и  $\alpha = -10$ ) с логарифмическими аксиконами, формирующими такое же световое пятно при  $z_1 = 300$  мм (в этом случае  $\beta = -12$ ) и при  $z_2 = 500$  мм (в этом случае  $\beta = -6$ )

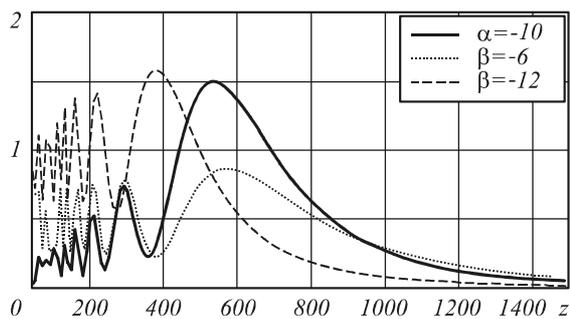


Рис. 8. Сравнение осевого распределения, формируемого дифракционным аксиконом  $\alpha = -10$  и логарифмическими аксиконами с  $\beta = -12$  и  $\beta = -6$

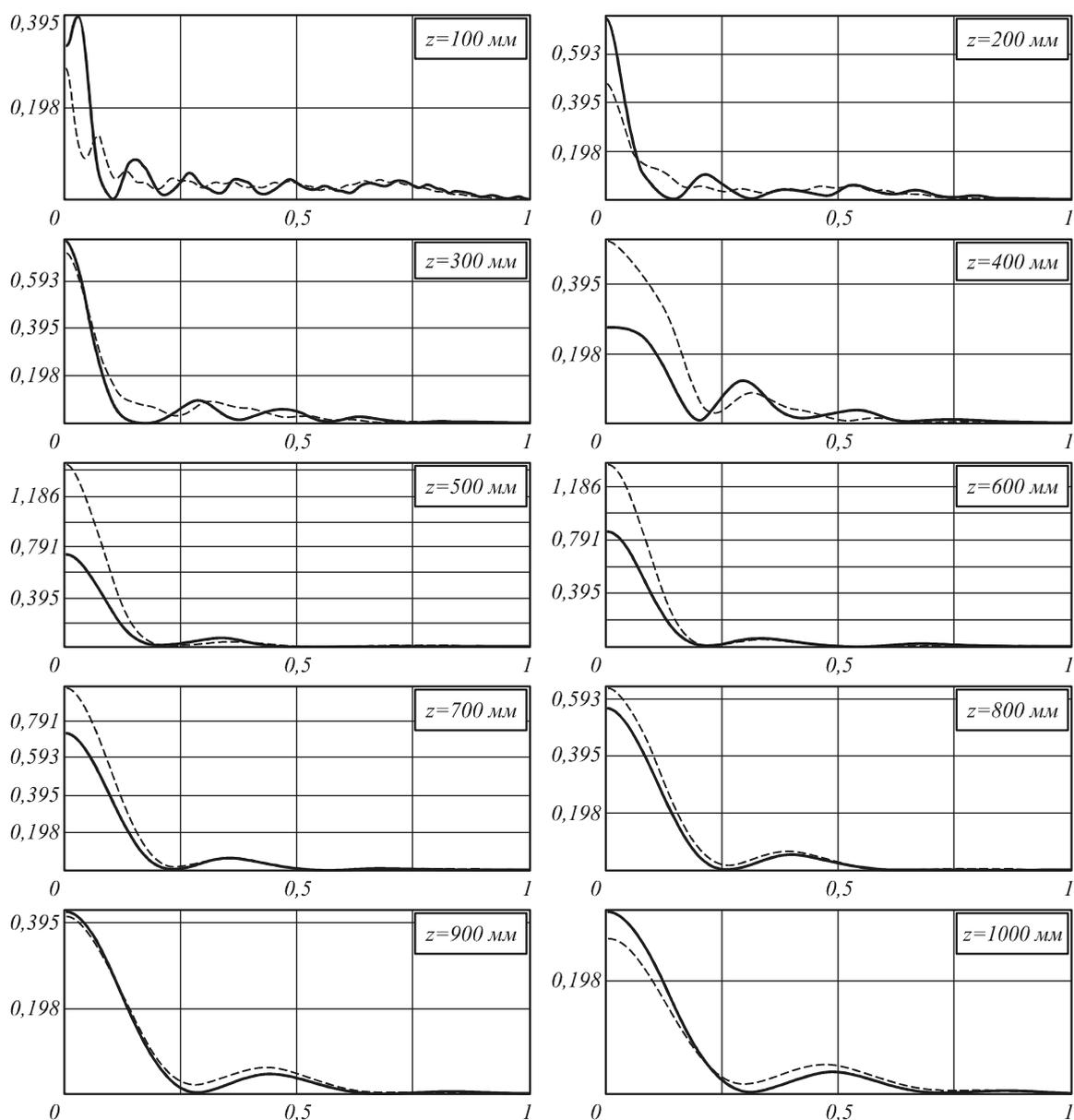


Рис. 9. Сравнение радиальных распределений интенсивности, формируемых дифракционным аксиконом  $\alpha = -10$  (пунктирная линия) и логарифмическим аксиконом с  $\beta = -6$  (сплошная линия) на различных расстояниях вдоль оптической оси

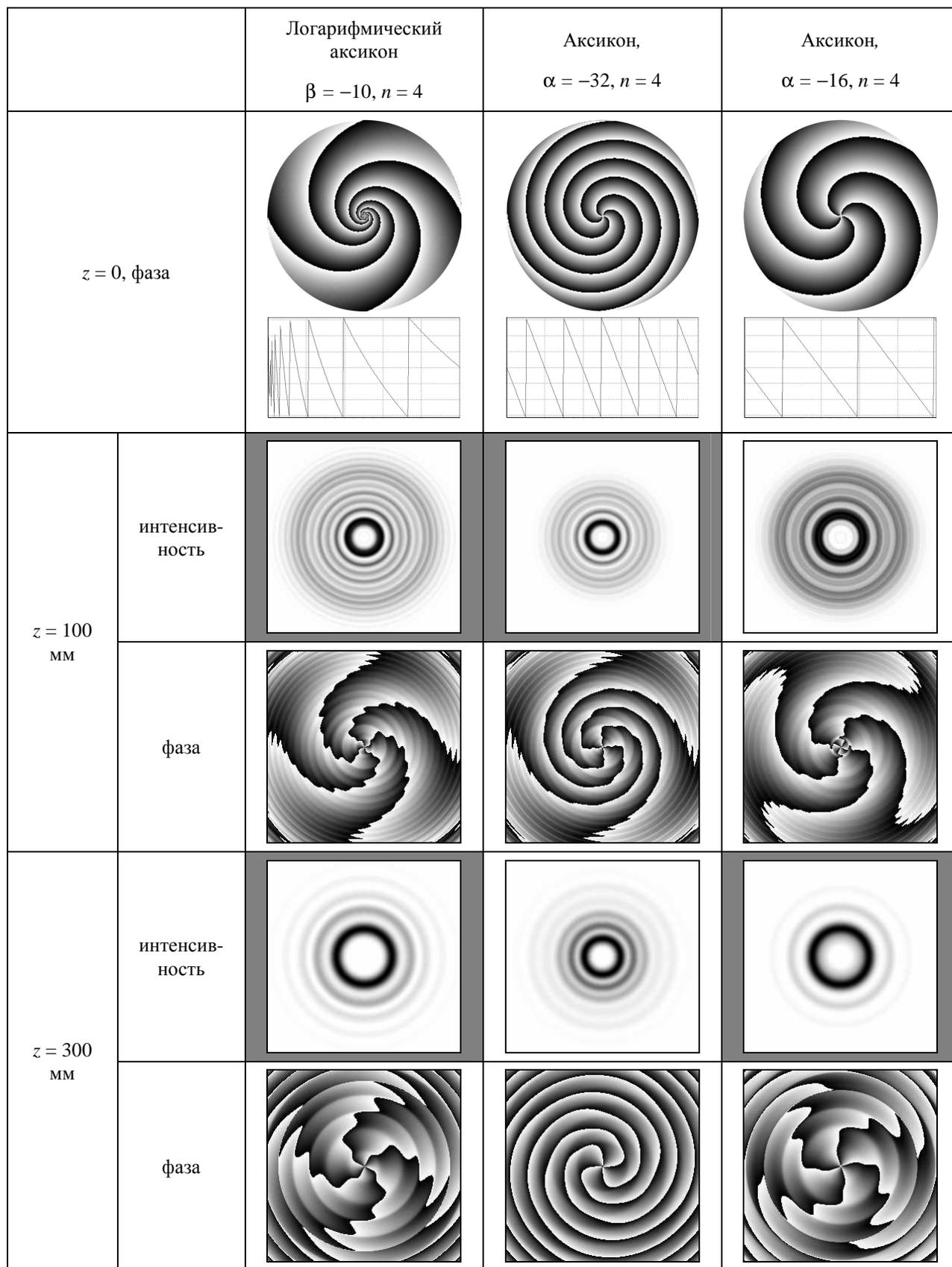
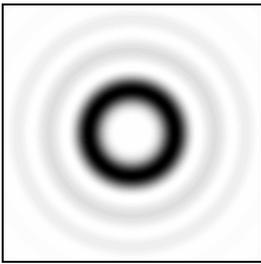
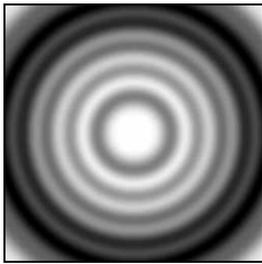
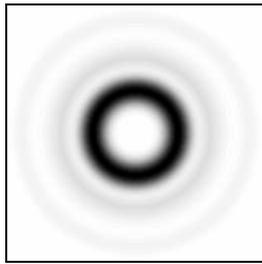
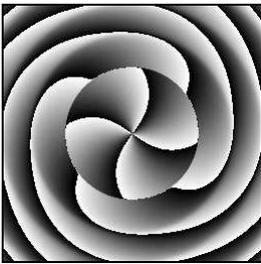
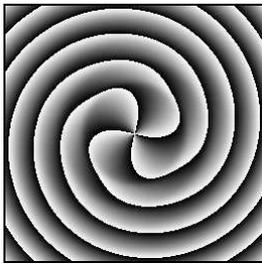
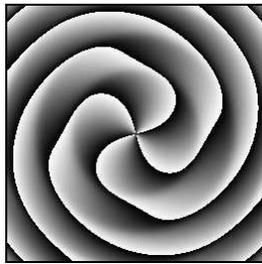
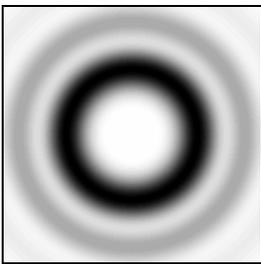
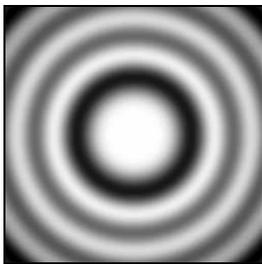
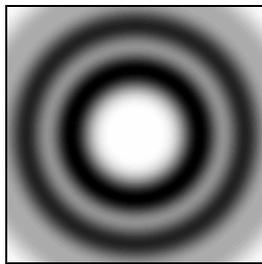
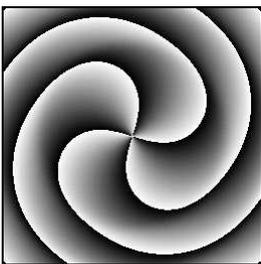
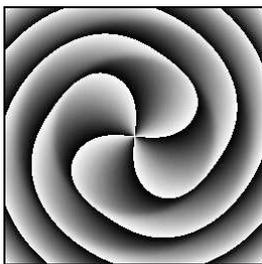
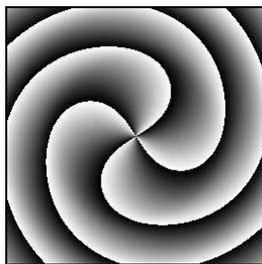
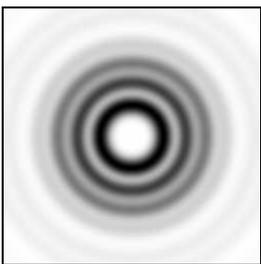
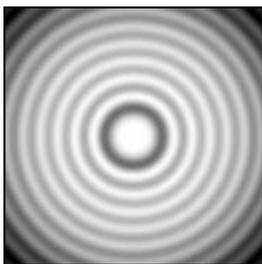
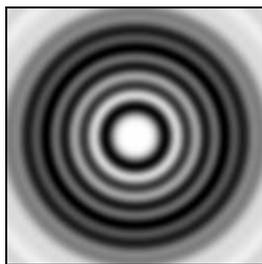
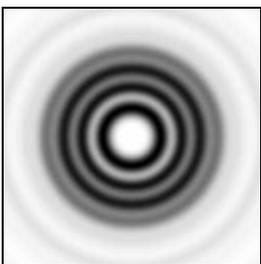
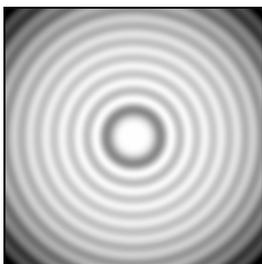
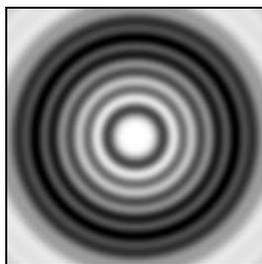


Рис. 10. Сравнение дифракционного винтового ( $n=4$ ) логарифмического аксикона ( $\beta = -10$ ) с аксиконами, формирующими равные по радиусу световые кольца при  $z_1 = 100$  мм (в этом случае  $\alpha = -32$ ) и при  $z_2 = 300$  мм (в этом случае  $\alpha = -16$ )

$z = 500$ мм	интенсивность			
	фаза			
$z = 800$ мм	интенсивность			
	фаза			
$z = 1600$ мм, интенсивность, масштаб увеличен в 4 раза				
$z = 3000$ мм, интенсивность, масштаб увеличен в 8 раз				

Продолжение рис. 10

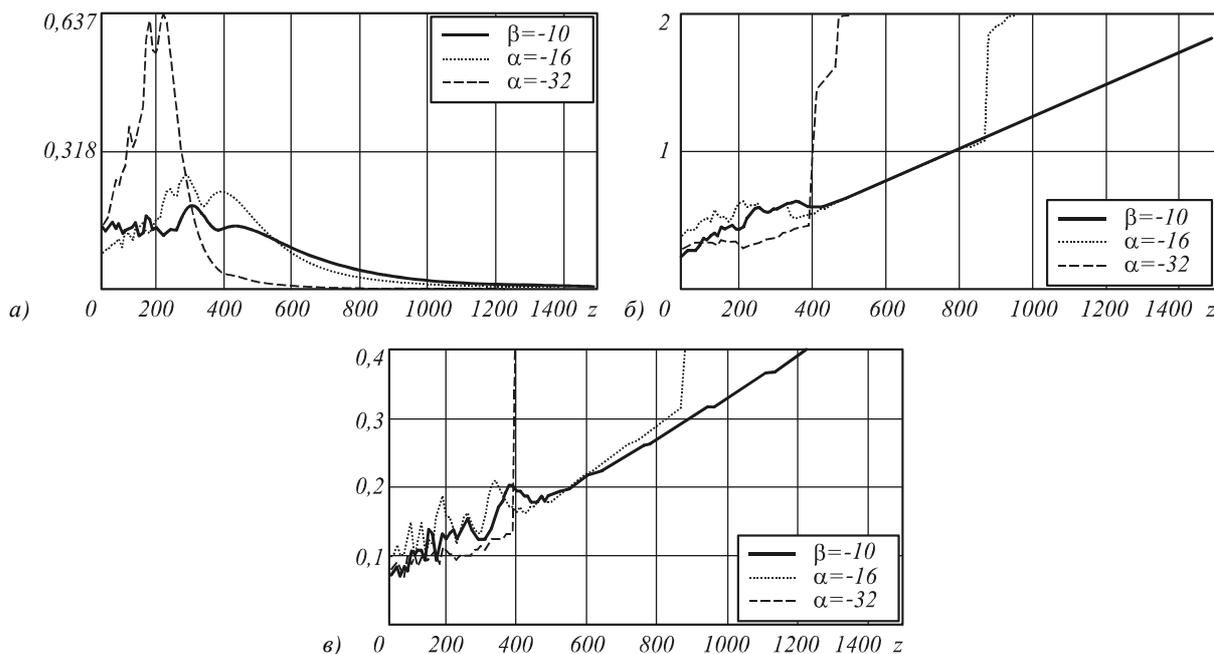


Рис. 11. Сравнение формирования световой трубки ( $n=4$ ) дифракционным логарифмическим аксиконом с  $\beta = -10$  (толстая линия) и аксиконами с  $\alpha = -16$  (тонкая линия) и  $\alpha = -32$  (штриховая линия): зависимость от расстояния  $z$  (а) значения интенсивности на центральном кольце, (б) радиуса центрального кольца, (в) толщины центрального кольца.

6. **Parigger, C.** Spherical aberration effects in lens-axicon doublets: theoretical study / Christian Parigger, Y. Tang, D. H. Plemmons, and J. W. L. Lewis // *Appl. Opt.* – 1997. – V. 36, N. 31. – P. 8214-8221.
7. **Sochacki, J.** Phase retardation of the uniform-intensity axilens / J. Sochacki, S. Bara, Z. Jaroszewicz, A. Kolodziejczyk // *Opt. Lett.* – 1992. – V. 17, N. 1. – P. 7-9.
8. **Mikuła, G.** Imaging with extended focal depth by means of lenses with radial and angular modulation / G. Mikuła, Z. Jaroszewicz, A. Kolodziejczyk, K. Petelczyc, and M. Sypek // *Opt. Express.* – 2007. – V. 15, N. 15. – P. 9184-9193.
9. **Котляр, В.В.** Дифракционный расчет фокусаторов в продольный отрезок / В.В. Котляр, В.А. Соифер, С.Н. Хонина // *Письма в ЖТФ.* – 1991. – Т. 17, № 24. – С. 63-66.
10. **Kotlyar, V.V.** Focusators into the longitudinal segment and multi-focal lenses / V.V. Kotlyar, S.N. Khonina, V.A. Soifer // *Компьютерная оптика.* – 1993. – № 13. – С. 12-15.
11. **Turunen, J.** Holographic generation of diffraction-free beams / J. Turunen, A. Vasara, and A. T. Friberg // *J. Appl. Opt.* – 1988. – V. 27, N. 19. – P. 3959-3962.
12. **Khonina, S. N.** The phase rotor filter / S. N. Khonina, V. V. Kotlyar, M. V. Shinkaryev, V. A. Soifer, and G. V. Uspleniev // *J. Mod. Opt.* – 1992. – V. 39. – P. 1147-1154.
13. **Chattrapiban, N.** Generation of nondiffracting Bessel beams by use of a spatial light modulator / Narupon Chattrapiban, Elizabeth A. Rogers, David Cofield, Wendell T. Hill, III, Rajarshi Roy // *Opt. Lett.* – 2003. – V. 28, N. 22. – P. 2183-2185.
14. **Khonina, S.N.** Rotation of microparticles with Bessel beams generated by diffractive elements / S.N. Khonina, V.V. Kotlyar, R.V. Skidanov, V.A. Soifer, K. Jefimovs, J. Simonen, J. Turunen // *J. of Modern optics.* – 2004. – V. 51, N. 14. – P. 2167-2184.
15. **Котляр, В.В.** Дифракция конической волны и гауссового пучка на спиральной фазовой пластинке / В.В. Котляр, А.А. Ковалев, С.Н. Хонина, Р.В. Скиданов, В.А. Соифер, Я. Турунен // *Компьютерная оптика.* – 2005. - № 28. – С. 29-36.
16. **Kotlyar, V.V.** Generating hypergeometric laser beams with a diffractive optical element / V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, R.V. Skidanov, S.N. Khonina, and J. Turunen // *Appl. Opt.* – 2008. – V. 47, N. 32. – P. 6124-6133.
17. **Хонина, С.Н.** Исследование свойств ограниченных гипергеометрических лазерных пучков / С.Н. Хонина, С.А. Балалаев // *Компьютерная оптика* – 2008. - Т. 32, № 3. – С. 226-233.
18. **Балалаев, С.А.** Сравнение свойств гипергеометрических мод и мод Бесселя / С.А. Балалаев, С.Н. Хонина // *Компьютерная оптика.* – 2007. - Т. 31, № 4. – С. 23-28.
19. **Khonina, S. N.** Encoded binary diffractive element to form hyper-geometric laser beams / S.N. Khonina, S.A. Balalayev, R.V. Skidanov, V.V. Kotlyar, B. Paivanranta, J. Turunen // *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* – 2009. – V. 11. – P. 065702 (7pp).
20. **Indebetouw, G.** Nondiffracting optical fields: some remarks on their analysis and synthesis // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 1989. – V. 6, N. 1. – P. 150-152.
21. **Durnin, J.** Exact solutions for nondiffracting beams. I. The scalar theory // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 1987. – V. 4, N. 4. – P. 651-654.

### References

1. McLeod J.H., The axicon: a new type of optical element, *J. Opt. Soc. Am.* 44, 592-597 (1954).
2. R. M. Herman and T. A. Wiggins, Production and uses of diffractionless beams, *J. Opt. Soc. Am. A* 8(6), 932-942 (1991)
3. N. Davidson, A. A. Friesem, and E. Hasman, Holographic axilens: high resolution and long focal depth, *Opt. Lett.* 16(7), 523-525 (1991)

4. Jie Lin, Jianlong Liu, Jiasheng Ye, and Shutian Liu, Design of microlenses with long focal depth based on the general focal length function, *J. Opt. Soc. Am. A* 24(6), 1747-1751 (2007).
5. Burvall, A. Axicon imaging by scalar diffraction theory, PhD thesis, Stockholm, 2004
6. Christian Parigger, Y. Tang, D. H. Plemmons, and J. W. L. Lewis, Spherical aberration effects in lens-axicon doublets: theoretical study, *Appl. Opt.* 36(31), 8214-8221 (1997)
7. J. Sochacki, S. Bara, Z. Jaroszewicz, A. Kolodziejczyk, Phase retardation of the uniform-intensity axilens, *Opt. Lett.* 17(1), 7-9 (1992).
8. G. Mikuła, Z. Jaroszewicz, A. Kolodziejczyk, K. Petelczyc, and M. Sypek, Imaging with extended focal depth by means of lenses with radial and angular modulation, *Opt. Express.* 15(15) 9184-9193 (2007)
9. V. V. Kotlyar, V. A. Soifer, S. N. Khonina, Diffractive design of focusators generating a longitudinal line, *Letters of JTP*, 17 (24), 63-66 (1991) – [in Russian].
10. Kotlyar V.V., Khonina S.N., Soifer V.A., Focusators into the longitudinal segment and multi-focal lenses, *Computer Optics*, 13, 12-15 (1993).
11. J. Turunen, A. Vasara, and A. T. Friberg, Holographic generation of diffraction-free beams, *J. Appl. Opt.* 27(19), 3959-3962 (1988);
12. S. N. Khonina, V. V. Kotlyar, M. V. Shinkaryev, V. A. Soifer, and G. V. Uspleniev, The phase rotor filter, *J. Mod. Opt.* 39, 1147-1154 (1992).
13. Narupon Chattapiban, Elizabeth A. Rogers, David Cofield, Wendell T. Hill, III, Rajarshi Roy, Generation of nondiffracting Bessel beams by use of a spatial light modulator, *Opt. Lett.* 28(22), 2183-2185 (2003)
14. Khonina S.N., Kotlyar V.V., Skidanov R.V., Soifer V.A., Jefimovs K., Simonen J., Turunen J., Rotation of microparticles with Bessel beams generated by diffractive elements, *Journal of Modern optics*, 51(14), 2167-2184 (2004)
15. Kotlyar V.V., Kovalev A.A., Khonina S.N., Skidanov R.V., Soifer V.A. and Turunen J., Diffraction of a conic wave and a Gaussian beam on a spiral phase plate, *Computer Optics* 28, 29-36 (2005). – [in Russian].
16. Kotlyar V.V., Kovalev A.A., Skidanov R.V., Khonina S.N., and Turunen J., Generating hypergeometric laser beams with a diffractive optical element, *Appl. Opt.*, 47(32), 6124-6133 (2008)
17. Khonina S. N., Balalayev S. A., Research of properties of the limited hypergeometrical laser beams, *Computer Optics*, 32(3), 226-233 (2008). – [in Russian].
18. Balalayev S. A., Khonina S. N., Comparing properties of hypergeometrical modes and Bessel modes, *Computer Optics* 31(4) 23-28 (2007). – [in Russian].
19. Khonina S. N., Balalayev S. A., Skidanov R. V., Kotlyar V. V., Paivanranta B., Turunen J., Encoded binary diffractive element to form hyper-geometric laser beams, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* 11 (2009) 065702 (7pp)
20. G. Indebetouw, Nondiffracting optical fields: some remarks on their analysis and synthesis, *J. Opt. Soc. Am. A* 6(1) 150-152 (1989)
21. Durnin J., Exact solutions for nondiffracting beams. I. The scalar theory, *J. Opt. Soc. Am. A* 4(4) 651-654 (1987).

#### **THE COMPARATIVE ANALYSIS OF THE INTENSITY DISTRIBUTIONS FORMED BY DIFFRACTIVE AXICON AND DIFFRACTIVE LOGARITHMIC AXICON**

*Svetlana Nikolaevna Khonina<sup>1,2</sup> (leading researcher, professor, email: [khonina@smr.ru](mailto:khonina@smr.ru))*

*Sergey Anatolyevich Balalae<sup>2</sup> (postgraduate-student, email: [sof.bix@mail.ru](mailto:sof.bix@mail.ru))*

<sup>1</sup>*Institution of Russian Academy of Sciences, Image Processing Systems Institute RAS,*

<sup>2</sup>*S.P. Korolyov Samara State Aerospace University*

*Molodogvardeiskaya 151, Samara, 443001, Russia*

#### **Abstract**

By means of numerical simulation comparison of two types diffractive axicons - linear and logarithmic - under characteristics of formed distributions of intensity both longitudinal, and cross-section is conducted. Depth of axial focusing and width of a formed light spot or the central light ring (for vortical axicons) were estimated. Advantages of logarithmic axicon in compare with linear axicon are shown at formation of narrow axial light threads and tubes: there is not only uniformity of intensity distribution along an optical axis, but also essential increase of a focal zone.

**Keywords:** limited nondiffractive beams, diffractive linear (conical) axicon, diffractive logarithmic axicon, focal depth, focal spot size.

*В редакцию поступила 11.05.2009г.*