

МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕЗОНАНСНОЙ ФОКУСИРОВКИ ПИКОСЕКУНДНОГО ИМПУЛЬСА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ МИКРОЦИЛИНДРОМ

Козлова Е.С., Котляр В.В., Дегтярев С.А.

Институт систем обработки изображений РАН,

*Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва
(национальный исследовательский университет) (СГАУ)*

Аннотация

С помощью FDTD-метода исследуется временная зависимость параметров фокусного пятна при резонансной фокусировке плоской ТЕ-волны на диэлектрическом микроцилиндре с показателем преломления 1,59. Показано, что по мере прохождения пикосекундного импульса через цилиндр ширина фокуса уменьшается, интенсивность в фокусе растёт, также растёт энергия моды, запасённая внутри цилиндра. После прохождения импульса в цилиндре остаётся вытекающая мода шепчущей галереи, совпадающая с модой круглого проволочного волокна с нулевой константой распространения. С течением времени энергия этой моды вытекает из цилиндра. В стационарном случае, как показало решение уравнения Гельмгольца методом конечных элементов, достигаются наилучшие параметры фокусного пятна для цилиндра с радиусом 2,1749 длины волны: ширина фокуса по полуспаду интенсивности равна 0,226 от длины волны, и максимальная интенсивность в фокусе в 60 раз превосходит интенсивность падающего света.

Ключевые слова: резонансная фокусировка, пикосекундный импульс, мода шепчущей галереи.

Введение

В последнее время много внимания уделяется изучению субволновой фокусировки лазерного света на микрочастицах, в том числе на микросферах и микроцилиндрах, радиусы которых сравнимы с длиной волны света [1–5]. Так, в [1–4] численно изучалась фокусировка многослойными микросферами [1], сфероидальными микросферами [2] и двухслойными микросферами [3, 4]. При этом минимальный диаметр фокусного пятна по полуспаду интенсивности был равен $FWHM = 0,4\lambda$ [2], а максимальная глубина фокуса равна $DOF = 20\lambda$ [3] и $DOF = 22\lambda$ [4]. В [5, 6] рассматривалась фокусировка микроцилиндром: эллиптическим [5] и многослойным [6]. Минимальный размер фокуса был получен $FWHM = 0,46\lambda$ [6]. В [7, 8] моделировалась резонансная фокусировка света микросферами. В [7] с помощью диэлектрической микросферы вместе с нанометровым металлическим шариком получена резонансная фокусировка света в пятно с диаметром $FWHM = 0,25\lambda$, а для диэлектрической микросферы получен резонансный фокус размером $FWHM = 0,40\lambda$ [8]. В [9] аналитически с помощью ряда из функций Бесселя рассматривалась резонансная фокусировка ТЕ-поляризованного лазерного света микроцилиндром из полиэстера (показатель преломления $n = 1,59$). Для 18-й моды (мода шепчущей галереи) получен фокус вне микроцилиндра размером $FWHM = 0,22\lambda$, λ – длина волны света.

В данной работе с помощью FDTD-метода и программы FullWAVE исследуется временная зависимость параметров фокусного пятна при резонансной фокусировке плоской ТЕ-волны на диэлектрическом микроцилиндре. Показано, что по мере прохождения импульса через цилиндр субволновая ширина фокуса уменьшается, интенсивность в фокусе растёт, а также растёт энергия моды, запасённая внутри цилиндра.

После прохождения импульса в цилиндре остаётся вытекающая мода шепчущей галереи, совпадающая с модой круглого проволочного волокна с нулевой константой распространения. С течением времени энергия этой моды вытекает из цилиндра. В стационарном случае (при длительности импульса, стремящейся к бесконечности), как показало решение уравнения Гельмгольца методом конечных элементов в программе Comsol, параметры фокусного пятна почти совпали с аналитическими результатами [9]: ширина фокусного пятна для резонансного радиуса цилиндра $R = 2,1749\lambda$ была равна $FWHM = 0,226\lambda$ и максимальная интенсивность в фокусе в 60 раз превосходила падающую интенсивность света.

1. Аналитическая оценка резонансного радиуса микроцилиндра

Аналитическое решение задачи дифракции непараксиального Гауссова пучка на бесконечно протяжённом диэлектрическом цилиндре с круглым сечением было дано в книге [10]. Решение уравнения Гельмгольца для напряжённости электрического поля с ТЕ-поляризацией внутри цилиндра, найденное путём разделения переменных в полярных координатах, представляет собой разложение в ряд по функциям Бесселя:

$$E_y(r, \phi) = \sum_j i^j b_j C_j J_j(knr) e^{ij\phi}, \tag{1}$$

где k – волновое число падающего излучения, n – показатель преломления цилиндра, а коэффициенты b_j и C_j определяются выражениями:

$$H_m^{(1)} = J_m(x) + iY_m(x), \tag{2}$$

$$b_j = \frac{J_j(z)H_j^{(1)'}(z) - J_j'(z)H_j^{(1)}(z)}{J_j(nz)H_j^{(1)'}(z) - nJ_j'(nz)H_j^{(1)}(z)}, \tag{3}$$

где $z = kR$, R – радиус цилиндра, $J_m(x)$, $H_m^{(1)} = J_m(x) + iY_m(x)$ – функции Бесселя и Ханкеля, $Y_m(x)$ – функция Неймана.

Есть простой способ оценки резонансного радиуса, основанный на том, что на окружности с радиусом $R_1 < R$ должно укладываться целое число m длин волн внутри цилиндра (R_1 – радиус, на котором расположены максимумы интенсивности m -й моды):

$$2\pi R_1 = m(\lambda / n). \tag{4}$$

Из (4) следует, что $R_1 = 1,8018\lambda$. Радиус сечения цилиндра R будет во столько раз больше радиуса R_1 , во сколько раз первый корень функции Бесселя больше, чем первый корень производной функции Бесселя:

$$R = (\gamma_m / \gamma'_m) R_1 \approx \left(\frac{m + m^{1/3} 1,855757}{m + m^{1/3} 0,808618} \right) R_1 \approx 2,0476\lambda. \tag{5}$$

Это значение радиуса цилиндра отличается от более точного, полученного в [9] ($R = 2,1749\lambda$), всего на 5%. Но это много, так как ошибка в радиусе всего на 2% приводит к отсутствию резонанса [9].

2. Резонансная фокусировка в стационарном случае

В этом разделе приводятся результаты численного моделирования с использованием пакета Comsol Multiphysics версии 4.3, в котором решается стационарное уравнение Гельмгольца методом конечных элементов. Плоская ТЕ-поляризованная волна с единичной амплитудой падает слева направо на цилиндр (рис. 1). Резонансный радиус цилиндра $R = 2,1749\lambda$. На рис. 1 показано двумерное распределение интенсивности.

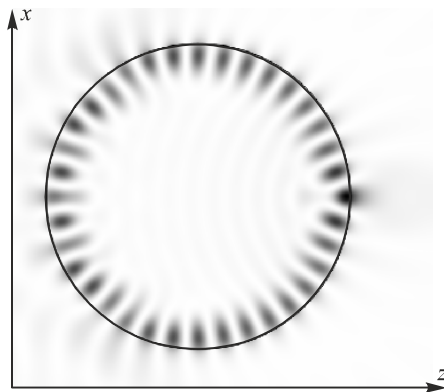


Рис. 1. Стационарная картина в плоскости xz дифракции плоской ТЕ-волны ($\lambda = 633$ нм) на цилиндре из полиэстера ($n = 1,59$) с резонансным радиусом ($R = 2,1749\lambda$), рассчитанная с помощью программы Comsol. Волна падает слева направо (негативное изображение)

Вблизи цилиндра формируется фокальное пятно. В качестве фокального пятна будем рассматривать распределение $|E_y|^2$ в поперечном сечении на расстоянии 2 нм от цилиндра.

Варьируя радиус цилиндрического резонатора, найдём максимум интенсивности в фокальном пятне. На

рис. 2 представлена зависимость максимума интенсивности фокального пятна от радиуса цилиндра.

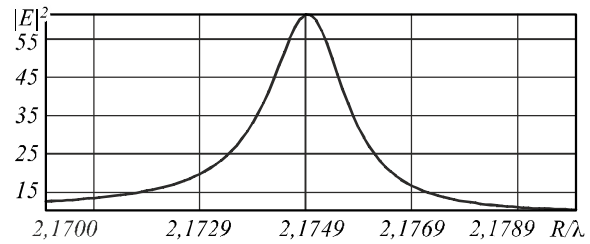


Рис. 2. Максимум $|E_y|^2$ в фокальном пятне в зависимости от радиуса цилиндра. Резонанс наблюдается для $R = 2,1749\lambda$

Как видно из рис. 2, радиус, для которого наблюдается наилучшая фокусировка, равен $2,1749\lambda$. Добротность резонатора [8] определяется как отношение резонансной частоты к ширине контура затухания ($Q = \nu/\Delta\nu$). Но из (4) видно, что частота связана с резонансным радиусом R , поэтому добротность можно выразить через радиус $Q = R/\Delta R$. Из рис. 2 также следует, что ширина резонанса по полуспаду интенсивности равна $\Delta R = 0,002\lambda$, а добротность резонанса равна $Q = R/\Delta R = 1087$.

На рис. 3 показан график $|E_y|^2$ в фокальном пятне при резонансном значении радиуса $R = 2,1749\lambda$.

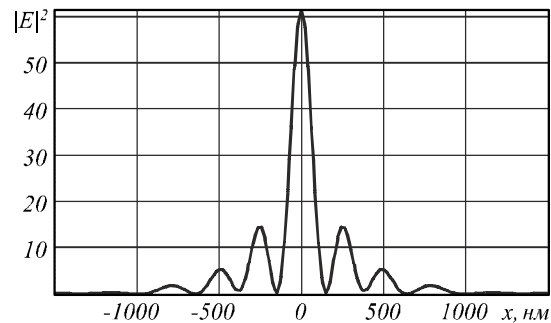


Рис. 3. Сечение интенсивности на рис. 1 по линии, параллельной оси x , перпендикулярной оптической оси z и проходящей через фокус, на расстоянии 2 нм снаружи от поверхности цилиндра

На рис. 3 ширина фокуса по полуспаду интенсивности равна $\text{FWHM} = 143,16 \text{ нм} = 0,2261\lambda$. Продольное сечение интенсивности вдоль оптической оси показано на рис. 4.

Глубина фокуса по полуспаду интенсивности равна $\text{DOF} = 189,43 \text{ нм} = 0,299\lambda$.

Дифракционная эффективность в плоскости фокуса равна отношению мощности в фокальном пятне (рис. 3) к мощности во всём фокальном сечении и равна 54%. Стационарная резонансная фокусировка показала, что диаметр фокуса ($\text{FWHM} = 0,2261\lambda$) почти не отличается от теоретического значения [1] ($\text{FWHM} = 0,22\lambda$).

Из рис. 3 видно, что максимальная интенсивность в фокусе в 61 раз больше, чем интенсивность падающей на цилиндр плоской волны. Если предположить, что вся падающая на цилиндр энергия за один период λ , пропорциональная диаметру кругового сечения цилиндра ($2R = 4,3498\lambda$), равна $W = 4,3498\lambda^2$ и фокусиру-

ется в фокусный объём с площадью $S=0,05\lambda^2$ (шириной $0,2261\lambda$ (рис. 3) и длиной $0,299\lambda$ (рис. 4)), то максимальная интенсивность в фокусе должна быть равна $I_{max} = W/S = 52,2$. Это число близко к максимальной интенсивности на рис. 4. Чтобы подробнее исследовать вопрос о том, как формируется мода в цилиндре и какая энергия в ней заключена, в следующем разделе рассматривается дифракция короткого (пикосекундного) импульса на цилиндре с резонансным радиусом.

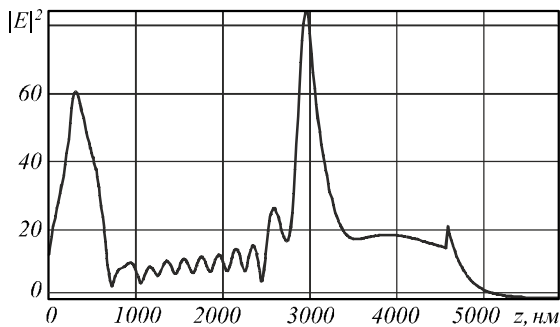


Рис. 4. Сечение интенсивности на рис. 1 вдоль оптической оси z

3. Изменение параметров резонансного фокуса во времени

Рассмотрим моделирование распространения плоской ТЕ-волны через цилиндр в течение 1,06 пс. Моделирование проводится с помощью решения уравнений Максвелла FDTD-методом, реализованным в FullWAVE. Параметры моделирования: длина волны излучения $\lambda = 0,633$ мкм, радиус цилиндра $R = 2,1749\lambda$, показатель преломления среды 1, показатель преломления цилиндра $n = 1,59$. Шаги дискретизации по пространственным переменным – 0,002 мкм, по времени – 0,0001 мкм. Длительность импульса в 1,06 пс соответствует 500 периодам электромагнитной волны. То есть после прохождения 500 периодов импульс пройдёт цилиндр и уйдёт дальше вдоль оси z. На рис. 5 показаны картины дифракции при прохождении импульса через цилиндр в разные моменты времени.

Из рис. 5 видно, что в течение первых 25 периодов прохождения импульса происходит нерезонансная фокусировка света (ширина фокуса $FWHM = 0,33\lambda$). После прохождения импульсом 500 периодов (импульс начинает выходить из цилиндра) уже заметно формирование моды (локальные максимумы интенсивности на рис. 5б вдоль поверхности цилиндра) и ширина фокуса уменьшается до $FWHM = 0,26\lambda$. На рис. 5в показана картина дифракции, когда импульс уже вышел из цилиндра. Видно, что вдоль круглой границы сечения цилиндра уложились ровно 36 полупериодов моды.

Эту моду можно описать как моду круглого волновода без оболочки, у которого отлична от нуля только одна проекция электрического вектора на оптическую ось:

$$E_y(r, \varphi) = \exp(im\varphi) \times \begin{cases} J_m(knr), & r < R, \\ J_m(knR)K_m^{-1}(ikR)K_m(ikr), & r > R, \end{cases} \quad (6)$$

где $m = 18$ (рис. 5в), $K_m(x)$ – функция Макдональда, (r, φ) – полярные координаты в плоскости xz . Из (6) можно оценить радиус R_1 , на котором должны находиться максимумы лепестков моды на рис. 5в. Для этого надо приравнять аргумент функции Бесселя к её первому корню $\gamma'_m \approx m + m^{1/3} 0,808618$. Тогда получим ($m = 18$):

$$R_1 = (\gamma'_m / 2\pi n) \lambda \approx 2,0138\lambda. \quad (7)$$

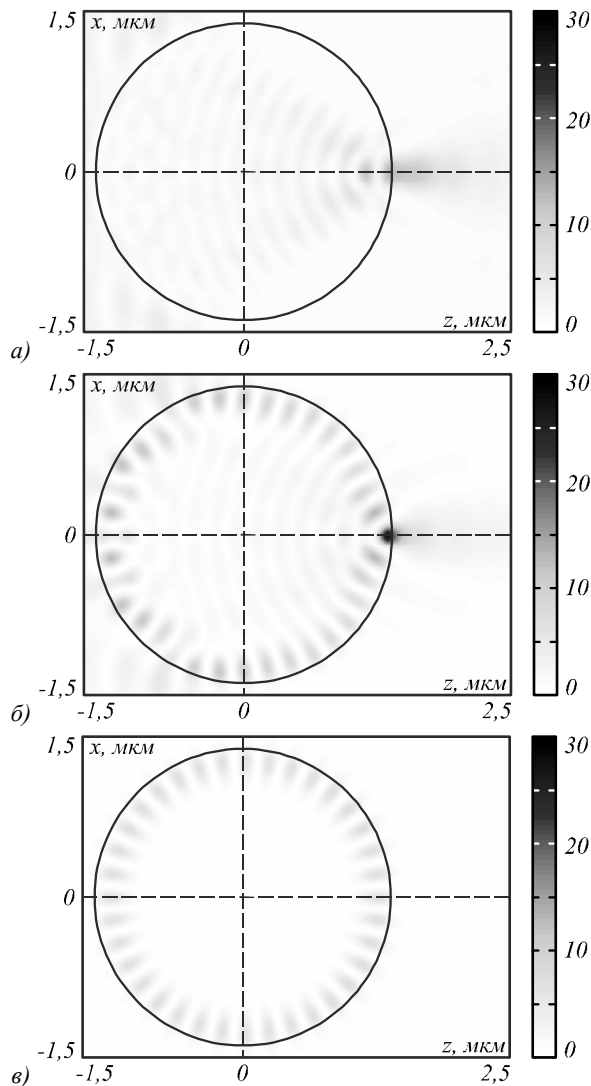


Рис. 5. Распределение интенсивности в ходе дифракции ТЕ-импульса света длительностью 1,06 пс (500 периодов) на цилиндре ($R = 2,1749\lambda$) в моменты времени, соответствующие 25·(а), 500·(б), 525 периодам (в) (негативное изображение)

На рис. 6 показано осевое (по оси z) сечение интенсивности моды на рис. 5в.

Радиус, на котором располагается левый максимум на рис. 6, равен $R_2 = 2,0114\lambda$, а радиус, на котором располагается правый максимум моды на рис. 6, равен $R_3 = 1,9918\lambda$. Эти радиусы близки к предсказанному теоретически (7).

Заметим, что (6) – это мода круглого волокна без оболочки, у которой константа распространения (проекция волнового вектора на ось волокна y) равна нулю.

Поэтому мода (6) на рис. 5в является вытекающей. То есть с течением времени энергия, запасённая в цилиндре, будет уходить из него перпендикулярно его поверхности. Динамика этих процессов показана на рис. 7.

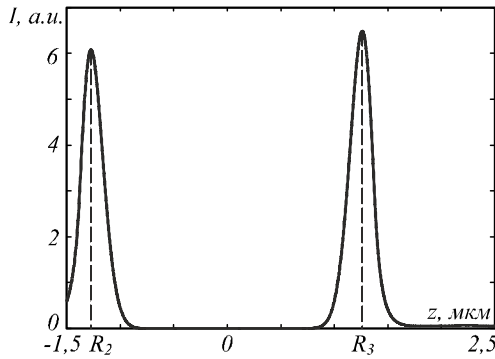


Рис. 6. Сечение интенсивности по оси z для моды на рис. 5в

Из рис. 7 видно, что, пока импульс проходил через цилиндр и «подпитывал» энергию моды ($T < 500$), происходило уменьшение ширины фокусного пятна FWHM (рис. 7а) и глубины фокуса DOF (рис. 7б), а также рост максимальной интенсивности в фокусе I_{max} (рис. 7в). Рост максимальной интенсивности в фокусе означает увеличение энергии (мощности) моды, запасённой внутри цилиндра (за 1000 периодов I_{max} увеличивается в 3 раза, с 10,34 до 30,9). Эффективность η рассчитывалась на расстоянии длины волны за цилиндром (чтобы не учитывать поверхностные волны) как отношение мощности света в области фокуса к мощности света, падающей на цилиндр. Из рис. 7г видно, что эффективность остаётся почти постоянной и равна примерно $\eta = 9\%$ ($T < 500$). Если бы падающее излучение было непрерывным, то описанная динамика параметров фокусного пятна сохранялась бы (линии 1 на рис. 7). После прохождения импульса через цилиндр ($T > 500$) на всех графиках рис. 7 появляются резкие скачки. Фокусное пятно уширяется до $FWHM = 0,88\lambda$, глубина фокуса также увеличивается до $DOF = 0,57\lambda$. Теперь фокус формируется только модой (поверхностной стоячей волной). Так как энергия моды вытекает из цилиндра, то максимальная интенсивность фокуса на рис. 7в после 500 периодов медленно убывает (за время с 500 до 1000 периодов волны интенсивность моды (и фокуса) уменьшается в 10 раз).

Заметим, что если бы длительность импульса была в 2 раза больше (2,12 пс), то за 1000 периодов, которые этот импульс проходил через цилиндр, ширина фокуса уменьшилась бы до величины $FWHM = 0,24\lambda$. Минимальная величина ширины фокуса достигается в стационарном случае (при $T \rightarrow \infty$) и равна $FWHM = 0,226\lambda$ (рис. 2).

В [12] приводится формула для определения добротности резонатора через время жизни излучения внутри цилиндра $Q = 2\pi\tau$. Из рис. 7в следует, что излучение внутри цилиндра после прохождения импульса уменьшается в e раз за 250 периодов, то есть $\tau = 250/\nu$. Тогда $Q = 2\pi\tau\nu = 1570$, ν – частота колебаний.

Может показаться, что для уменьшения ширины фокуса следует выбирать моду более высокого порядка, на-

пример, вместо $m = 18$ взять моду с номером $m = 19$. Но это не так, потому что с ростом номера моды m растёт и резонансный радиус. Для моды $m = 19$ этот радиус равен $R = 2,284\lambda$. На рис. 8 показаны картины интенсивности при прохождении импульса длительностью 1,06 пс через цилиндр с резонансным радиусом $R = 2,284\lambda$.

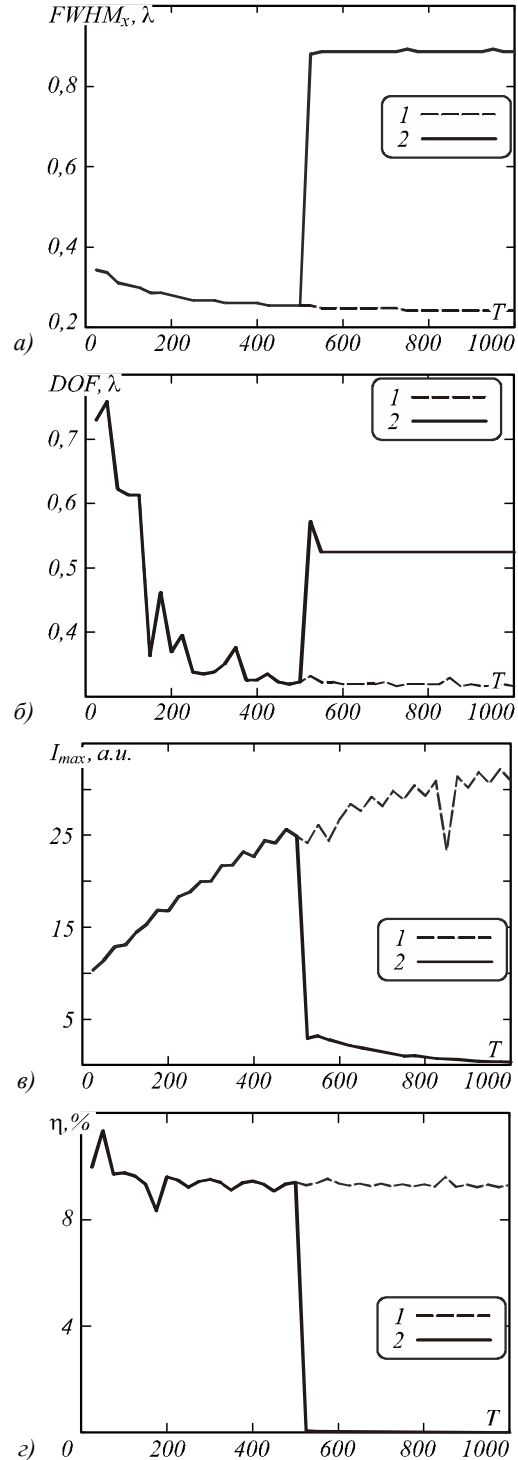


Рис. 7. Зависимость параметров фокусного пятна и эффективности η для радиуса $R = 2,1749\lambda$ от количества пройденных периодов T импульса длительностью 1,06 пс:

$FWHM$ (а), DOF (б), I_{max} (в), η (г)
(1 – непрерывное излучение, 2 – импульс)

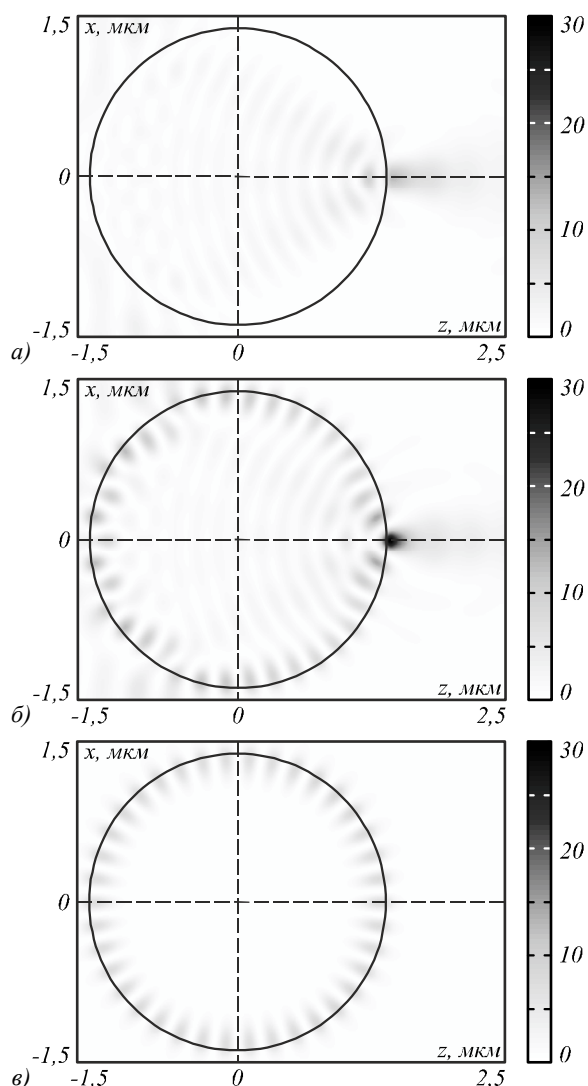


Рис. 8. Распределение интенсивности импульса в ходе дифракции света на цилиндре ($R = 2,284\lambda$) в момент времени, соответствующий прохождению 25· (а), 500· (б), 525 (в) периодов (негативное изображение)

На рис. 8 ширина фокусов в показанных кадрах равна $FWHM = 0,55\lambda$ (рис. 8а), $FWHM = 0,26\lambda$ (рис. 8б), $FWHM = 0,87\lambda$ (рис. 8в). То есть за 500 периодов ширина фокуса уменьшилась до такой же величины, как и на рис. 7 ($FWHM = 0,26\lambda$). На рис. 8 в цилиндре укладывается ровно 38 полупериодов моды шепчущей галереи (б) с номером $m = 19$.

Если выбрать нерезонансный радиус цилиндра, то при прохождении импульса через цилиндр ширина фокусного пятна почти не будет меняться, как и максимальная интенсивность в фокусе. На рис. 9 показаны две картины дифракции для цилиндра с нерезонансным радиусом ($R = 2,22\lambda$) через 25 и 325 периодов. Видно, что картинки почти одинаковые и мода внутри цилиндра не формируется. Для обеих картин ширина фокусов почти одинаковая: $FWHM = 0,345\lambda$ (рис. 8а), $FWHM = 0,351\lambda$ (рис. 8б), и максимальная интенсивность тоже: $I_{max} = 9,77$ (рис. 8а), $I_{max} = 9,34$ (рис. 8б).

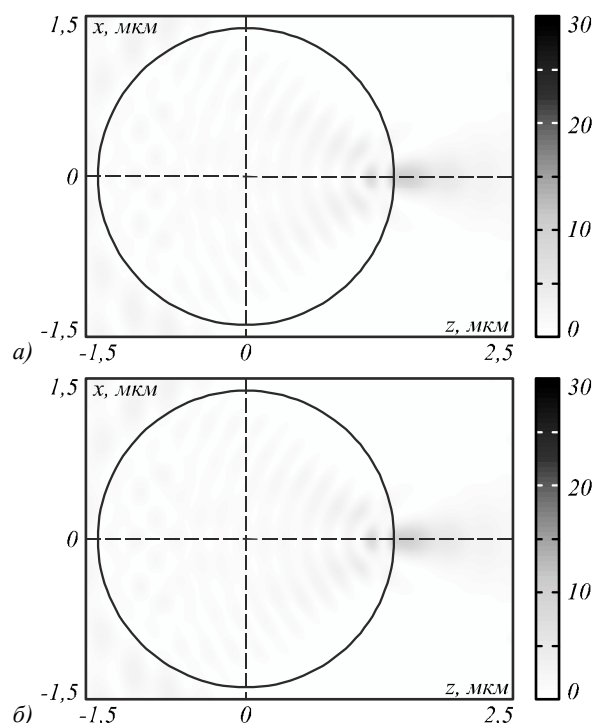


Рис. 9. Распределение интенсивности непрерывного излучения в ходе дифракции света на нерезонансном цилиндре ($R = 2,2\lambda$) в момент времени, соответствующий прохождению 25· (а), 325 (б) периодов (негативное изображение)

4. Обсуждение результатов

Стационарный случай наступает тогда, когда запасённая в цилиндре за один период падающей волны энергия сравняется с энергией, вытекающей из цилиндра. Энергия накапливается в цилиндре из-за того, что часть падающего на цилиндр излучения проходит внутрь цилиндра под углом больше критического (в нашем случае больше 39 градусов) и достигает противоположной стороны цилиндра под таким же углом. Поэтому из-за полного внутреннего отражения эта часть лучей остаётся внутри цилиндра и начинает «бегать» по окружности, многократно отражаясь от поверхности. Так как внутри цилиндра из-за симметрии одинаковые потоки излучения «бегают» по часовой и против часовой стрелки, то их суммарная картина выглядит как стоячая волна (рис. 5в). Эта часть излучения вытекает из цилиндра из-за дифракции. В начальной стадии прохождения импульса за каждый период внутри задерживается одинаковая часть световой энергии, которая много больше, чем вытекающая часть энергии. По мере накопления равными порциями за период энергии внутри цилиндра увеличивается и доля вытекающей энергии. В стационарном случае втекающая и вытекающая за период волны энергии должны быть равны. Из рис. 7в видно, что за 1000 периодов максимальная интенсивность в фокусе растёт и не выходит на насыщение, и поэтому до стационарного случая ещё далеко. Зная энергию, которая падает на цилиндр за один период волны ($W = 4,35\lambda^2$), и оценив энергию, запасённую внутри цилиндра за 500 перио-

дов ($W_1 = 2mI_0S_0 = 2 \cdot 18 \cdot 6 \cdot 0,394\lambda^2 = 85,1\lambda^2$, где I_0 – максимальная интенсивность каждого лепестка моды (рис. 6), S_0 – площадь по полуспаду интенсивности каждого лепестка моды (рис. 5в)), можно оценить (так как за 500 периодов накопление энергии на рис. 7в почти линейное, то вытекающей энергией можно пренебречь), какая часть от падающей энергии W остаётся в цилиндре за один период: $W_2 = W_1/525/W = 85,1/525/4,35 = 0,037$. То есть примерно 3,7% от падающей энергии остаётся в цилиндре за каждый период волны. Из рис. 7в видно, что после прохождения импульса через цилиндр запасённая энергия не пополняется, а только вытекает из цилиндра: за 500 периодов энергия внутри цилиндра уменьшится в 10 раз. То есть за один период из цилиндра вытекает около 0,25% запасённой энергии.

Заключение

С помощью FDTD-метода исследована временная зависимость параметров фокусного пятна при резонансной фокусировке плоской ТЕ-волны на диэлектрическом микроцилиндре с показателем преломления 1,59. Показано, что по мере прохождения пикосекундного импульса через цилиндр ширина фокуса уменьшается, интенсивность в фокусе растёт, также растёт энергия моды, запасённая внутри цилиндра. После прохождения импульса в цилиндре остаётся вытекающая мода шепчущей галереи, совпадающая с модой круглого проволочного волокна с нулевой константой распространения. С течением времени энергия этой моды вытекает из цилиндра.

Также с помощью метода конечных элементов проведено моделирование стационарной картины дифракции плоской ТЕ-волны на диэлектрическом микроцилиндре с показателем преломления 1,59. В стационарном случае параметры фокусного пятна почти совпали с аналитическими результатами [9]: ширина фокусного пятна для резонансного радиуса цилиндра $R = 2,1749\lambda$ была равна $\text{FWHM} = 0,226\lambda$, и максимальная интенсивность в фокусе (за поверхностью цилиндра) в 60 раз превосходила падающую интенсивность света.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ, гранта Президента РФ поддержки ведущих научных школ (НШ-3970.2014.9) и молодого учёного кандидата наук МК-4816.2014.2, а также грантов РФФИ 13-07-97008, 14-29-07133, 14-07-31218 и 15-07-01174.

Литература

1. **Geints, Y.E.** Photonic nanojet calculations in layered radially in homogeneous micrometer-sized spherical particles / Y.E. Geints, A.A. Zemlyanov, E.K. Panina // Journal of the Optical Society of America B. – 2011. – Vol. 28(8). – P. 1825.
2. **Han, L.** Photonic jet generated by spheroidal particle with Gaussian-beam illumination / L. Han, Y. Han, G. Gouesbet, J. Wang, G. Grehan // Journal of the Optical Society of America B. – 2014. – ID 206847.
3. **Grojo, D.** Bessel-like photonic nanojets from core-shell sub-wavelength spheres / D. Grojo, N. Sandeau, L. Boarino,

- C. Constantinescu, N. De Leo, M. Laus, K. Sparnacci // Optics Letters. – 2014. – Vol. 39(13) – P. 3989-3992.
4. **Shen, Y.** Ultralong photonic nanojet formed by a two-layer dielectric microsphere / Y. Shen, L.V. Wang, J. Shen // Optics Letters. – 2014. – Vol. 39(14). – P. 4120-4123.
5. **Liu, C.** Photonic nanojet modulation by elliptical microcylinders / C. Liu, L. Chang // Optik. – 2014. – <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijleo.2014.01.116>.
6. **Xu, B.B.** Annual focusing lens based on transformation optics / B.B. Xu, W.X. Jiang, G.X. Yu, T.J. Cui // Journal of the Optical Society of America A. – 2014. – Vol. 31(5). – P. 1135.
7. **Heifetz, A.** Subdiffraction optical resolution of a gold nanosphere located within the nanojet of a Mie-resonant dielectric microsphere / A. Heifetz, J.J. Simpson, S.C. Kong, A. Taflove, V. Backman // Optics Express. – 2007. – Vol. 15. – P. 17334.
8. **Geints, Y.E.** Photonic jets from resonantly excited transparent dielectric microspheres / Y.E. Geints, A.A. Zemlyanov, E.K. Panina // Journal of the Optical Society of America B. – 2012. – Vol. 29(4). – P. 758.
9. **Козлов, Д.А.** Резонансная фокусировка лазерного света однородным диэлектрическим микроцилиндром / Д.А. Козлов, В.В. Котляр // Компьютерная оптика. – 2014. – Т. 38, № 3. – С. 393-396.
10. **Ваганов, В.Р.** Основы теории дифракции / В.Р. Ваганов, Б.З. Каценеленбаум. – М.: Наука, 1984. – 325 с.
11. **Керимов, М.К.** Исследования о нулях специальных функций Бесселя и методах их вычисления / М.К. Керимов // Журнал вычислительной математики и математической физики. – 2014. – Т. 54, № 9. – С. 1387-1441.
12. **Gorodetsky, M.L.** Quality-factor and nonlinear properties of optical whispering gallery modes / M.L. Gorodetsky V.B. Braginsky, V.S. Ilchenko // Physics Letters A. – 1989. – Vol. 137. – P. 393-397.

References

1. **Geints, Y.E.** Photonic nanojet calculations in layered radially in homogeneous micrometer-sized spherical particles / Y.E. Geints, A.A. Zemlyanov, E.K. Panina // Journal of the Optical Society of America B. – 2011. – Vol. 28(8). – P. 1825.
2. **Han, L.** Photonic jet generated by spheroidal particle with Gaussian-beam illumination / L. Han, Y. Han, G. Gouesbet, J. Wang, G. Grehan // Journal of the Optical Society of America B. – 2014. – ID 206847.
3. **Grojo, D.** Bessel-like photonic nanojets from core-shell sub-wavelength spheres / D. Grojo, N. Sandeau, L. Boarino, C. Constantinescu, N. De Leo, M. Laus, K. Sparnacci // Optics Letters. – 2014. – Vol. 39(13). – P. 3989-3992.
4. **Shen, Y.** Ultralong photonic nanojet formed by a two-layer dielectric microsphere / Y. Shen, L.V. Wang, J. Shen // Optics Letters. – 2014. – Vol. 39(14). – P. 4120-4123.
5. **Liu, C.** Photonic nanojet modulation by elliptical microcylinders / C. Liu, L. Chang // Optik. – 2014. – <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijleo.2014.01.116>.
6. **Xu, B.B.** Annual focusing lens based on transformation optics / B.B. Xu, W.X. Jiang, G.X. Yu, T.J. Cui // Journal of the Optical Society of America A. – 2014. – Vol. 31(5). – P. 1135.
7. **Heifetz, A.** Subdiffraction optical resolution of a gold nanosphere located within the nanojet of a Mie-resonant dielectric microsphere / A. Heifetz, J.J. Simpson, S.C. Kong, A. Taflove, V. Backman // Optics Express. – 2007. – Vol. 15. – P. 17334.
8. **Geints, Y.E.** Photonic jets from resonantly excited transparent dielectric microspheres / Y.E. Geints, A.A. Zemlyanov,

- nov, E.K. Panina // Journal of the Optical Society of America B. – 2012. – Vol. 29(4). – P. 758.
9. **Kozlov, D.A.** Resonant laser focus light by uniformity dielectric microcylinder / D.A. Kozlov, V.V. Kotlyar // Computer Optics. – 2014. – Vol. 38(3). – P. 393-396.
10. **Vaganov, V.R.** Fundamentals of the Theory of Diffraction / V.R. Vaganov, B.Z. Katsenelenbaum – Moscow: “Nauka” Publisher, 1984. – P. 325. – (In Russian).
11. **Kerimov, M.K.** Studies on the zeros of Bessel functions and methods for their computation / M.K. Kerimov // Computational Mathematics and Mathematical Physics. – 2014. – Vol. 54(9). – P. 1387-1441.
12. **Gorodetsky, M.L.** Quality-factor and nonlinear properties of optical whispering gallery modes / M.L. Gorodetsky V.B. Braginsky, V.S. Ilchenko // Physics Letters A. – 1989. – Vol. 137. – P. 393-397.

SIMULATION OF RESONANCE FOCUSING OF A PICOSECOND PULSE BY A DIELECTRIC MICROCYLINDER

*E.S. Kozlova, V.V. Kotlyar, S.A. Degtyarev
Image Processing Systems Institute, Russian Academy of Sciences,
Samara State Aerospace University*

Abstract

Time dependence of the parameters of a focal spot when performing the resonance focusing of a plane TE-wave with a dielectric microcylinder (refractive index $n = 1.59$) is investigated using the FDTD-method. It is shown that as the picosecond pulse passes through the cylinder, the focus width decreases, whereas the intensity of the focus increases, as does the energy of light accumulated in the cylinder. Following the pulse propagation, a leaking whispering gallery mode is excited within the cylinder, which is matching a round-wire-fiber mode with zero propagation constant. With time the mode energy is leaking. Solving the Helmholtz equation by a finite element method, the best parameters of the focal spot are shown to be achieved for a cylinder of radius 2.1749λ , with the focal spot size at full width at half maximum of intensity being 0.226λ and the maximum intensity in the focus being 60 times the incident light intensity, where λ is the incident wavelength.

Keywords: resonance focus, picosecond pulse, whispering gallery mode.

Сведения об авторах

Козлова Елена Сергеевна, к.ф.-м.н., н.с. ЛЛИ ИСОИ РАН, ассистент кафедры технической кибернетики Самарского государственного аэрокосмического университета. Область научных интересов: дифракционная оптика, численные методы.

E-mail: kozlova.elena.s@gmail.com.

Elena Sergeevna Kozlova, Candidate in Physics and Mathematics (2014), researcher at the Laser Measurement Laboratory, Assistant at Department of Computer Cybernetics. Research interests are diffractive optics and numerical methods.

Сведения об авторе **Котляр Виктор Викторович** – см. стр. 11 этого номера.

Дегтярев Сергей Александрович, аспирант Самарского государственного аэрокосмического университета имени академика С.П. Королёва (национального исследовательского университета), стажёр-исследователь Федерального государственного бюджетного учреждения науки Институт систем обработки изображений РАН. Область научных интересов: дифракционная и сингулярная оптика.

E-mail: sealek@gmail.com.

Sergei Alexandrovich Degtyarev, post-graduate student, trainee-researcher of the Image Processing Systems Institute of the Russian Academy of Sciences (IPSI RAS). Research interests: diffractive and singular optics.

Поступила в редакцию 2 февраля 2015 г.