

УДК 535.42

С.Н. КУРИЛКИНА, Е.Е. УШАКОВА

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ БЕССЕЛЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ С ПОМОЩЬЮ АКСИКОНА

Peculiarities of femtosecond Bessel light beams formation depending on axicon shape are investigated. It is shown that conical lens blunt tip causes significant differences of structure of light fields formed after it in comparison with one obtained by means of ideal axicon. A method is proposed to eliminate influence of real axicon blunt tip: dielectric mirror (photonic crystal) is carried on the place of cut blunt tip.

В настоящее время пристальное внимание ученых привлекают бесселевы световые пучки (БСП), обладающие рядом уникальных свойств (сохранение высокой интенсивности в приосевой области на больших расстояниях, значительно меньшая в сравнении с традиционными пучками дифракционная расходимость центрального максимума [1]) и нашедшие широкое применение в оптической когерентной томографии [2], при управлении микро- и наночастицами [3], высокоточной резке-сварке, микрообработке отверстий [4]. Для формирования БСП широко используются аксиконы, или конические линзы [5]. Генерация бесселевых световых пучков с помощью конической линзы отличается малыми световыми потерями в сравнении с другими методами получения таких полей (например, с помощью кольцевых диафрагм [6]). Формирование светового пучка аксиконом происходит в результате линейной по поперечной координате фазовой задержки для падающего светового поля. Так, в случае плоской волны на выходе из аксикона генерируется бесселев световой пучок, обладающий в радиальном сечении интенсивностью, описываемой квадратом функции Бесселя нулевого порядка. Если же на аксикон падает гауссов пучок, то результирующее световое поле характеризуется поперечным профилем интенсивности, подобным бесселевому.

Идеальный аксикон представляет собой конус, имеющий на вершине особую точку. Однако в результате обработки конической линзы при изготовлении таковой не наблюдается. В [7, 8] показано, что форма реального аксикона вблизи его вершины достаточно хорошо аппроксимируется гиперболическим профилем сечения. Экспериментально установлено [7, 8], что отличие реального аксикона от идеального приводит к существенным изменениям в продольном распределении интенсивности формируемых монохроматических световых полей.

В последнее время широкое применение в системах дистанционного зондирования, при управлении электрическим разрядом [9], образовании кластерной плазмы [10], миниатюризации носителей информации [11] находят фемтосекундные импульсы, характеризующиеся высокой локализацией световой энергии. Однако проблемой, ограничивающей перспективы их использования, является существенное дисперсионное расплывание данных полей. В связи с этим представляет интерес формирование квазибездифракционных и квазибездисперсионных импульсных пучков, которое, как показано в [12], оказывается возможным с помощью аксикона.

В настоящей работе проводится детальное изучение фемтосекундных бесселевых световых пучков, формируемых с помощью аксикона. Значительное внимание уделяется изучению влияния формы реального аксикона на структуру импульсных пучков.

**Особенности формирования фемтосекундного бесселева светового пучка
с помощью идеального и неидеального аксиконов**

Как известно (см., например, [13]), идеальный аксикон характеризуется функцией пропускания:

$$T_{id}(r, \omega) = \exp[-ik\gamma(n(\omega) - 1)r], \quad (1)$$

где $k = \omega/c$ – волновое число, γ – угол при основании (считаем его малым), $n(\omega)$ – показатель преломления материала аксикона. В случае реального (неидеального) аксикона для аппроксимации формы конической линзы вблизи закругленной вершины будем использовать гиперболический профиль сечения. Тогда функция пропускания неидеального аксикона приобретает вид [7, 8]:

$$T_{neid} = \exp\left\{-ik\gamma[n(\omega) - 1]R_h \operatorname{tg}^2(\gamma) \sqrt{1 + r^2/R_h^2} \cdot \operatorname{tg}^2(\gamma)\right\} \text{ при } r \leq r_h, \quad (1 \text{ а})$$

$$T_{neid} = \exp\{-ik[n(\omega) - 1]r \cdot \operatorname{tg}(\gamma)\} \text{ при } r > r_h, \quad (1 \text{ б})$$

где R_h – радиус кривизны закругления вершины, r_h – максимальное значение радиальной координаты, при котором еще проводится аппроксимация гиперболическим профилем.

Пусть вдоль оптической оси z на аксикон, вершина которого совмещена с точкой $z = 0$, падает импульс с огибающей гауссовой формы и амплитудой, зависящей от поперечной координаты r :

$$E(r, t) = E_0 \cdot \exp(-r^2/2w^2) \exp(-t^2/t_0^2) \exp(i\omega_0 \cdot t), \quad (2)$$

где константа t_0 связана с начальной длительностью импульса τ_0 , определяемой по уровню половины от максимальной мощности излучения, соотношением $t_0 = \tau_0/\sqrt{2 \ln 2}$; w – радиус (полуширина) импульса по уровню интенсивности, равному e^{-1} максимальной интенсивности; ω_0 – центральная частота импульса.

Как известно, аксикон отклоняет падающий импульс на угол $\varphi = (n(\omega) - 1)\gamma$ по отношению к продольной оси z . За конической линзой формируются две характерные зоны. Первая, бездифракционная зона отличается тем, что в ней все отклоненные аксиконом парциальные волны, составляющие импульс, интерферируют друг с другом, формируя бесселево распределение интенсивности. Ее продольный размер может быть рассчитан как $z_0 = w/\varphi$. В другой, следующей за бездифракционной зоне волны отклоняются по различным направлениям, не перекрываются и поперечный профиль интенсивности формируемого светового поля представляет собой кольцо.

Используя дифракционный интеграл Кирхгофа [14], преобразование амплитуды одной частотной компоненты импульса, вносимое аксиконом, можно представить в виде

$$E(r, z, \omega) = ik/z \cdot \exp(ikr^2/2z) \int_0^R T_{id/neid}(r', \omega) \exp(-r'^2/2w^2) \times \\ \times \exp(ikr'^2/2z) J_0(kr'r/z) r' dr', \quad (3)$$

где $T_{id/neid}$ – функция пропускания идеального либо неидеального аксиконов.

Принимая во внимание вклад всех частотных составляющих импульса, а также выражение (3), получаем выражение для электрической напряженности импульсного пучка, формируемого аксиконом:

$$E(r, z, t) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} t_0 \cdot \exp(-\omega^2 t_0^2/4) E(r, z, \omega) \exp\{i[k_z(\omega)z - \omega t]\} d\omega. \quad (4)$$

Продольная составляющая волнового вектора $k_z(\omega) = k \cdot \cos\{\gamma[n(\omega) - 1]\}$ может быть аппроксимирована следующим образом [15]:

$$k_z(\omega) = k_{z,0} + k'_{z,0}(\omega - \omega_0) + 1/2 \cdot k''_{z,0}(\omega - \omega_0)^2 + 1/6 \cdot k'''_{z,0}(\omega - \omega_0)^3 + \dots, \quad (5)$$

где $k'_{z,0}$, $k''_{z,0}$, $k'''_{z,0}$ – первая, вторая и третья производные продольной компоненты волнового вектора по частоте в точке $\omega = \omega_0$, называемые первым, вторым и третьим дисперсионным параметром соответственно. При распространении сверхкоротких импульсов в диспергирующих средах (в случае попадания импульса в область «нулевой дисперсии») необходимо учитывать дисперсионный параметр третьего порядка $k'''_{z,0}$. Однако в ситуациях, удовлетворяющих условию $k''_{z,0}(\omega - \omega_0)^2 \gg k'''_{z,0}(\omega - \omega_0)^3$, оправданным является пренебрежение третьим слагаемым в (5).

В результате интегрирования с учетом удержания в (5) частотных слагаемых до второго порядка включительно (4) можно представить в виде

$$E(r, z, t) = \exp[i(k_{z,0}z - \omega_0 t)] \times \\ \times \left[E(r, z, \omega_0) / (1 - 2i\mu)^{1/2} - 4i\tau E_{1,0} / t_0 (1 - 2i\mu)^{3/2} + E_{2,0} (1 - 2i\mu - 2\tau^2) / t_0^2 (1 - 2i\mu)^{5/2} \right] \times \\ \times \exp(-\tau^2 / 1 - 2i\mu), \quad (6)$$

где $\mu = k'_{z,0} z / t_0^2$, $E_{1,0} = \left. \frac{\partial E(r, z, \omega)}{\partial \omega} \right|_{\omega_0}$, $E_{2,0} = \left. \frac{\partial^2 E(r, z, \omega)}{\partial \omega^2} \right|_{\omega_0}$, $\tau = \frac{t - k'_{z,0} z}{t_0}$.

На основании выражения (6) проведем изучение особенностей формы огибающей на оси фемтосекундного бесселева светового пучка, сформированного с помощью идеального и неидеального аксиконов в бездифракционной зоне, а также его профиля приосевой интенсивности как в бездифракционной зоне, так и за ее пределами. При расчетах выберем следующие значения параметров аксикона и импульса: угол при основании аксикона $\gamma = 2^\circ$, показатель преломления материала аксикона (плавленого кварца) $n(\omega) = \sqrt{1 + 196,82 / (179,02 - 1,54 \cdot 10^{-12} \cdot \omega^2 / (2 \cdot \pi \cdot c)^2)}$ [16], радиус кривизны закругления вершины неидеального аксикона $R_h = 130$ мм, $r_h = 0,85$ мм, полуширины импульса $w_1 = 0,45$ мм, $w_2 = 2$ мм и продольный размер бездифракционной зоны $z_{01} \sim 2,6$ см, $z_{02} \sim 11,5$ см соответственно.

Как показывает численный эксперимент, форма огибающей фемтосекундного светового пучка за идеальным аксиконом характеризуется ярко выраженным максимумом. Однако в случае неидеального аксикона ее форма видоизменяется: вокруг максимума формируются сателлиты (рис. 1 а).

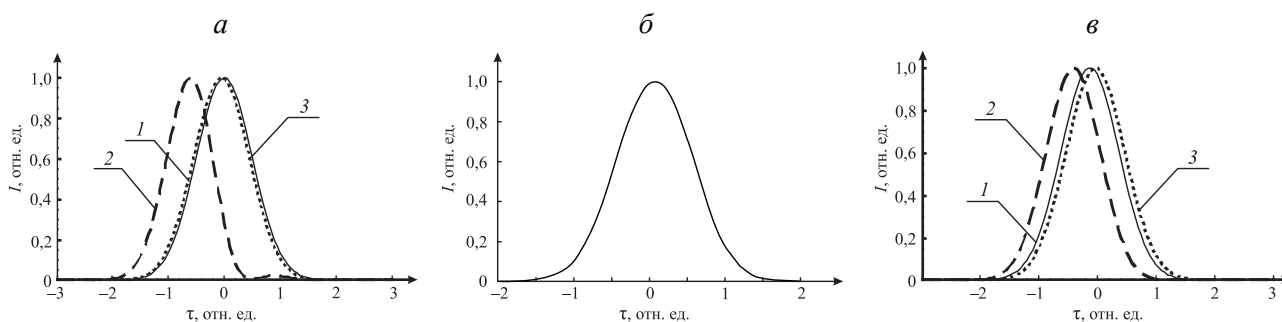


Рис. 1. Зависимость аксиальной интенсивности, нормированной на ее максимальное значение, от параметра $\tau = (t - k'_{z,0} z) / t_0$:

а – на аксикон (идеальный (1), неидеальный (2), с напылением из фотонного кристалла (3)) с базовым углом 2° падает гауссов импульс с полушириной $w_1 = 0,45$ мм и длительностью $t_0 = 500$ фс. Расстояние от аксикона $z = 2,6$ см; б – на неидеальный аксикон с базовым углом 2° падает лаггер-гауссов импульс с поперечным профилем: $r \exp(-r^2 / 2w^2)$, $w = 3$ мм и начальной длительностью $t_0 = 70$ фс. Расстояние от аксикона $z = 10$ см; в – на аксикон (идеальный (1), неидеальный (2), с напылением из фотонного кристалла (3)) с базовым углом 2° падает гауссов импульс с $w_1 = 0,45$ мм и $t_0 = 500$ фс. Расстояния от идеального $z = 1,9$ см, неидеального аксикона $z = 6,4$ см, аксикона с напылением из фотонного кристалла $z = 6,3$ см соответствуют максимумам аксиальной интенсивности

Деформация огибающей обусловлена следующим. Неидеальный аксикон в первом приближении можно аппроксимировать совокупностью усеченного конуса и плосковыпуклой линзы, роль которой играет закругление на вершине. Данное приближение является справедливым для падающих на аксикон пучков, удовлетворяющих условию $w \leq r_{hyp}$. Таким образом, при падении на аксикон монохроматического гауссова пучка дифрагированное световое поле представляет собой суперпозицию бесселева (сформированного частью аксикона, ограниченной усеченной конической поверхностью) светового пучка и пучка лаггер-гауссова типа с азимутальным индексом, равным нулю (сформированного линзой). О формировании указанного лаггер-гауссова пучка при падении на аксикон узкого гауссова светового пучка свидетельствуют результаты численного эксперимента (рис. 2).

При падении на аксикон гауссова импульса возникновение для каждой его частотной составляющей дополнительного лаггер-гауссова пучка обуславливает формирование за конической линзой двух импульсных пучков, распространяющихся с различными групповыми скоростями. Вследствие малой длительности падающего импульса и различия групповых скоростей, сформированных аксиконом импульсных пучков, они пространственно разделяются в продольном направлении.

Для подтверждения объяснения предсказанного эффекта мы исследовали особенности трансформации аксиконом импульсов с лаггер-гауссовым поперечным профилем высших порядков, огибающая которых описывается выражением

$$E(r, t) = E_0 \exp\left(-\frac{t^2}{t_0^2}\right) \exp\left(-\frac{r^2}{2w^2}\right) \left(\frac{r}{\sqrt{2}w}\right)^m L_n^m\left(\frac{r^2}{w^2}\right) \exp(im\varphi) \exp(i\omega_0 t),$$

где $L_n^m(x)$ – полиномы Лагерра, $\exp(im\varphi)$ – фазовый множитель. Отличительной особенностью лаггер-гауссовых импульсов высших порядков ($m \neq 0$) является наличие минимума интенсивности вдоль его оси, что исключает появление дифракционных эффектов на вершине аксикона. Результаты численного моделирования, проведенного в соответствии с (3), (6) с учетом замены в (3)

$$\exp\left(-\frac{r^2}{2w^2}\right) \rightarrow \exp\left(-\frac{r^2}{2w^2}\right) \left(\frac{r}{\sqrt{2}w}\right)^m L_n^m\left(\frac{r^2}{w^2}\right) \exp(im\varphi),$$

показывают, что в данном случае за конической линзой формируется один импульсный пучок (см. рис. 1 б). Это подтверждает высказанное предположение о причине возникновения сателлита в случае падения на аксикон гауссова импульса.

Расчет, проведенный в соответствии с полученными выражениями, выявил существенные различия в профилях приосевой интенсивности фемтосекундного светового пучка, сформированного идеальным и неидеальным аксиконом (рис. 3). В отличие от идеального для реального аксикона зависимость аксиальной интенсивности от координаты в направлении распространения характеризуется многочисленными осцилляциями, а также дополнительным максимумом вне бездифракционной зоны

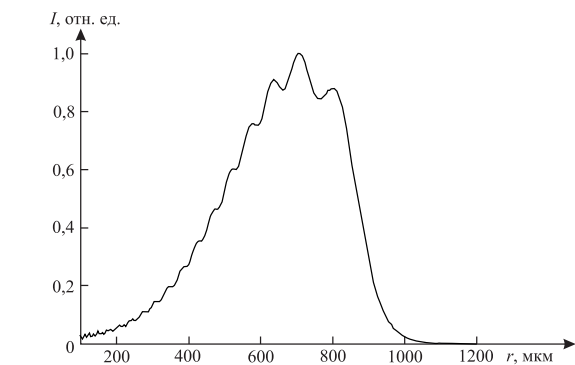


Рис. 2. Радиальное распределение интенсивности излучения, нормированной на ее максимальное значение, наблюдаемое при $r = 712$ мм, в монохроматическом бесселевом световом пучке с длиной волны $\lambda = 840$ нм, сформированном аксиконом из гауссова пучка с размером перетяжки $w = 0,45$ мм. Расстояние от аксикона $z = 2,8$ см

(рис. 3 б). Данный второй максимум в области $z \sim 260 \div 270$ мм (см. рис. 3 б) обусловлен влиянием закругления на вершине реального аксикона, действующего как плосковыпуклая линза, фокусирующая проходящее через область закругления световое поле. Фокусное расстояние рассчитывается по известной для линзы формуле $1/F = (n(\omega) - 1)(1/R_1 - 1/R_2) \sqrt{a^2 + b^2}$ и составляет с учетом значений параметров аксикона 260 мм.

Следует отметить, что появление многочисленных осцилляций приводит к значительному снижению аксиальной интенсивности ($I(r = 0)$) и, как показывает проведенный в соответствии с соотношением (6) расчет, к увеличению побочных максимумов в радиальном распределении интенсивности формируемого за аксиконом поля (см. рис. 3). Установлено, что при падении гауссова импульса с полушириной $w_1 = 0,45$ мм, длительностью $t_0 = 500$ фс и интенсивностью $I_0 = 6,3$ МВт/см² максимально достижимые значения аксиальной интенсивности световых полей, сформированных с помощью идеального и неидеального аксиконов, соотносятся как 90:8. С увеличением полуширины падающего на неидеальный аксикон импульса (когда она превышает область закругления вершины конической линзы) осцилляции усиливаются (рис. 3 д), что объясняется интерференцией световых полей, прошедших через периферийную и центральную части аксикона. При этом в случае падения на коническую линзу импульса полушириной $w_1 \geq 2$ мм максимальные значения аксиальной интенсивности за идеальным и реальным аксиконом оказываются равными.

Таким образом, полученные результаты показывают, что отличие формы реального аксикона от таковой для идеальной конической линзы обуславливает существенные изменения пространственно-временных и энергетических характеристик фемтосекундных бесселевых световых пучков.

Наиболее важной является проблема подавления осцилляций аксиальной интенсивности формируемого импульса при распространении. Для ее решения может быть использована круглая пластинка размером порядка радиуса кривизны закругления, как это предлагалось, например, при экспериментальном исследовании монохроматических световых полей, формируемых реальным аксиконом [7]. Однако это приводит к дополнительным (до 10 %) световым потерям, а также нежелательным дифракционным эффектам на краях пластинки. Представляет интерес изучение возможности

устранения указанных осцилляций аксиальной интенсивности при низких световых потерях. С этой целью может быть использовано диэлектрическое зеркало, представляющее собой периодически чередующиеся диэлектрические слои с показателями преломления n_1, n_2 и толщиной d_1, d_2 соответственно, нанесенное на место срезанной области вблизи вершины аксикона. Такое зеркало, или одномерный фотонный кристалл (ФК), обладает свойством отражать излучение длин волн, попадающих в так называемую фотонную запрещенную зону [17], середина которой соответствует ω_0 при выполнении условия

$$n_1 \cdot d_1 = n_2 \cdot d_2 = \lambda_0/4 = \pi c/2\omega_0.$$

Описать взаимодействие излучения с фотонным кристаллом можно с помощью матричного метода, позволяющего выразить коэффициент пропускания структуры, равный отношению напряженностей электрического поля на выходе и входе, через параметры ФК [18]. Основываясь на формулах [18], а также соотношении (6), численно проанализируем особенности формирования импульсного поля с помощью аксикона с напылением в виде фотонного кристалла. Для расчета будем использовать модель фотонного кристалла из $N = 10$ периодов чередующихся слоев плавленого кварца и оксида циркония ($n_1 = 1,45, d_1 = 108$ нм, $n_2 = 2,0, d_2 = 78$ нм) с шириной фотонной запрещенной зоны $\Delta\omega = 0,4 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$, что позволяет отражать импульсы начальной длительностью от 20 фс. Следовательно, часть падающего на аксикон импульса, которая встречает на своем пути напыление из фотонного кристалла, не проходит далее и не участвует в формировании фемтосекундного бesselева светового пучка. Численное моделирование показывает, что как огибающая (рис. 1), так и профиль приосевой интенсивности (рис. 3 в, е) фемтосекундного бesselева светового пучка, полученного с помощью конической линзы с напылением, практически совпадают с таковыми для импульсного пучка, сформированного с помощью идеального аксикона. Согласно оценкам при падении гауссова импульса с полушириной $w_1 = 0,45$ мм, длительностью $t_0 = 500$ фс и интенсивностью $I_0 = 6,3 \text{ МВт/см}^2$ максимально достижимые значения аксиальной интенсивности световых полей, сформированных с помощью идеального аксикона и аксикона с напылением, соотносятся как 90:5. Однако при увеличении полуширины падающего импульса вплоть до значений $w > r_h$ максимальные значения аксиальной интенсивности световых полей за указанными аксиконами оказываются равными. Таким образом, использование конической линзы с напылением представляет интерес при выполнении условия $w > r_h$ (см. рис. 3). При этом часть падающего излучения, отраженная от аксикона, может быть выведена из схемы и использована в дальнейшем.

В результате проведенного исследования особенностей формирования фемтосекундных бesselевых световых пучков в зависимости от формы аксикона как в бездифракционной зоне, так и за ее пределами установлено, что отличие формы реального аксикона от идеального обуславливает де-

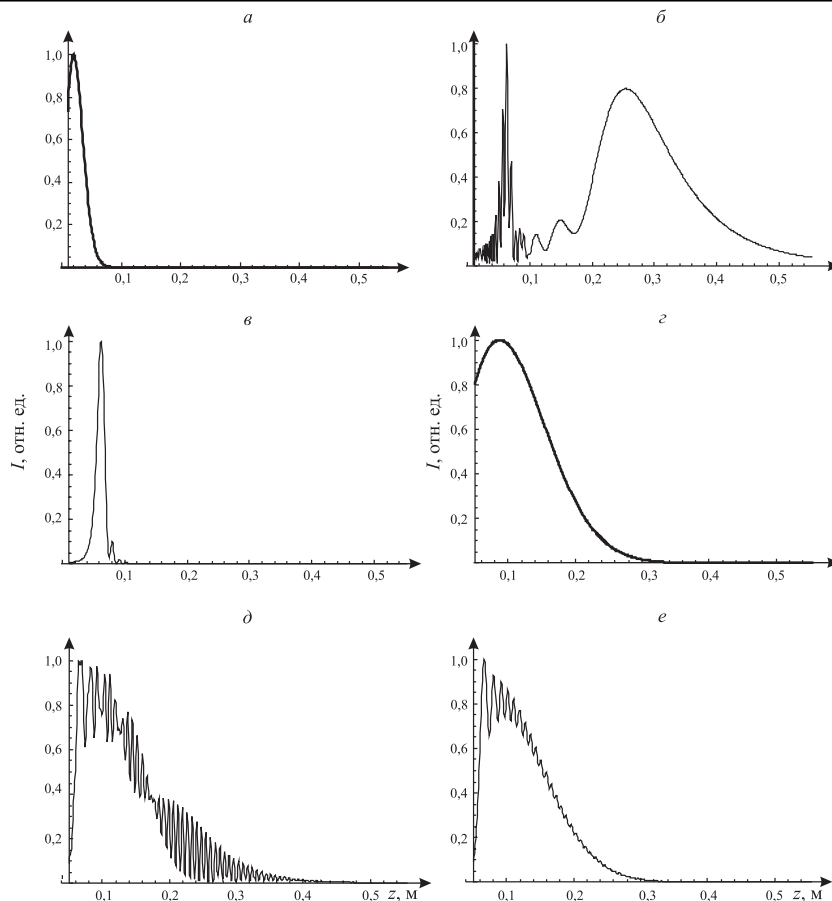


Рис. 3. Зависимость от продольной координаты z нормированной на максимальное значение аксиальной интенсивности $I_{\text{макс}}$ фемтосекундного бesselева пучка полушириной $w_1 = 0,45$ мм ($a-e$), 2 мм ($z-e$), сформированного с помощью идеального (a, z), неидеального (b, d), с напылением из фотонного кристалла ($в, e$) аксиконов при начальной длительности падающего на аксикон импульса $t_0 = 500$ фс

формацию огибающей формируемого импульсного пучка при его распространении, проявляющуюся в возникновении сателлита, а также в периодическом перераспределении энергии в поперечном сечении (ее перекачке из центрального максимума в побочные). При этом с увеличением полуширины падающего на аксикон гауссова импульса перераспределение энергии в поперечном сечении бесселева импульсного пучка при его распространении становится более частым; амплитуда изменений аксиальной интенсивности возрастает. Данные особенности формируемых импульсов вызваны влиянием закругления вершины реального аксикона.

Предложен метод устранения влияния неидеальности аксикона на формируемый импульсный пучок, заключающийся в нанесении на область срезанной вершины диэлектрического зеркала. Показано, что при полуширине падающего импульса, превышающей область среза, огибающая импульсного пучка, полученного с помощью указанного аксикона, фактически совпадает с таковой для поля за идеальным аксиконом. Достоинством данного метода является возможность повторного использования части световой энергии, отраженной диэлектрическим зеркалом.

1. Durnin J., Miceli J.J., Eberly J.H. // Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 58. P. 1499.
2. Ding Z., Ren H., Zhao Y. et al. // Opt. Lett. 2002. Vol. 27. P. 243.
3. Garcés-Chávez V., McGloin D., Melville H. et al. // Nature. 2002. Vol. 419. P. 145.
4. Zeng D., Latham W.P., Kar A. // Opt. Eng. 2006. Vol. 45 (9). P. 094302.
5. McLeod J.H. // J. Opt. Soc. Am. 1954. Vol. 44. P. 592.
6. Durnin J., Miceli J.J., Eberly J.H. // Opt. Lett. 1988. Vol. 13. P. 79.
7. Depret B., Verkerk P., Hennequin D. // Opt. Comm. 2002. Vol. 211. P. 31.
8. Akturk S., Zhou B., Pasquiou B. et al. // Ibid. 2008. Vol. 281. P. 4240.
9. Kasparian J., Rodrigues M., Mejean G. et al. // Science. 2003. Vol. 61. P. 301.
10. Крайнов В.П., Смирнов Б.М., Смирнов М.Б. // УФН. 2007. Т. 177. № 9. С. 953.
11. <http://news.tut.by/it/138678.html>
12. Курилкина С.Н., Рыжевич А.А., Бушук С.Б., Солоневич С.В. // Квантовая электроника. 2008. Т. 38. № 4. С. 349.
13. Hu W., Guo H. // J. Opt. Soc. Am. A. 2002. Vol. 19. P. 49.
14. Ахманов С.А., Никитин С.Ю. Физическая оптика. М., 2004.
15. Борисов В.И., Лебедев В.И., Перепечко С.Н. Введение в оптику ультракоротких лазерных импульсов. Могилев, 2005.
16. Бонч-Бруевич В.Л., Звягин И.П., Кайпер Р. Электронная теория неупорядоченных полупроводников. М., 1967.
17. Yablonovich E. // Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 58. P. 2059.
18. Kurilkina S.N., Belyi V.N., Kazak N.S. // J. Opt. 2010. Vol. 12. № 1. P. 015704.

Поступила в редакцию 10.03.10.

Светлана Николаевна Курилкина – доктор физико-математических наук, профессор кафедры физической оптики.
Екатерина Евгеньевна Ушакова – аспирант кафедры физической оптики. Научный руководитель – С.Н. Курилкина.