

УДК 535.1

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРЕДЕЛЬНО СФОКУСИРОВАННЫХ ИГОЛЬЧАТЫХ ПУЧКОВ С ПРОДОЛЬНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ*

А. Г. Седухин

*Институт автоматики и электрометрии СО РАН,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 1
E-mail: sedukhin@iae.nsk.su*

Проведён сравнительный анализ пространственных вариаций энергетических характеристик предельно сфокусированных игольчатых лазерных пучков с продольной поляризацией, генерируемых оптической системой с селективным тонкоплёночным преобразованием линейной поляризации пучков в радиальную, а также их последующей пространственной фильтрацией и острой кольцевой фокусировкой до субволновых размеров. Для важного частного случая идеальной радиальной поляризации фокусируемого пучка путём численного моделирования проведено сравнение продольных срезов пространственных распределений плотности электрической энергии и модуля вектора Пойнтинга в окрестности фокуса. Показано, что степень их различия существенно возрастает с уменьшением угловой зоны кольцевой фокусировки и введением пространственно-частотной фильтрации. Установлено, что размеры осевой зоны фокусировки пучков, определённые для их центральных лепестков, в первом приближении не зависят от того, в каких энергетических характеристиках они измерены.

Ключевые слова: векторная теория дифракции волн, плотность электрической энергии, поток световой энергии, игольчатые пучки, радиальная поляризация, продольная поляризация.

DOI: 10.15372/AUT20170510

Введение. Хорошо известно, что в широко используемых на практике бегущих световых волнах, распространяющихся преимущественно вдоль фиксированного направления и имеющих слабое интерференционное взаимодействие плосковолновых параксиальных компонентов, векторы электрической (\mathbf{E}) и магнитной (\mathbf{H}) напряжённости, а также направления распространения \mathbf{s} являются взаимно ортогональными в каждой точке пространства. Это — прямое следствие поперечной структуры электромагнитных волн [1] и уравнений Максвелла, справедливых для тех плосковолновых монохроматических спектральных компонентов волн, которыми можно их аппроксимировать. В таких пучках локальные пространственно-временные вариации их энергетических характеристик — усреднённых по времени плотностей электрической и магнитной энергий ($\langle w_e \rangle$ и $\langle w_m \rangle$), а также плотности потока электромагнитной энергии, задаваемой модулем вектора Пойнтинга $|\langle \mathbf{S} \rangle|$, практически совпадают друг с другом с точностью до размерных констант (выражаемых в единицах Дж/м³ и Вт/м²) и являются поэтому эквивалентными характеристиками. Например, при расчёте тонкоплёночных покрытий [2], рассчитанных на пропускание либо отражение однородных волн, усреднённый вектор Пойнтинга часто понимается в косвенном определении как векторная величина, модуль которой в каждой точке равен освещённости, в другой терминологии, интенсивности света I , а направление задаётся

*Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 17-19-01721).

вектором распространения \mathbf{s} . При этом величина освещённости I обычно связывается с полями, описываемыми в скалярном приближении, и рассчитывается как усреднённый во времени квадрат магнитуды электрического либо магнитного поля. Другие же вышеуказанные характеристики принято связывать с векторными полями (с суммированием их ортогонально поляризованных компонентов). Вместе с тем за последнее время наблюдался заметный рост числа приложений, где электромагнитные волны по-прежнему можно рассматривать как однородные, но условия их параксиального распространения и однородности пространственной поляризации не соблюдаются. Это относится, в частности, к остророфокусированным лазерным пучкам со специальными формами функций их аподизации, пространственно-частотной фильтрации и таких неоднородных видов распределений поляризации, как радиальная и азимутальная. Определяя поле таких пучков в соответствии с векторными формами электромагнитной теории дифракции, можно обнаружить, что плотности электрической и магнитной энергии, а также модуль вектора Пойнтинга часто перестают совпадать друг с другом особенно в окрестности самого фокуса. Так, в работах [3, 4] на основе векторной формы дифракционного интеграла Дебая для хорошо скорректированного апланатического объектива с половинным апертурным углом 45° , освещаемого линейно поляризованным монохроматическим коллимированным пучком света, были рассчитаны и сопоставлены между собой детальные контурные карты пространственных распределений усреднённых во времени плотности электрической энергии и модуля вектора Пойнтинга, рассматриваемых во взаимно перпендикулярных меридиональных плоскостях в окрестности фокуса и построенных для фиксированных уровней сравниваемых величин. Карты разнородных величин хотя и отличались друг от друга, но имели достаточно высокое сходство. Однако в предложенных за последнее время новых высокоапертурных системах с радиальной и азимутальной формами поляризации фокусируемого пучка [5–14] сходство пространственных распределений плотности электрической энергии и модуля вектора Пойнтинга часто нарушается в большей степени, чем в системах с традиционной линейной либо круговой поляризацией. Это обусловлено усилением деполаризационных эффектов при отсутствии интерференционного взаимодействия компонентов фокусируемых волн с поляризациями, близкими к ортогональным, и образованием результирующего поля не только с компонентами бегущих волн, но и с преобладающими компонентами стоячих волн. В частности, на оптической оси так называемых игольчатых пучков (пучков с высоким аспектным отношением продольного размера центрального лепестка к поперечному [15–17]) при фокусировке волн с радиальной формой поляризации может наблюдаться чисто электрическое поле при отсутствии магнитного [18, 12]. Электрический вектор \mathbf{E} такого поля ориентирован вдоль оптической оси при нулевой величине вектора магнитного поля \mathbf{H} и его неопределённом направлении вблизи этой оси.

В [19] был предложен метод построения оптических систем для интегрированных и взаимно согласованных узлов преобразования поляризации, пространственно-частотной фильтрации и острой кольцевой фокусировки лазерного пучка в дальней зоне его дифракции на выходной апертуре. Такие пучки могут применяться, например, в высокоразрешающих системах конфокальных оптических микроскопов для регистрации изображений исследуемых структур, системах прямой лазерной записи планарных структур [20] при ориентации на использование в них технологических лазеров ультрафиолетового диапазона длин волн, а также регистрацию либо запись структур в иммерсионной жидкости. Показано, что пучки, генерируемые такими системами в окрестности фокуса, близки к идеальным пучкам Бесселя, поскольку плотность их электрической энергии в цилиндрических координатах практически идеально описывается одним основным спектральным компонентом в виде функции Бесселя нулевого порядка (с аргументом, зависящим только от полярного угла) при поперечном размере центрального лепестка данной плотности энергии, очень близком к скалярному дифракционно-ограниченному пределу и ориентации

стеклянный аксикон, стеклянный наклонно-параболический кольцевой рефлектор (НПКР) и тонкоплёночный поляризатор (ТПП₁) [20]. Поляризатор служит для селекции полезного радиального компонента поляризации из круговой поляризации на входе, а ДОО — для преобразования гауссовой формы пучка в кольцевую для компенсации вихревого компонента входного пучка с круговой поляризацией, а также для дополнительной пространственно-частотной фильтрации пучка. В приведённом масштабе рис. 1 отображает точные формы аксикона и НПКР вместе с соответствующей трассировкой хода световых лучей. В данной конструкции рабочая поверхность НПКР образуется путём вращения части наклонной параболы со своей собственной осью $z_{\text{п}}$ и фокусом F вокруг оптической оси z . Функция $R(\theta)$ для образующей рабочей поверхности АКСИПАР (её верхней части на рис. 1), называемой здесь ИПАР-поверхностью, в полярных координатах имеет вид

$$R(\theta) = R_0[1 + \sin(\alpha)]/[1 + \cos(\theta - \alpha)], \quad (1)$$

где R_0 — радиус ИПАР-поверхности, продолженной до фокальной плоскости ($\theta = \pi/2$); α — угол наклона оптической оси $z_{\text{п}}$ для параболической образующей, используемой для генерации ИПАР-поверхности, по отношению к оптической оси z . Трассировка хода лучей была проведена при следующих параметрах, которые применяются далее также для проведения численного моделирования системы: показателе преломления первой воздушной среды $n_0 = 1$; показателях преломления оптического материала АКСИПАР и среды фокусировки $n_1 = n_f = 1,50$; внутреннем угле кольцевой апертуры $\theta_{\text{вн}} = 66^\circ$; внешнем угле кольцевой апертуры $\theta_{\text{нар}} = 76^\circ$ (при $\sin(\theta_{\text{нар}}) = 0,97$ и числовой апертуре $NA = n_f \sin(\theta_{\text{нар}}) = 1,46$); угле падения пучка на аксиконную поверхность $\alpha^{(i)} = \alpha_B = \arctan(n_1/n_0) = 56,3^\circ$ (равном углу Брюстера); половинном угле при вершине аксикона $\mu = \pi/2 - \alpha^{(i)} = 33,7^\circ$; угле преломления пучка после аксиконной поверхности $\alpha|_{\alpha^{(i)}=\alpha_B} = \arctan[(n_1^2-1)/(2n_1)] = 22,6^\circ$; рабочем отрезке (РО) системы, определяемом как расстояние между плоскостью выходной апертуры АКСИПАР и точкой фокуса и равном $\text{РО}_{\text{АКСИПАР}}^{\text{пол}} = 1$ мм для системы с положительным аксиконном; радиусе продолженной рабочей поверхности НПКР в фокальной плоскости $R_0 = 4,77$ мм и, наконец, продольном размере (ПР) АКСИПАР для системы с положительным аксиконном $\text{ПР}_{\text{АКСИПАР}}^{\text{пол}} = 17,58$ мм.

Как было определено в [19], с использованием векторной формы дифракционного интеграла Дебая усреднённые по времени величины плотности электрической энергии $\langle w_e(\rho, z) \rangle$ и модуля вектора Пойнтинга $|\langle \mathbf{S}(\rho, z) \rangle|$ для системы, показанной на рис. 1, описываются следующими выражениями:

$$\langle w_e(\rho, z) \rangle = \frac{\varepsilon_f \varepsilon_0}{4} \mathbf{e}^{(s)} \cdot \mathbf{e}^{(s)*} = \frac{Q n_f}{c} [T_p(|I'_0|^2 + |I'_1|^2) + T_s |I''_1|^2], \quad (2)$$

$$\begin{aligned} |\langle \mathbf{S}(\rho, z) \rangle| &= \frac{1}{2} \text{Re} \{ \mathbf{e}^{(s)} \times \mathbf{h}^{(s)*} \} = \\ &= Q \sqrt{(T_p + T_s)^2 \{ \text{Re}^2 [I'_1 (I''_1)^*] + \text{Im}^2 [I'_0 (I''_1)^*] \} + 4 T_p T_s \text{Re}^2 [I'_0 (I''_1)^*]}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь ρ и z — радиальная и продольная координаты цилиндрической системы координат (ρ, z) ; ε_f и ε_0 — относительная диэлектрическая проницаемость фокальной среды и диэлектрическая проницаемость свободного пространства; $\mathbf{e}^{(s)}$ и $\mathbf{h}^{(s)}$ — независящие от времени комплексные электрический и магнитный векторы рассеянного светового поля вблизи фокуса; «*» — знак комплексного сопряжения; c — скорость света в вакууме;

$Q = 2n_f^2 n_0 / (\mu_f \mu_0 c) (\pi E_0 f / \lambda_w)^2$ — константа размерностью Вт/м²; μ_f и μ_0 — относительные магнитные проницаемости фокальной среды и свободного пространства соответственно; T_p и T_s — коэффициенты пропускания светового потока по интенсивности света для компонентов волн с p - и s -поляризацией (в плоскости рис. 1 и перпендикулярно к ней) по отношению к рабочей поверхности поляризатора ТПП₁; I'_0 , I'_1 и I''_1 — интегральные выражения, определяемые по формулам

$$I'_0 = \int_{\theta_{\text{вн}}}^{\theta_{\text{нар}}} \tilde{A}^{(f)}(\theta) \sin^2(\theta) J_0[k_w n_f \rho \sin(\theta)] \exp[ik_w n_f z \cos(\theta)] d\theta, \quad (4a)$$

$$I'_1 = \int_{\theta_{\text{вн}}}^{\theta_{\text{нар}}} \tilde{A}^{(f)}(\theta) \sin(\theta) \cdot \cos(\theta) J_1[k_w n_f \rho \sin(\theta)] \exp[ik_w n_f z \cos(\theta)] d\theta, \quad (4б)$$

$$I''_1 = \int_{\theta_{\text{вн}}}^{\theta_{\text{нар}}} \tilde{A}^{(f)}(\theta) \sin(\theta) J_1[k_w n_f \rho \sin(\theta)] \exp[ik_w n_f z \cos(\theta)] d\theta. \quad (4в)$$

В данных выражениях J_0 и J_1 обозначают функции Бесселя первого рода нулевого и первого порядков, а функция $\tilde{A}^{(f)}(\theta)$ является комплексной амплитудой спектральных компонентов (на гауссовой сфере радиуса f):

$$\tilde{A}^{(f)}(\theta) = A_0^{(i)} [r^{\text{пол}}(\theta)] T_{\text{Тор}} [r^{\text{пол}}(\theta)] l_{\text{АКСИПАР}}^{\text{пол}}(\theta), \quad (5)$$

где

$$A_0^{(i)} [r^{\text{пол}}(\theta)] = \exp \{ -[r^{\text{пол}}(\theta)]^2 / w_0^2 \} \quad (6)$$

— функция, описывающая профиль входного гауссового пучка с радиусом перетяжки w_0 в зависимости от радиуса входной апертуры $r^{\text{пол}}$ («пол» — положительный аксикон); $T_{\text{Тор}} [r^{\text{пол}}(\theta)]$ — функция пропускания бинарно-фазового фильтра Торальдо для соответствующего компонента ДОО; $l_{\text{АКСИПАР}}^{\text{пол}}$ — функция аподизации входного пучка. Согласно [19] радиус входной апертуры $r^{\text{пол}}$ и функция аподизации $l_{\text{АКСИПАР}}^{\text{пол}}$ определяются как

$$r^{\text{пол}}(\theta) = \frac{R_0 [1 + \sin(\alpha)]}{\cos(\alpha) + \sin(\alpha) \cdot \tan(\alpha^{(i)})} \left[\frac{1}{\tan[(\alpha + \theta_{\text{инн}})/2]} - \frac{1}{\tan[(\alpha + \theta)/2]} \right], \quad (7)$$

$$l_{\text{АКСИПАР}}^{\text{пол}}(\theta) = \frac{(R_0/f) [1 + \sin(\alpha)]}{[\cos(\alpha) + \sin(\alpha) \cdot \tan(\alpha^{(i)})] \sqrt{2 \sin[(\alpha + \theta_{\text{вн}})/2]}} \sqrt{\frac{\sin[(\theta - \theta_{\text{вн}})/2]}{\sin(\theta) \cdot \sin^3[(\alpha + \theta)/2]}}, \quad (8)$$

а функция пропускания $T_{\text{Тор}} [r^{\text{пол}}(\theta)]$ принимается равной единице для системы без фильтра и выражению

$$T_{\text{Тор}} [r^{\text{пол}}(\theta)] = \begin{cases} 1, & \theta_{\text{вн}} < \theta < \theta_c, \\ -1, & \theta_c < \theta < \theta_{\text{нар}} \end{cases} \quad (9)$$

для системы с оптимизированным по продольному отклику фильтром, где $\theta_c = 68,22^\circ$ — угловое положение скачка фазовой функции фильтра на π радиан. Как и в [20], примем значение радиуса перетяжки входного гауссового пучка $w_0 = r^{\text{пол}}(\theta_{\text{нар}}) = 0,73$ мм, а значения коэффициентов пропускания ТПП₁ для p - и s -компонентов соответственно $T_p = 0,9896$ и $T_s = 0,00728$ (с фазовым сдвигом указанных компонентов на π радиан).

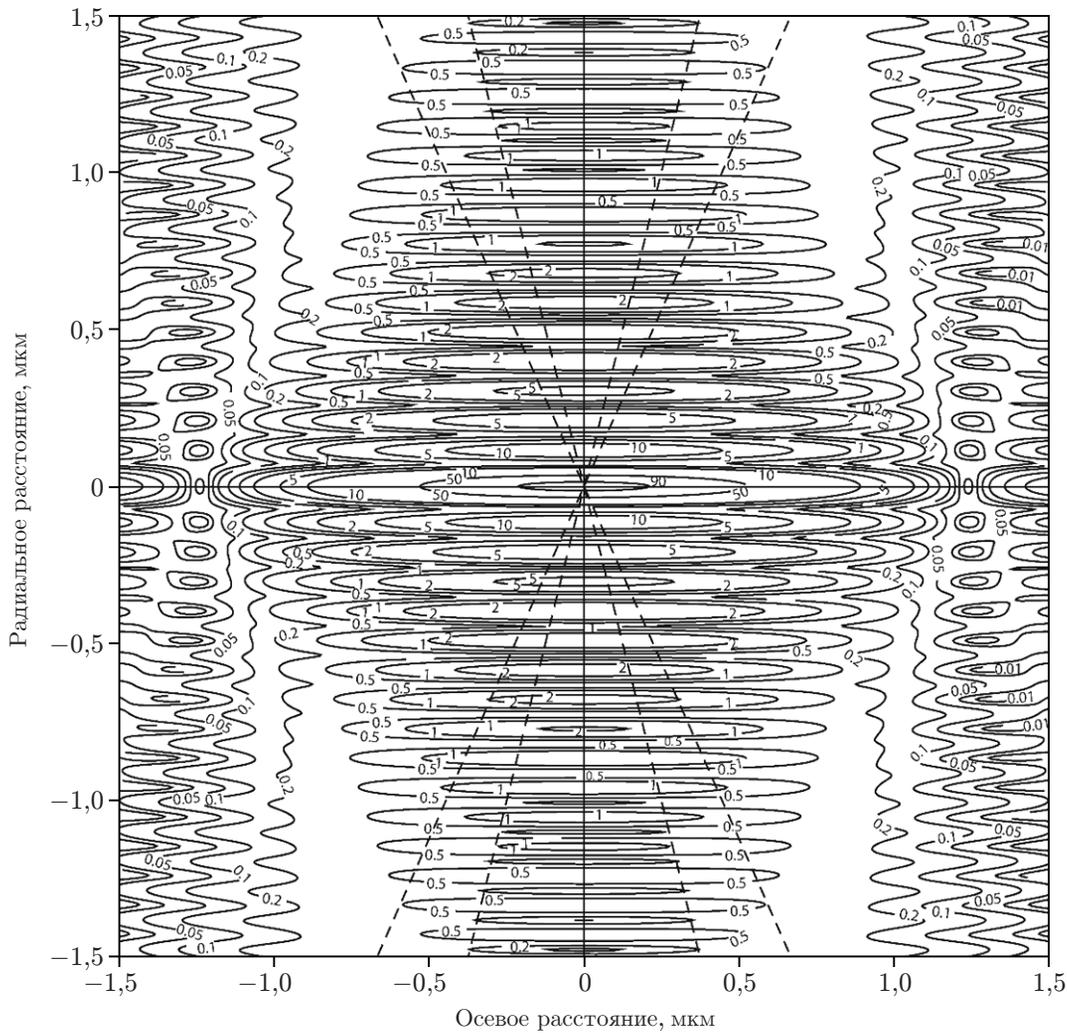


Рис. 2. Контурная карта распределения плотности электрической энергии $\langle w_e(\rho, z) \rangle$ для системы без фильтра

Численное моделирование распределений плотности электрической энергии и модуля вектора Пойнтинга. С использованием выражений (2)–(9) и указанных расчётных параметров было проведено численное моделирование нормированных пространственных распределений плотности электрической энергии и модуля вектора Пойнтинга, рассматриваемых в меридиональной плоскости, в области непосредственной близости от фокуса, охватывающей преимущественно первые аксиальные максимумы данных распределений. Обнаружено, что наглядное и оцифрованное отображение распределений даже в относительно небольшой области является проблематичным вследствие сложного модуляционного характера и большой амплитуды их вариаций, включающих как быстро осциллирующие (сигнальные) компоненты типа биений, так и медленно изменяющиеся (фоновые) компоненты. В этой связи методом проб нами было подобрано адекватное число одинаковых фиксированных для обоих распределений уровней, отображаемых в процентах от максимальных значений. При этом зона рассмотрения в осевом и поперечном направлениях была ограничена приблизительно квадратом с размером зоны осевого центрального пика, несмотря на «наплыв» цифровых отметок уровней и заметное ухудшение их различия в ряде центральных областей. Последний фактор не является, однако, принципиальным при относительном сравнении рассматриваемых карт с акцентом на периферийные части уровней и одновременном охвате группы лепестков данных распределений

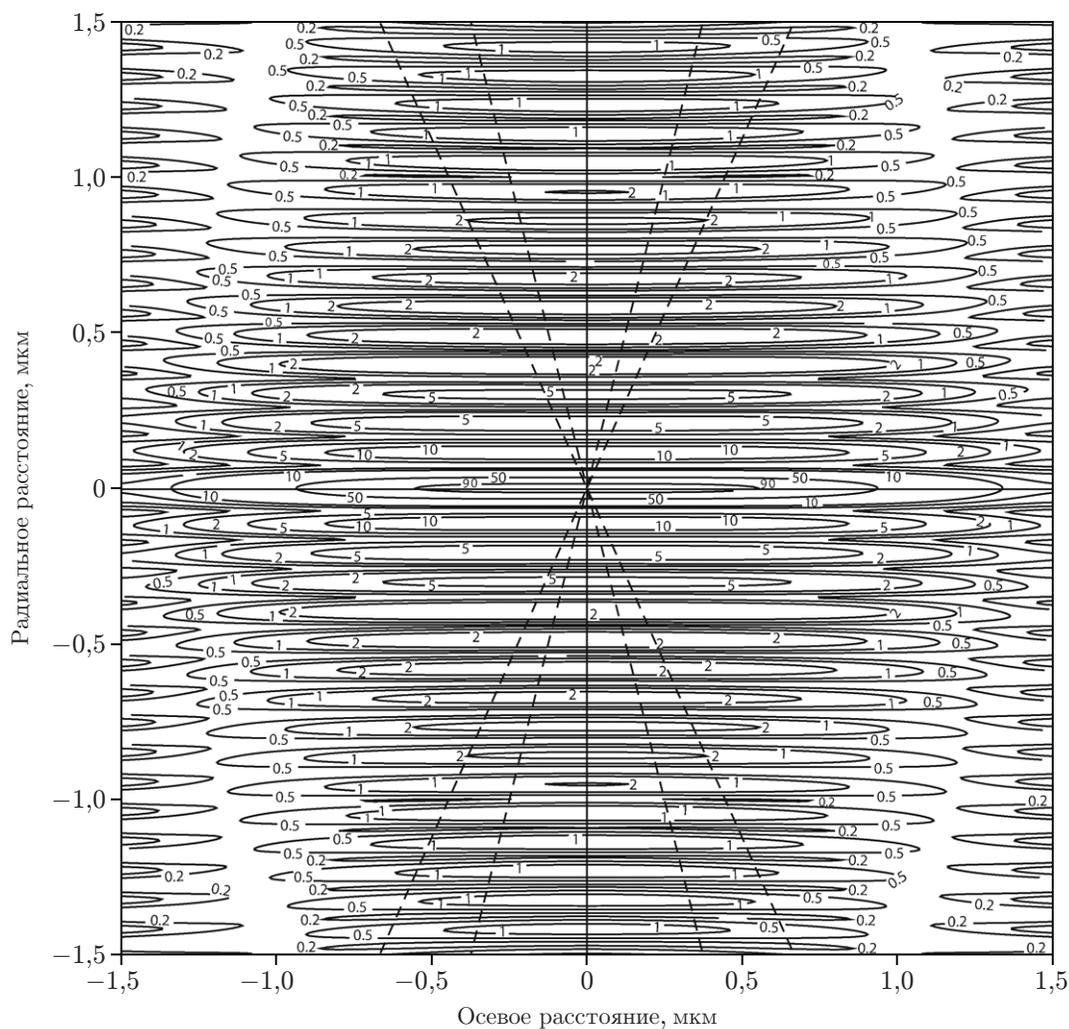


Рис. 3. Контурная карта распределения плотности электрической энергии $\langle w_e(\rho, z) \rangle$ для системы с фильтром

без искажения их масштаба. Вопреки некоторой сложности восприятия числовых значений контурных линий в центральных областях выбранный в работе масштаб и размеры контурных карт позволяют отобразить больше информации о высокочастотных осцилляциях распределений и медленном затухании их магнитуды в окрестности фокуса. Кроме того, линии уровней конкретных величин помогают различить разрывы этих линий в местах соответствующих отметок.

Для систем без фильтра и с фильтром контурные карты меридиональных распределений плотности электрической энергии рассматриваемых остросфокусированных игольчатых пучков показаны на рис. 2 и 3. Аналогичные карты распределения модуля вектора Пойнтинга для систем без фильтра и с фильтром приведены на рис. 4 и 5. На всех картах пунктирными линиями показаны области геометрических теней, окружающих узкую освещённую область $\theta_{\text{вн}} < \theta < \theta_{\text{нар}}$. Из попарного сопоставления карт распределения плотности электрической энергии (см. рис. 2) и модуля вектора Пойнтинга (см. рис. 3) для системы без фильтра видно, что «глубина фокуса» таких распределений вблизи оптической оси (для центральных лепестков) является практически одинаковой. По мере отступления от оптической оси (для более высоких порядков поперечных лепестков) глубина фокуса сокращается быстрее для плотности электрической энергии. Это указывает на расширение пространственной зоны распределения модуля вектора Пойнтинга для высоких порядков

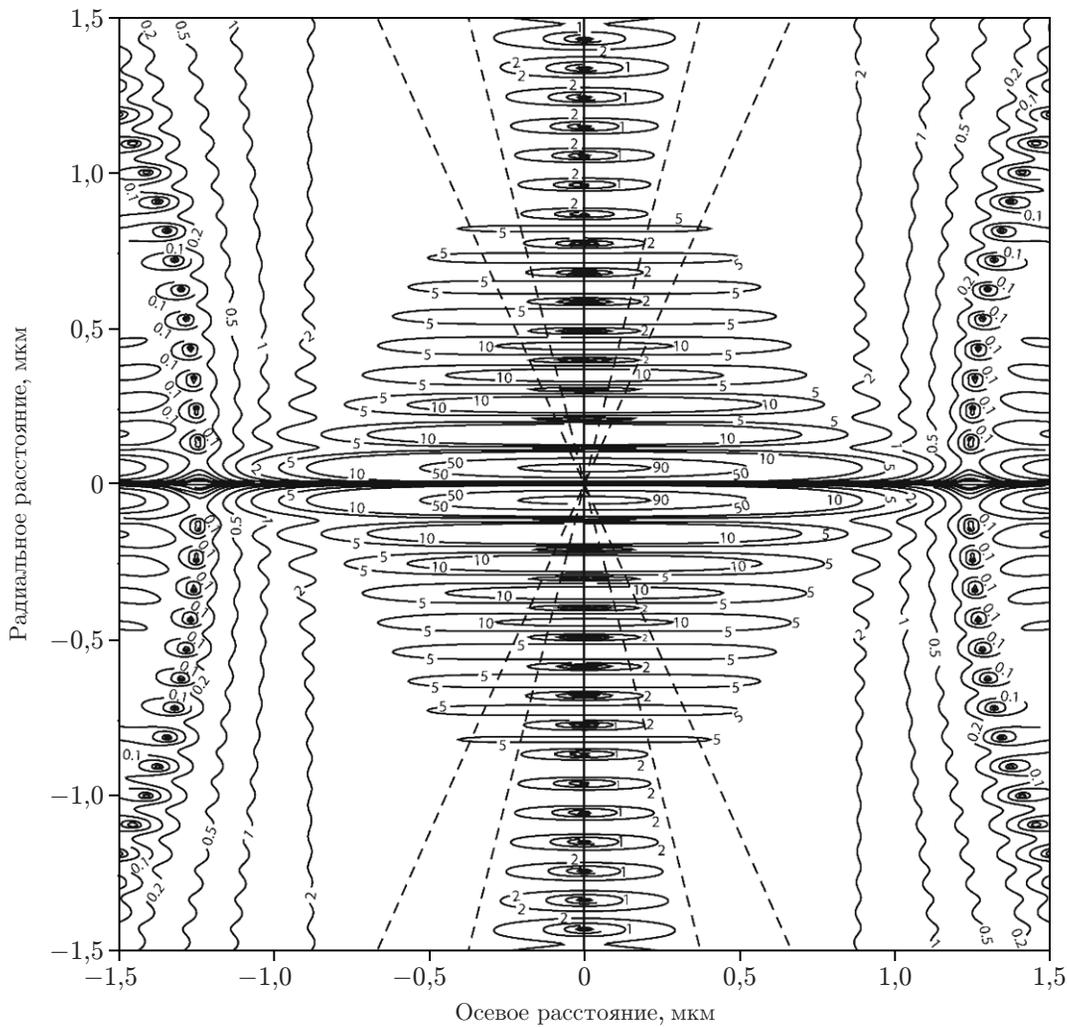


Рис. 4. Контурная карта распределения модуля вектора Пойнтинга $|\langle \mathbf{S}(\rho, z) \rangle|$ для системы без фильтра

поперечных лепестков при наблюдающемся одновременно большом контрасте вариаций данного распределения с «просадкой» магнитуды практически до нулевого уровня.

При использовании в оптической системе пространственно-частотной фильтрации меридиональные распределения плотности электрической энергии $\langle w_e(\rho, z) \rangle$ и модуля вектора Пойнтинга $|\langle \mathbf{S}(\rho, z) \rangle|$ существенно изменяются, вытягиваясь в продольном направлении. Это можно видеть из попарного сопоставления рис. 3 и 5 относительно рис. 2 и 4. Как было продемонстрировано в [15], при таком вытягивании меняется также аксиальный профиль распределения $\langle w_e(\rho, z) \rangle$, приобретая более прямоугольные очертания. Из сравнения рис. 3 и 5 следует, что это же справедливо и для распределения $|\langle \mathbf{S}(\rho, z) \rangle|$. Присутствующее одновременно сжатие распределений $\langle w_e(\rho, z) \rangle$ и $|\langle \mathbf{S}(\rho, z) \rangle|$ в поперечном направлении (для $\langle w_e(\rho, z) \rangle$ в [15] была дана соответствующая оценка) является крайне незначительным и на представленных картах не обнаруживается. Этот эффект можно объяснить существенной узостью кольцевой апертуры на выходе системы и соответствующей узостью спектра суммируемых пространственных частот.

При сравнении рис. 2–5 можно также отметить, что за исключением различия в фазе высокочастотных осцилляций распределений $\langle w_e(\rho, z) \rangle$ и $|\langle \mathbf{S}(\rho, z) \rangle|$ картины огибающих профилей этих осцилляций вблизи фокуса изменяются приблизительно одинаковым образом и имеют близкие контурные границы. Вместе с тем, как показало проведенное нами допол-

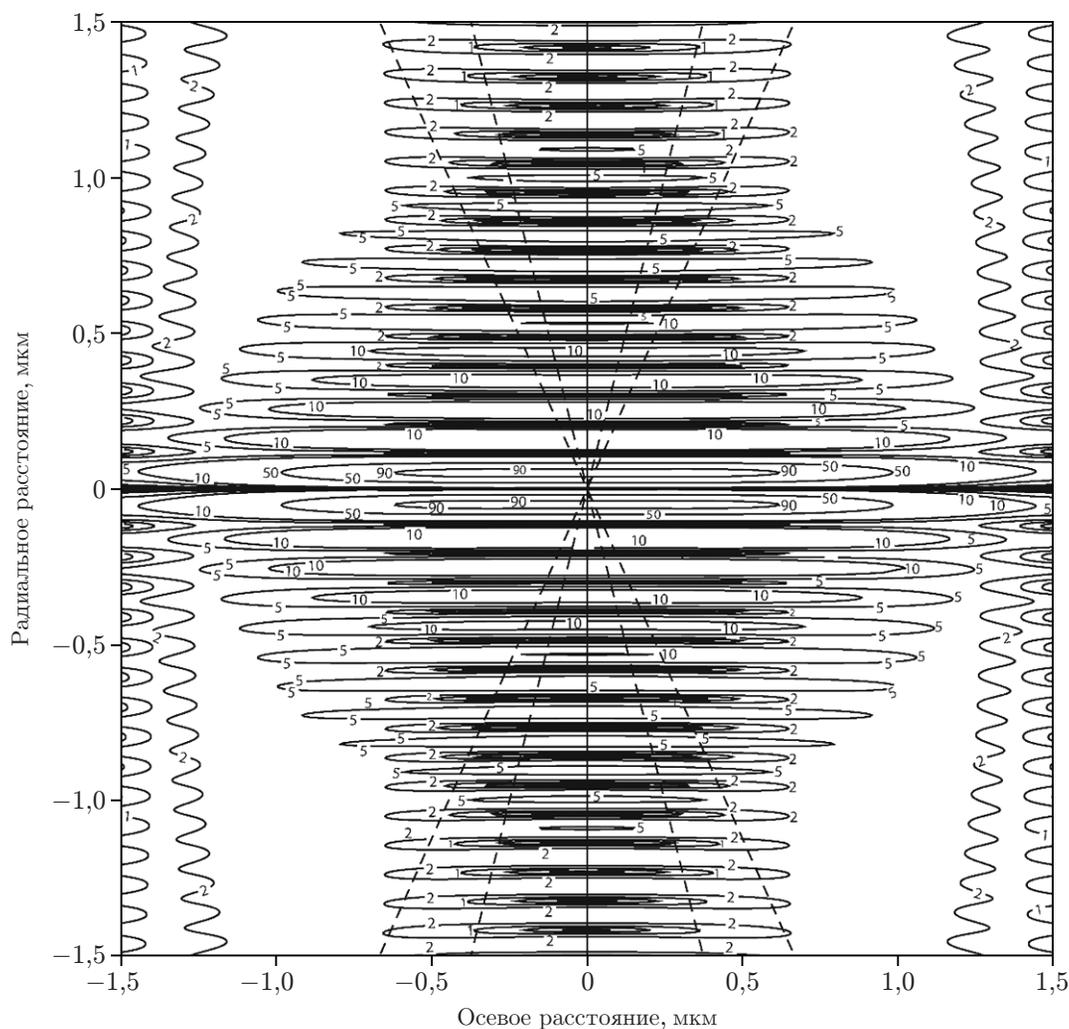


Рис. 5. Контурная карта распределения модуля вектора Пойнтинга $|\langle \mathbf{S}(\rho, z) \rangle|$ для системы с фильтром

нительное численное моделирование, распределения $\langle w_e(\rho, z) \rangle$ и $|\langle \mathbf{S}(\rho, z) \rangle|$ начинают более существенно отличаться друг от друга при охвате большего пространственного диапазона. Однако соответствующие контурные карты здесь не рассматриваются, поскольку представляется, что для практических приложений это имеет меньший интерес.

Заключение. В данной работе впервые было проведено сопоставление детальных пространственных карт плотности электрической энергии и модуля вектора Пойнтинга для предельно сфокусированных игольчатых лазерных пучков с продольной поляризацией, рассматриваемых в меридиональной плоскости в непосредственной близости от их фокуса. Знание особенностей таких карт может быть полезным для ряда приложений, требующих осуществления острой фокусировки лазерных пучков.

Было обнаружено, что различие указанных карт резко возрастает как при уменьшении угловой зоны кольцевой фокусировки, так и при введении пространственно-частотной фильтрации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. Пер. англ. М.: Наука, 1973. Гл. 1. С. 24–82.
2. Mcleod Н. А. Thin Film Optical Filters. Tucson, USA: CRC Press, Taylor and Francis Group, 2010. 800 p.

3. **Boivin A., Wolf E.** Electromagnetic field in the neighborhood of the focus of a coherent beam // Phys. Rev. 1965. **138**. B1561–B1565.
4. **Boivin A., Dow J., Wolf E.** Energy flow in the neighborhood of the focus of a coherent beam // JOSA. 1967. **57**, Is. 10. P. 1171–1175.
5. **Youngworth K. S., Brown T. G.** Focusing of high numerical aperture cylindrical vector beams // Opt. Express. 2000. **7**, N 2. P. 77–87.
6. **Quabis S., Dorn R., Eberler M. et al.** The focus of light — theoretical calculation and experimental tomographic reconstruction // Appl. Phys. B. 2001. **72**, N 1. P. 109–113.
7. **Machavariani G., Lumer Y., Moshe I. et al.** Efficient extracavity generation of radially and azimuthally polarized beams // Opt. Lett. 2007. **32**. P. 1468–1470.
8. **Wang H., Shi L., Lukyanchuk B. et al.** Creation of a needle of longitudinally polarized light in vacuum using binary optics // Nat. Photon. 2008. **2**. P. 501–505.
9. **Zhan Q.** Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications // Adv. Opt. Photon. 2009. **1**. P. 1–57.
10. **Huang K., Shi P., Kang X.-L. et al.** Design of DOE for generating a needle of a strong longitudinally polarized field // Opt. Lett. 2010. **35**. P. 965–967.
11. **Kuang C., Hao X., Liu X. et al.** Formation of sub-half-wavelength focal spot with ultra long depth of focus // Opt. Commun. 2011. **284**. P. 1766–1769.
12. **Dehez H., April A., Pichél M.** Needles of longitudinally polarized light: guidelines for minimum spot size and tunable axial extent // Opt. Express. 2012. **20**, N 14. P. 14891–14905.
13. **Yang L., Xie X., Wang S. et al.** Minimized spot of annular radially polarized focusing beam // Opt. Lett. 2013. **38**. P. 1331–1333.
14. **Guo H., Weng X., Jiang M. et al.** Tight focusing of a higher-order radially polarized beam transmitting through multi-zone binary phase pupil filters // Opt. Express. 2013. **21**, N 5. P. 5363–5372.
15. **Durnin J.** Exact solutions for nondiffracting beams. I. The scalar theory // JOSA. 1987. **4**. P. 651–654.
16. **Durnin J., Miceli J. J., Eberly J. H.** Experiments with nondiffracting needle beams // Proc. of the Intern. Quantum Electron. Conf. Baltimore, USA, April–May, 1987. FHH5.
17. **Panneton D., St-Onge G., Piche M., Thibault S.** Needles of light produced with a spherical mirror // Opt. Lett. 2015. **40**. P. 419–422.
18. **Youngworth K. S., Brown T. G.** Focusing of high numerical aperture cylindrical vector beams // Opt. Express. 2000. **7**, N 2. P. 77–87.
19. **Sedukhin A. G., Poleschuk A. G.** Efficient tight focusing of laser beams optimally matched to their thin-film linear-to-radial polarization conversion: Method, implementation and field near focus // Opt. Commun. 2018. **407**. P. 217–226.
20. **Полещук А. Г., Корольков В. П., Седухин А. Г. и др.** Прямая лазерная запись в плёнках хрома полутонновых микроизображений с большим динамическим диапазоном // Автометрия. 2015. **51**, № 3. С. 87–93.
21. **Lin J., Dellinger J., Genevetet P. et al.** Cosine-Gauss plasmon beam: A localized long-range nondiffracting surface wave // Phys. Rev. Lett. 2012. **109**. 093904.
22. **Пятницкий Л. Н., Коробкин В. В.** Волновые пучки с компенсированной дифракцией и протяженные плазменные каналы на их основе // Тр. ИОФАН. 2000. **57**. С. 59–114.

Поступила в редакцию 3 мая 2017 г.