

СУБВОЛНОВАЯ ЛОКАЛИЗАЦИЯ СВЕТА В ВОЛНОВОДНЫХ СТРУКТУРАХ

Котляр В.В.^{1,2}, Ковалев А.А.^{1,2}, Шуюпова Я.О.^{1,2}, Налимов А.Г.^{1,2}, Сойфер В.А.^{1,2}

¹ Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королева,

² Учреждение Российской академии наук Институт систем обработки изображений РАН

Аннотация

Моделирование с помощью программ FullWAVE и Fimmwave показало, что в градиентных планарных кремниевых секансных волноводах фундаментальная ТЕ-мода может иметь ширину $0,09\lambda$, λ – длина волны; гибридная HE₁₁ мода в полном кварцевом круглом ступенчатом волокне может иметь диаметр $0,03\lambda$; фундаментальная ТМ-мода в нанощели в кремниевом планарном волноводе имеет ширину $0,065\lambda$; планарная секансная градиентная микролинза разрешает два источника на расстоянии $0,15\lambda$; градиентная планарная линза «рыбий глаз» в зеркальном резонаторе изображает точечный источник в пятно шириной $0,18\lambda$; планарная секансная градиентная микролинза $6,5 \times 5,34$ мкм, использованная в качестве кольцевого резонатора, связывает два планарных субволновых волновода шириной 386 нм с эффективностью 79% (аналогичный кольцевой кремниевый резонатор имеет эффективность – 71%); в планарном металлическом волноводе световая мода (плазмон) распространяется вдоль краев волновода, проникая в сам волновод на величину $0,039\lambda$ для серебра; в нанощели в серебряной пленке распространяется ТМ-мода (плазмон), полностью заполняющая эту щель шириной 50 нм (ширина моды $0,111\lambda$).

Ключевые слова: сверхразрешение, щелевые волноводы, проволочные волокна, градиентный секансный волновод, кольцевой резонатор, градиентный секансный резонатор.

Введение

Субволновая локализация света в волноводах и резонаторах активно изучается последнее десятилетие в связи с миниатюризацией оптоэлектронных устройств систем телекоммуникаций, оптических датчиков, оптических логических устройств, фильтров, делителей пучка и т.д. В [1-6] рассматриваются субволновые диэлектрические круглые волокна и планарные волноводы, а также полые волокна и волноводы со щелью. В [1] найдены критические диаметры кварцевого и кремниевого волокон, при уменьшении которых в этих волокнах распространяется только одна гибридная мода HE₁₁. Приводятся также расчетные зависимости доли энергии световой моды, сосредоточенной внутри проволочного субволнового волокна. Показано, что с уменьшением диаметра волокна эта доля энергии уменьшается. В [2] исследовался полый круглый диэлектрический субволновый волновод. Показано, что при достаточно малом отверстии (диаметром 20 нм) вдоль оси кварцевого волокна (диаметром 200 нм) интенсивность света в 1,33 раза больше окружающей интенсивности, хотя большая часть энергии распространяется за пределами волокна в виде поверхностной волны, которая медленно затухает с расстоянием (диаметр всей моды около 2 мкм). В [3, 4] теоретически и экспериментально исследовалась локализация света в планарном диэлектрическом субволновом волноводе (кремний на диэлектрике) со щелью. Показано, что отношение амплитуды ТМ-волны в центре щели и в самом волноводе пропорционально квадрату показателя преломления волновода и равно 12 для кремния. ТМ-мода, распространяющаяся в волноводе со щелью, полностью заполняет эту щель шириной 50-100 нм (световая энергия в щели до

30%) в кремниевом волноводе шириной 400-500 нм (длина волны 1550 нм). В [5, 6] моделируется взаимное влияние мод в двух близкорасположенных щелевых волноводах и влияние на локализацию моды в щели волновода его искривленности и смещения щели от центра волновода.

В работах [7-16] исследуются устройства нанофотоники, которые включают кольцевые и дисковые микрорезонаторы. Такие устройства используются в качестве фильтров, мультиплексоров, модуляторов излучения и оптических датчиков жидких сред. В [7] с помощью дискового микрорезонатора из кремния радиусом 23 мкм на длине волны 1564 нм получено затухание света в волноводе 30 дБ, а добротность резонатора равна 1350. В [8] на основе кольцевого резонатора диаметром 55 мкм на резисте SU-8 и планарного волновода шириной 5 мкм был создан узкополосный фильтр (ширина полосы 0,01 нм) для длин волн в диапазоне 1300-1500 нм. При этом кольцевой резонатор обладал очень высокой добротностью $Q = 130000$. Еще более качественный резонатор ($Q = 139000$) описан в [10]. Этот резонатор на кремнии имел также рекордно низкие потери (1,9 дБ/см): его радиус 20 мкм, а зазор между резонатором и волноводом – 250 нм. В [11] оценили коэффициент связи (7%) между кольцевым резонатором радиусом 5 мкм в кремнии и волноводом шириной 450 нм и высотой 250 нм. Зазор между волноводом и резонатором был равен 200 нм, длина волны 1550 нм. Это устройство было использовано как логический элемент и работало со скоростью 300 Мбит/с. В [15] дисковый микрорезонатор на Si₃N₄ радиусом 15 мкм использовался в качестве датчика алкоголя и различал изменение показателя преломления жидкости на величину 10^{-4} . В [16] ис-

следовался нелинейный эффект оптической бистабильности в кольцевом микрорезонаторе.

В [17-23] исследовалось прохождение плазмонов (поверхностных волн) в металлических круглых субволновых волокнах, планарных металлических волноводах и волноводах со щелью. В [19] моделируется взаимодействие двух плазмонов, распространяющихся в двух параллельных щелях шириной 30 нм в металле ($\epsilon = -15,7 + i0,94$). Длина волны 633 нм. Показано, что длина взаимодействия между двумя такими щелями равна 330 нм. На основе набора таких нанощелей можно конструировать элементы дискретной плоской оптики. В [20, 21] моделировались повороты света на 90 и 180 градусов с помощью нанощелей в металлических пленках. Показано, что плазмон в щели пленки серебра ($\epsilon = -16,22 + i0,52$) толщиной 200 нм (длина волны света 633 нм) проходит поворот в 90 градусов с эффективностью более 80%. В [24, 25] рассмотрены плазмонные фильтры на основе распространения света в Т-образных нанощелях в металле. Показано, что Т-образные заглушки в нанощели (ширина щели 50 нм, длина заглушки 285 нм, $\text{Re } \epsilon = -12,7$, $\lambda_{\text{света}} = 1550$ нм, $\lambda_{\text{плаз}} = 1300$ нм, λ – длина волны) позволяют осуществить затухание плазмона на 40 дБ.

Заметим, что во всех перечисленных работах не исследовался специально вопрос о ширине (или диаметре) световых полей, локализованных в субволновых волокнах, волноводах, щелях и резонаторах.

В данной работе с помощью программ FullWAVE (RSoft) и Fimmwave (Photon Design) проведено моделирование распространения света в субволновых (наноразмерных) устройствах фотоники с целью выяснения минимально достижимых размеров световых полей, локализованных в этих устройствах. Из волноводов выбраны те, которые имеют известные аналитические решения, чтобы можно было получить теоретические оценки ширины моды и сравнить их с результатами моделирования. Моделирование показало, что в градиентных планарных кремниевых волноводах фундаментальная ТЕ-мода имеет ширину по полуспаду интенсивности $0,09\lambda$; гибридная HE_{11} мода в полом кварцевом круглом ступенчатом волокне может иметь диаметр по полуспаду интенсивности $0,03\lambda$; фундаментальная ТМ-мода в нанощели в субволновом кремниевом планарном волноводе имеет ширину по полуспаду интенсивности $0,065\lambda$. Показано, что планарная секансная градиентная линза разрешает два точечных источника, разделенных расстоянием $0,15\lambda$; планарная градиентная линза «рыбий глаз» с зеркальными стенками изображает источник диаметром $0,1\lambda$ как пятно с диаметром $0,18\lambda$. Впервые предложено использовать планарную градиентную секансную линзу в качестве кольцевого микрорезонатора. Показано, что такая линза размером $6,5 \times 5,34$ мкм связывает два планарных субволновых волновода шириной 386 нм с эффективностью 79% (аналогичный кольцевой кремниевый резонатор

имеет эффективность – 71%). В планарном металлическом субволновом волноводе свет распространяется вдоль краев волновода, проникая в волновод на величину, например, для серебра $0,039\lambda$. Показано также, что в нанощели в серебряной пленке распространяется ТМ-мода, полностью заполняющая щель шириной 50 нм (ширина моды $0,111\lambda$). Однако при распространении поверхностных плазмонов в металлических волноводах и щелях они быстро затухают, в отличие от мод в диэлектрических волноводах.

1. Градиентный секансный планарный волновод

В [26] для планарного градиентного секансного волновода с зависимостью показателя преломления от поперечной координаты в виде:

$$n(x) = n_0 \text{ch}^{-1} \left(\frac{kn_0 x}{\sqrt{2}} \right), \quad (1)$$

где n_0 – показатель преломления на оси z , k – волновое число света в вакууме, получено общее решение для ТЕ-моды, а также приведено частное решение [27]:

$$E_y(x, z) = \exp \left(\frac{ikn_0 z}{\sqrt{2}} \right) \text{ch}^{-1} \left(\frac{kn_0 x}{\sqrt{2}} \right), \quad (2)$$

где $E_y(x, z)$ – проекция вдоль оси y электрического вектора ТЕ-волны. Из (2) следует, что ширина моды по полуспаду интенсивности в секансном волноводе (1) равна величине

$$FWHM = \frac{\ln(3 + 2\sqrt{2})\lambda}{\pi n_0 \sqrt{2}} \approx \frac{0,4\lambda}{n_0}. \quad (3)$$

Радиус волновода (1) по критерию $n(R) = 1$ находился из формулы:

$$R = \frac{\lambda}{\sqrt{2}\pi n_0} \text{arcch}(n_0). \quad (4)$$

Для конкретных параметров: $n_0 = 3,47$ (кремний), $\lambda = 1,55$ мкм - из (3) и (4) получим:

$$\begin{aligned} FWHM &= 0,115\lambda, \\ R &= 193 \text{ нм} = 0,125\lambda. \end{aligned} \quad (5)$$

На рис. 1 показан результат моделирования программой FullWAVE распространения ТЕ-волны через градиентный секансный планарный волновод (1) с параметрами: $n_0 = 3,47$, $\lambda = 1,55$ мкм, $R = 193$ нм. Ширина моды (рис. 1б) по полуспаду интенсивности

$I(x, z) = |E_y(x, z)|^2$ равна:

$$FWHM = \frac{\lambda}{11} = 0,09\lambda. \quad (6)$$

Значение (6) согласуется с оценкой (5). Расхождение объясняется тем, что (5) получена для неограниченного волновода (1), а значение (6) – для ограниченного радиусом R . Из рис. 1б также видно, что почти вся энергия моды сосредоточена внутри волновода.

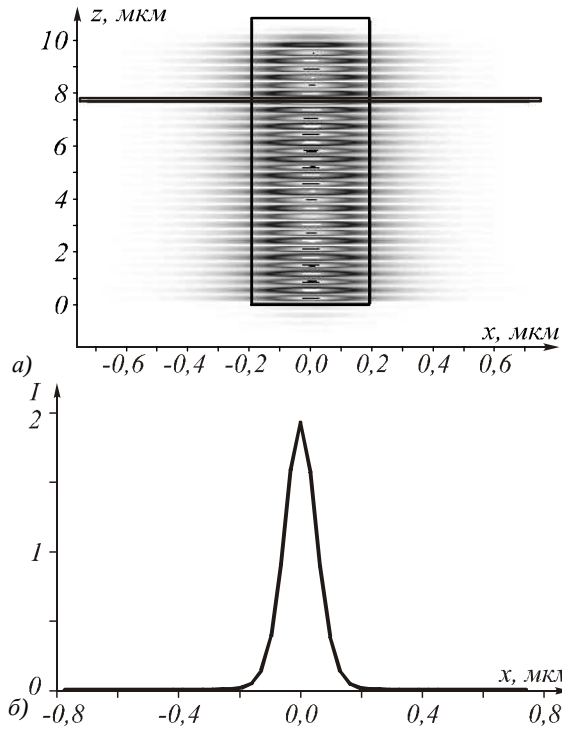


Рис. 1. Мгновенная картина реальной части амплитуды $E_y(x, z)$ (а) и усредненная по времени интенсивность (в произвольных единицах) вдоль оси x в плоскости экрана (горизонтальная линия на рис. 1а) (б)

Чтобы практически ввести свет в субволновый секансный волновод (1), можно воспользоваться градиентной секансной линзой [27]. На рис. 2а показана мгновенная картина реальной части $E_y(x, z)$ ТЕ-волны, проходящей через планарное устройство, состоящее из широкого волновода (шириной 1930 нм, $n = 3,47$, $\lambda = 1,55$ мкм), градиентной секансной линзы [27] (ширина 1930 нм, $n_0 = 3,47$, длина 790 нм) и субволнового секансного волновода (ширина 386 нм, $n_0 = 3,47$). На рис. 2б показано поперечное сечение (вдоль оси x) усредненной по времени интенсивности светового поля на расстоянии $\Delta z = 10$ нм от выходного торца секансного волновода. Ширина светового поля (рис. 2б) в вакууме по полуспаду интенсивности равна $FWHM = 0,12\lambda$.

2. Планарный параболический волновод

В [26] показано, что в планарном параболическом волноводе с зависимостью показателя преломления от поперечной координаты

$$n(x) = n_0 \left[1 - \left(\frac{\pi n_0 x}{\lambda} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (7)$$

где n_0 – показатель преломления на оси z , распространяется Гауссова ТЕ-мода с амплитудой

$$E_y(x, z) = \exp \left[\frac{ikn_0 z}{\sqrt{2}} - \left(\frac{\pi n_0 x}{\lambda} \right)^2 \right]. \quad (8)$$

Из (8) следует, что ширина Гауссовой ТЕ-моды по полуспаду интенсивности равна:

$$FWHM = \frac{\sqrt{\ln 4}}{\pi n_0} \lambda \approx \frac{0,38\lambda}{n_0}, \quad (9)$$

а радиус волновода по критерию $n(R) = 1$ равен

$$R = \frac{\sqrt{n_0^2 - 1}}{\pi n_0} \lambda. \quad (10)$$

В случае, если $n_0 = 3,47$, $\lambda = 1,55$ мкм, вместо (9) и (10) получим:

$$FWHM = 0,109\lambda, \\ R = 136 \text{ нм} = 0,087\lambda. \quad (11)$$

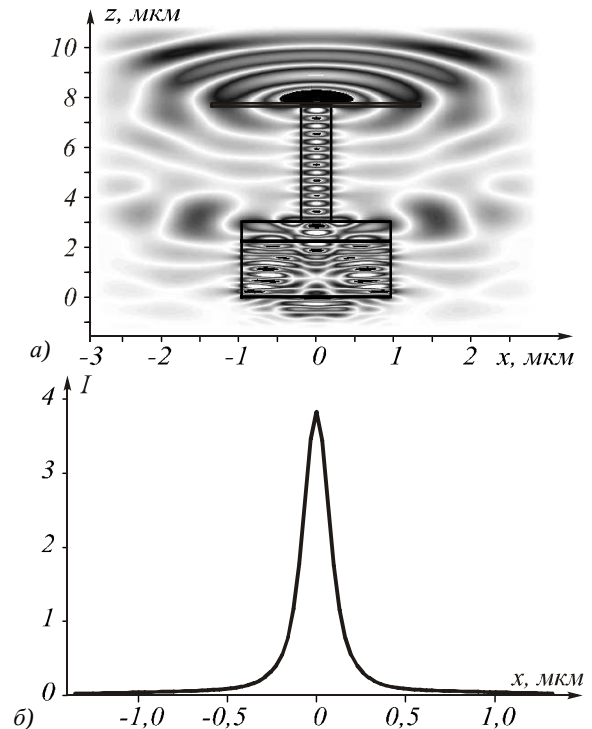


Рис. 2. Мгновенная картина реальной части амплитуды $E_y(x, z)$ ТЕ-волны, проходящей через ступенчатый волновод, градиентную секансную линзу и субволновый секансный волновод (а); сечение усредненной по времени интенсивности на выходе из субволнового волновода (б)

На рис. 3а показана мгновенная картина реальной части амплитуды $E_y(x, z)$ ТЕ-волны, распространяющейся вдоль квадратичного планарного волновода ($n = 3,47$, $\lambda = 1,55$ мкм, $R = 136$ нм), а на рис. 3б показана усредненная интенсивность вдоль оси x .

Из сравнения рис. 1б и 3б видно, что вид сечения интенсивности мод секансного и параболического волноводов почти одинаковый. Отличие только в значении максимальной интенсивности на оптической оси. Ширина Гауссовой моды (рис. 3б) такая же, как и секансной моды (рис. 1б), и равна $FWHM = 0,09\lambda$ (см. (6)). Это значение также согласуется с теоретической оценкой (11). Заметим, что, хотя ширина квадратичного волновода (272 нм) на 30% меньше, чем секансного (386 нм), ширина обеих мод, распространяющихся в этих волноводах, одинакова. Это означает, что секансный волновод более эффективно «сжимает» свет, чем параболический.

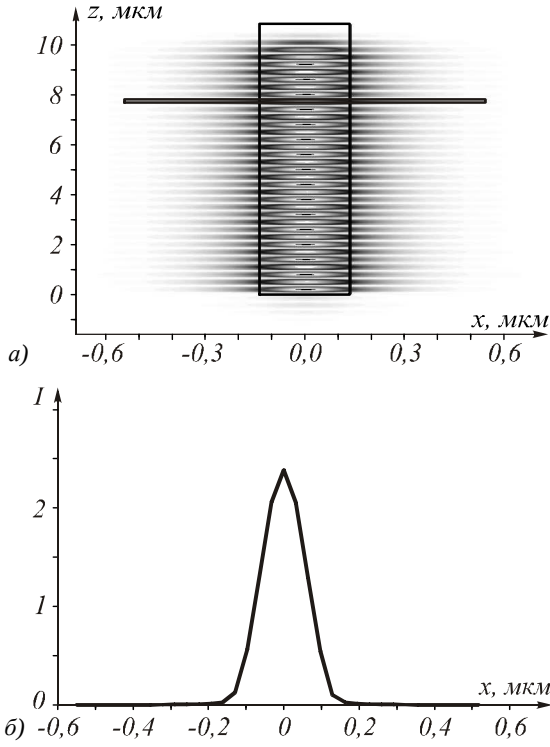


Рис. 3. Расчет программой FullWAVE распространения ТЕ-волны в параболическом волноводе: мгновенная картина реальной части амплитуды $E_y(x, z)$ (а); усредненная по времени интенсивность вдоль оси x (б)

3. Ступенчатый планарный волновод

3.1 ТЕ-поляризация

Пусть ступенчатый планарный волновод с показателем преломления n и шириной $2a$ окружен воздухом с единичным показателем преломления. Такие узкие безоболочечные волноводы называют иногда проволочными [1]. Фундаментальная ТЕ-мода в таком волноводе имеет амплитуду вида:

$$\begin{cases} E_{y1}(x, z) = \\ = \cos(\alpha x) \exp(i\beta z), |x| < a, \\ E_{y2}(x, z) = \cos(\alpha a) \times \\ \times \exp[-\gamma(|x| - a) + i\beta z], |x| > a, \end{cases} \quad (12)$$

где $\beta^2 = n^2 k^2 - \alpha^2 = k^2 + \gamma^2$, β – константа распространения моды. Дисперсионное уравнение имеет вид:

$$\xi \operatorname{tg} \xi = \sqrt{k_0^2 - \xi^2}, \quad (13)$$

где $\xi = \alpha a$, $k_0 = ka(n^2 - 1)^{1/2}$.

Например, при $n = 3,47$, $a = 200$ нм, $\lambda = 1550$ нм получим, что $k_0 = 2,597$, и из (13) приближенно найдем $\xi_0 = \alpha a \approx 1,12$. Тогда из (12) можно оценить ширину основной моды по полуспаду интенсивности из уравнения:

$$\cos^2(\alpha x_0) = \frac{1}{2}.$$

Тогда $2x_0 = \pi/(2\alpha) = 1,4a$. Окончательно получим оценку для ширины фундаментальной ТЕ-моды по полуспаду интенсивности:

$$FWHM = 2x_0 = 1,4a = 0,18\lambda. \quad (14)$$

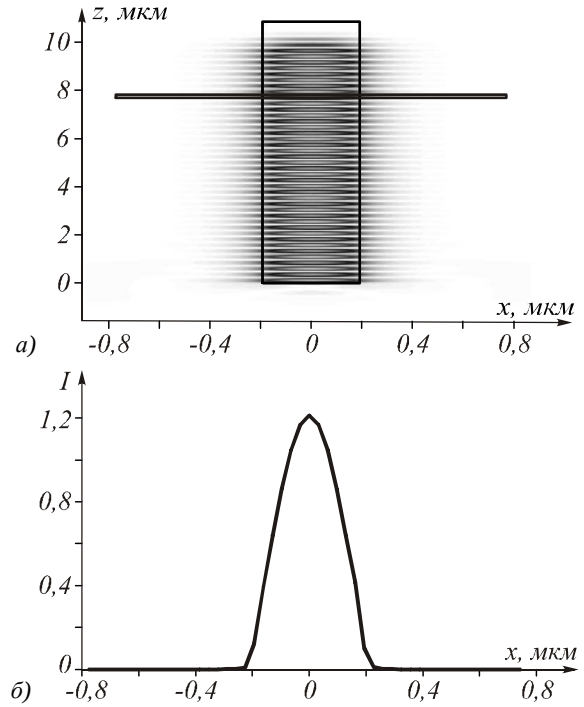


Рис. 4. Мгновенная картина реальной части амплитуды $E_y(x, z)$ ТЕ-волны, распространяющейся в ступенчатом планарном субволновом волноводе (а), и усредненная по времени интенсивность поперек волновода (б)

На рис. 4а показана мгновенная реальная часть амплитуды ТЕ-волны в планарном ступенчатом волноводе ($n = 3,47$, $a = R = 193$ нм, $\lambda = 1,55$ мкм), а на рис. 4б – усредненная по времени интенсивность вдоль оси x . Ширина ТЕ-моды по полуспаду интенсивности равна:

$$FWHM = \frac{\lambda}{6} = 0,17\lambda. \quad (15)$$

Значение (15) согласуется с оценкой (14). Заметим, что мода (14), (15), в отличие от секансной (5) и гауссовой (11), не преодолевает дифракционный предел в данной среде:

$$FWHM = \frac{0,5\lambda}{n} = 0,144\lambda \quad (n = 3,47). \quad (16)$$

3.2 ТМ-поляризация

Для ТМ-поляризованной основной моды в ступенчатом планарном волноводе выражения для амплитуды аналогичны (12), но есть и отличия:

$$\begin{cases} E_{x1}(x, z) = \\ = \frac{1}{n^2} \cos(\alpha x) \exp(i\beta z), |x| < a, \\ E_{x2}(x, z) = \cos(\alpha a) \times \\ \times \exp[-\gamma(|x| - a) + i\beta z], |x| > a. \end{cases} \quad (17)$$

Сомножитель $(1/n^2)$ в первом уравнении (17) указывает на то, что поле претерпевает разрыв на границе волновода $|x| = a$. Причем величина скачка интенсивности будет пропорциональна n^4 . Из-за скачка поля на границе волновода часть световой энергии ТМ-моды (существенно большая, чем для ТЕ-моды (12)) будет распространяться вне волновода. Это видно из рис. 5.

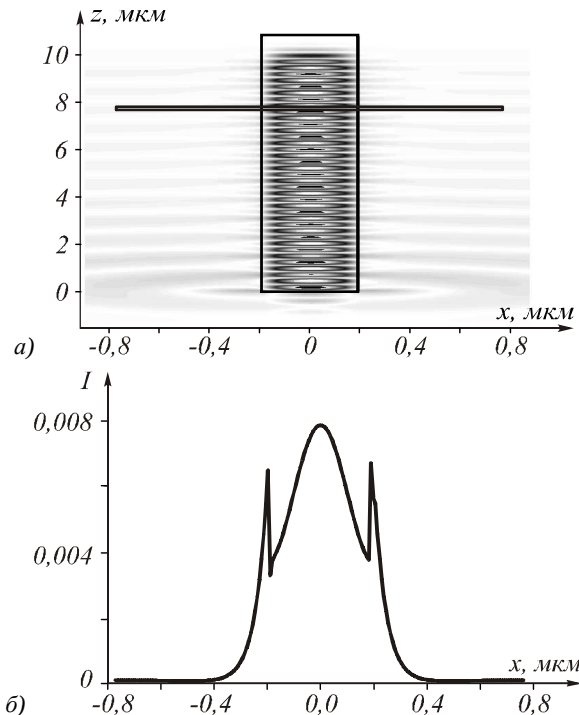


Рис. 5. Мгновенная картина реальной части амплитуды E_x ТМ-волны, распространяющейся в ступенчатом кремниевом планарном субволновом волноводе (а), и сечение по x усредненной по времени интенсивности (б)

На рис. 5а показана мгновенная картина реальной части амплитуды $E_x(x, z)$ ТМ-волны, распространяющейся в планарном волноводе ($n = 3,47$, $\lambda = 1,55$ мкм, $a = R = 193$ нм), а на рис. 5б – усредненная по времени интенсивность вдоль x . На рис. 5б картина интенсивности не вполне симметричная (четная) из-за недостаточного числа отсчетов, приходящихся на длину волны, что не позволило точно рассчитать скачок интенсивности. Из рис. 5б следует, что ширина ТМ-моды по полуспаду интенсивности больше, чем ширина ТЕ-моды (15), и равна, примерно, ширине волновода:

$$FWHM = 2a = 0,25\lambda. \quad (18)$$

4. Диэлектрическое волокно с круглым сечением без оболочки

В [1] численно исследуются проволоочные (субволновые) волокна из кремния и кварца с круглым сечением без оболочки. Например, для кварца (SiO_2) $n = 1,46$ и длины волны $\lambda = 633$ нм одномодовый режим наступает, если диаметр волокна $2R$ меньше 457 нм. При этом в волокне распространяется только одна гибридная мода HE_{11} , у которой отличными

от нуля являются все 6 компонент электрического и магнитного векторов световой волны.

Для кремния $n = 3,47$ и $\lambda = 1,55$ мкм одномодовый режим наступает, если диаметр волокна $2R$ меньше 345 нм. При диаметре волокна из кварца 400 нм внутри волокна будет распространяться около 80% световой энергии моды (остальные 20% будут распространяться в виде поверхностной волны снаружи волновода). И наоборот: при диаметре волокна из кварца 200 нм внутри него будет распространяться только 20% энергии, а остальные 80% будут распространяться снаружи волокна. Для кремниевое волокна и $\lambda = 1,55$ мкм аналогичные ситуации возникнут при других диаметрах волокна: при $2R = 346$ нм в волокне будет распространяться 90% энергии, а при $2R = 264$ нм – только 10%. То есть если пытаться «захватить» моду, уменьшая диаметр волокна, то это сделать не получится, так как, например, для кремниевое волокна с диаметром 400 нм эффективный диаметр моды, содержащей 86,5% энергии, будет также равен 400 нм ($\lambda = 1,55$ мкм), а при уменьшении диаметра волокна до 200 нм – эффективный диаметр моды увеличивается до нескольких микрон.

Далее приводятся результаты моделирования с помощью программы, реализующей метод согласованных синусоидальных мод [28], и программы Fimmwave. Рассчитывалась основная гибридная мода круглых кварцевых волокон диаметром меньше 600 нм и для длины волны $\lambda = 633$ нм. На рис. 6 показана зависимость максимального значения интенсивности HE_{11} моды на оптической оси волокна из кремния $n = 1,457$ от радиуса R волокна. Из рис. 6 видно, что максимальная интенсивность на оси имеет место у волокна с радиусом $R = 0,21$ мкм, причем максимум не острый и интенсивность на оси почти не меняется для интервала $R \in (190 \text{ нм}, 220 \text{ нм})$.

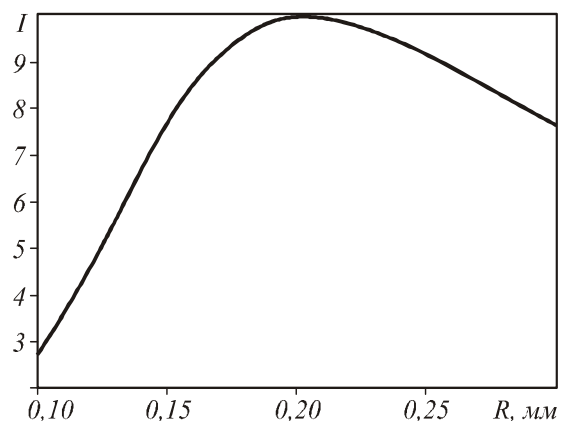


Рис. 6. Зависимость максимальной интенсивности (в произвольных единицах) HE_{11} моды в круглом кварцевом волокне от его радиуса

На рис. 7 показано в полутонах распределение интенсивности HE_{11} моды для кварцевого волокна с радиусом $R = 190$ нм ($\lambda = 633$ нм). Из рис. 7 видно, что, хотя сечение моды внутри волокна обладает

круговой симметрией, часть световой энергии моды, которая распространяется в виде поверхностной волны, за волокном не имеет круговой симметрии. Из рис. 7 также видно, что в горизонтальном сечении (по оси x) на границах волокна амплитуда (интенсивность) претерпевает разрыв.

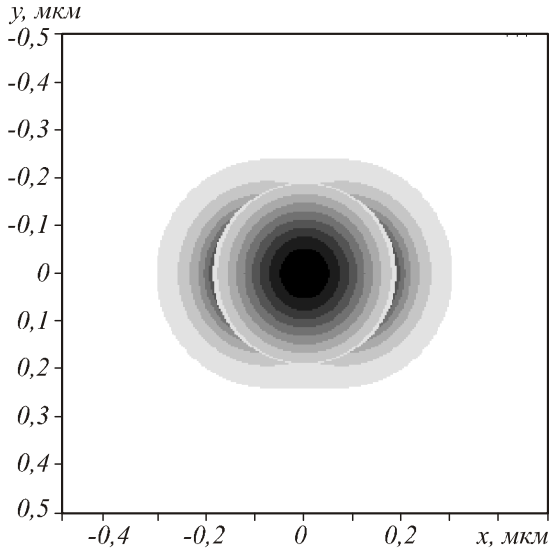


Рис. 7. Полутоновая картина интенсивности HE₁₁ моды в круглом кварцевом волокне диаметром $2R = 380$ нм ($\lambda = 633$ нм)

Интенсивность HE₁₁-моды внутри волокна пропорциональна квадрату функции Бесселя нулевого порядка:

$$I(r) \sim J_0^2 \left(r \sqrt{k^2 n^2 - \beta^2} \right). \quad (19)$$

Из (19) можно оценить диаметр моды по полуспаду интенсивности:

$$FWHM \approx \frac{2,4}{\sqrt{k^2 n^2 - \beta^2}} \approx 0,46\lambda, \quad (20)$$

при $\lambda = 633$ нм, $n = 1,46$ и $\beta = 1,2k$ (для моды на рис. 7).

Рассчитанный программой [28] диаметр моды на рис. 7 был равен:

$$FWHM = 280 \text{ нм} \approx 0,44\lambda. \quad (21)$$

Из сравнения (20) и (21) видно, что расчет согласуется с теоретической оценкой.

Световая энергия моды HE₁₁ (рис. 7) распространяется внутри и снаружи волокна вдоль оси z по спирали, так как амплитуда проекции на оптическую ось электрического вектора пропорциональна выражению:

$$\begin{cases} E_{z1} \sim J_1(\alpha r) \cos \phi, & r < R, \\ E_{z2} \sim K_1(\gamma r) \sin \phi, & r > R, \end{cases} \quad (22)$$

где $\alpha = (k^2 n^2 - \beta^2)^{1/2}$, $\gamma = (\beta^2 - k^2)^{1/2}$, β – постоянная распространения, $J_1(x)$ и $K_1(x)$ – обычная и модифицированная функции Бесселя первого порядка, ϕ – азимутальный угол.

Если радиус волокна уменьшить до значения $R = 120$ нм, то уже только 10% энергии будет распространяться в волокне. На рис. 8 показано горизонтальное сечение интенсивности моды HE₁₁ для случая $R = 120$ нм, $n = 1,46$, $\lambda = 633$ нм. Из рис. 8 видно, что максимальная интенсивность поверхностных волн за волокном почти в два раза больше, чем максимальная интенсивность на оси волокна.

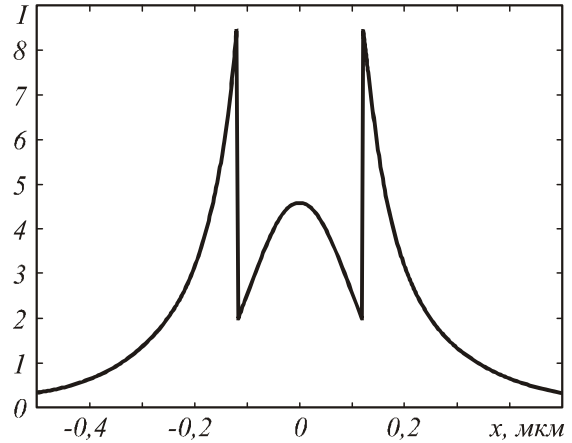


Рис. 8. Горизонтальное сечение интенсивности моды HE₁₁ в кварцевом круглом волокне диаметром 240 нм

Для сравнения на рис. 9 показаны результаты расчета гибридной моды HE₁₁ для кремниевого круглого волокна: $n = 3,47$, $R = 200$ нм, $\lambda = 1,55$ мкм. На рис. 9 показаны горизонтальное (а) и вертикальное (б) сечения интенсивности основной HE₁₁ моды, рассчитанные программой Fimmwave для круглого кремниевого волокна.

Из рис. 9 видно, что почти вся энергия распространяется внутри волокна, хотя небольшая часть энергии в горизонтальном сечении распространяется в виде поверхностной волны за волокном. Она придает моде эллиптическую форму. Диаметр моды (рис. 9) (сечение моды по полуспаду интенсивности – круглое) равен:

$$FWHM = 250 \text{ нм} \approx 0,161\lambda. \quad (23)$$

Оценка диаметра моды на основе формулы (20) дает ($\beta = 2,3k$):

$$FWHM \approx \frac{2,4}{\sqrt{k^2 n^2 - \beta^2}} \approx 0,143\lambda. \quad (24)$$

Небольшое рассогласование диаметров (23) и (24) можно объяснить тем, что оценка (24) получена на основе учета вклада только одной компоненты E -вектора (19), а расчет (23) учитывает все шесть компонент моды HE₁₁. Из сравнения (21) и (23) можно видеть, что при почти одинаковых диаметрах кварцевого ($R = 190$ нм) и кремниевого ($R = 200$ нм) волокон увеличение показателя преломления материала в $3,47/1,46 = 2,38$ раз приводит к уменьшению диаметра HE₁₁-моды в $0,44/0,161 = 2,73$ раза.

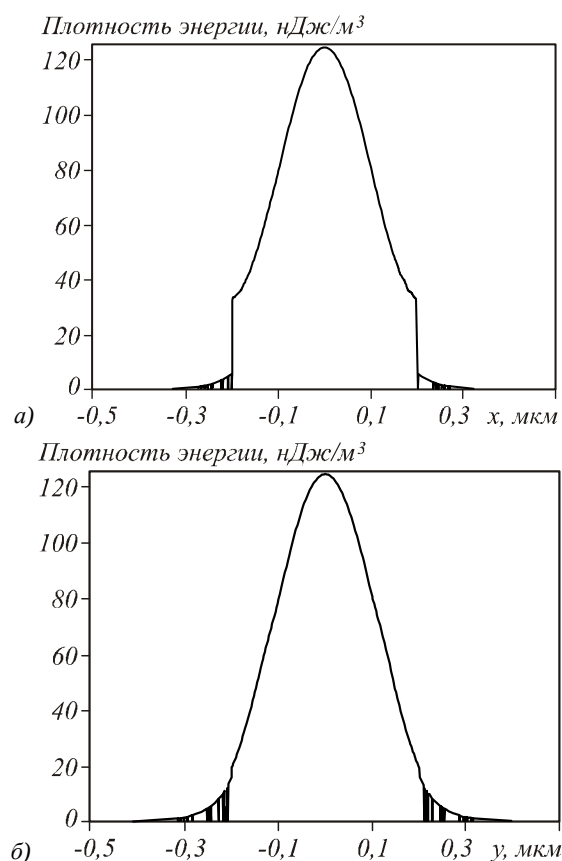


Рис. 9. Горизонтальное (а) и вертикальное (б) центральные сечения интенсивности (плотности энергии) основной HE_{11} -моды, рассчитанные программой Fimmwave для круглого кремниевого волокна

5. Полое ступенчатое круглое волокно

В [2] моделируется распространение света через субволновое проволоочное круглое волокно с полый сердцевинкой. Показатель преломления выбирался в виде:

$$n(r) = \begin{cases} 1, & 0 < r < R_1, \\ n, & R_1 < r < R_2, \\ 1, & r > R_2. \end{cases} \quad (25)$$

Продольная проекция E -вектора моды в таком волокне описывается выражением:

$$E_z(r, \varphi, z) = \begin{cases} A I_m(n_1 r) f_m, & 0 < r < R_1, \\ [B J_m(n_2 r) + C Y_m(n_2 r)] f_m, & R_1 < r < R_2, \\ D K_m(n_3 r) f_m, & r > R_2, \end{cases} \quad (26)$$

где

$$n_1 = n_3 = (\beta^2 - k^2)^{1/2},$$

$$n_2 = (k^2 n^2 - \beta^2)^{1/2},$$

$$f_m = \cos(m\varphi + \varphi_m) \exp(i\beta z),$$

(r, φ) – полярные координаты, φ_m – постоянные, m – целое число, A, B, C, D – константы, I_m, J_m, Y_m, K_m – функции Бесселя. Для полого волокна из кварца $n = 1,46$ для длины волны $\lambda = 633$ нм и $R_1 = 10$ нм,

$R_2 = 100$ нм в центральной полый части волокна максимум интенсивности будет в 1,33 раза больше, чем максимальная интенсивность в самом волокне. Однако световой энергии в этой полый части будет распространяться только 0,1%, в самом волокне при этом будет распространяться 5% энергии, а вся остальная энергия (около 95%) будет распространяться в виде поверхностной волны за волокном. На рис. 10 показаны радиальные сечения интенсивности основной моды в полом круглом кварцевом световоде с диаметром $2R_2 = 400$ нм и диаметром осевой полый части $2R_1 = 20$ нм.

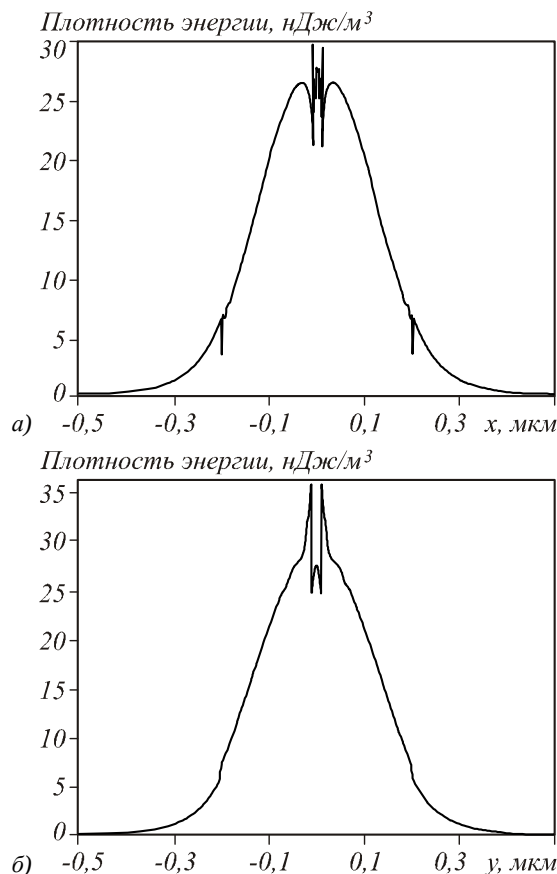


Рис. 10. Осевые горизонтальное (а) и вертикальное (б) сечения основной моды полого кварцевого круглого волокна, рассчитанные программой Fimmwave.

Радиус волокна $R_2 = 200$ нм, а радиус осевого отверстия $R_1 = 10$ нм ($\lambda = 633$ нм)

Световое поле внутри отверстия в волокне полностью его заполняет, и можно принять, что диаметр моды внутри отверстия равен диаметру отверстия:

$$FWHM = 20 \text{ нм} \approx 0,031\lambda. \quad (27)$$

Из рис. 10 также видно, что мода HE_{11} не радиально-симметричная и в центре отверстия она имеет седловую точку: по оси x – локальный минимум интенсивности, а по оси y – локальный максимум. На рис. 11а показан увеличенный центральный фрагмент горизонтального сечения интенсивности моды HE_{11} (рис. 10а). Видно, что внутри отверстия диаметром 20 нм мода имеет довольно сложную структуру, и

размер некоторых ее локальных фрагментов можно оценить в половину отверстия, и даже меньше.

На рис. 11б показана зависимость интенсивности HE_{11} -моды на оси полого кварцевого круглого волокна от отношения радиусов отверстия и волокна. Из рис. 11б видно, что интенсивность на оси увеличивается с уменьшением радиуса волокна R_2 и уменьшением радиуса отверстия R_1 .

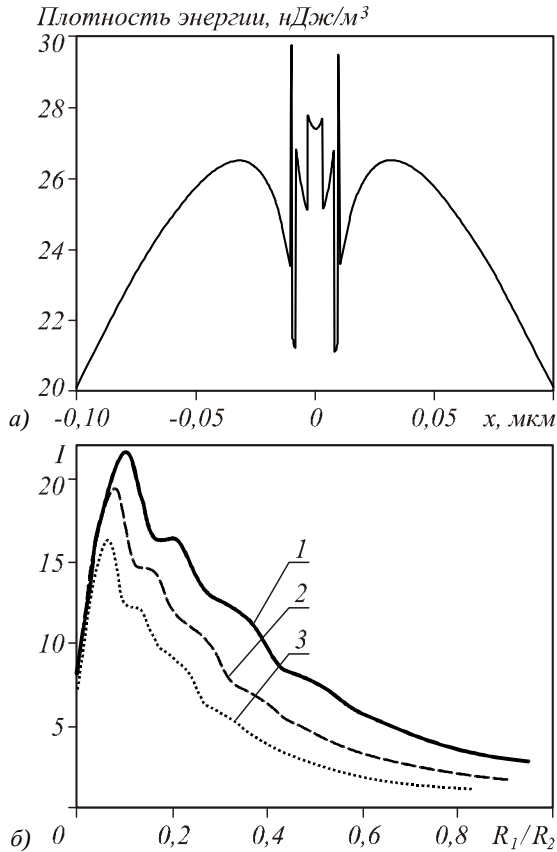


Рис. 11. Осевое горизонтальное сечение интенсивности основной моды на рис. 10а (а) и зависимости интенсивности HE_{11} моды на оптической оси полого круглого кварцевого волокна ($\lambda = 633$ нм, $n = 1,46$) от отношения радиусов отверстия и волокна при разных радиусах волокна: $R_2 = 190$ нм (кривая 1), $R_2 = 250$ нм (кривая 2), $R_2 = 300$ нм (кривая 3)

Для сравнения приведем результаты моделирования с помощью программы Fimmwave для кремниевое волокна.

На рис. 12 показаны горизонтальное (а) и вертикальное (б) сечения основной моды полого круглого кремниевое волновода. Эффективный индекс моды $\beta/k = 2,2769$. Из рис. 12 можно видеть, что вдоль внутренних стенок отверстия световое поле претерпевает резкие перепады интенсивности. Оценим грубо диаметр моды, локализованной в отверстии, равным диаметру отверстия, тогда:

$$FWHM = 20 \text{ нм} \approx 0,013\lambda. \quad (28)$$

Заметим, что интенсивность или плотность энергии на рис. 10 и 12 (и в других местах, если специально не оговорено) вычисляется по формуле:

$$I(x, y) = (1/4) \left[\epsilon |E(x, y)|^2 + \mu_0 |H(x, y)|^2 \right].$$

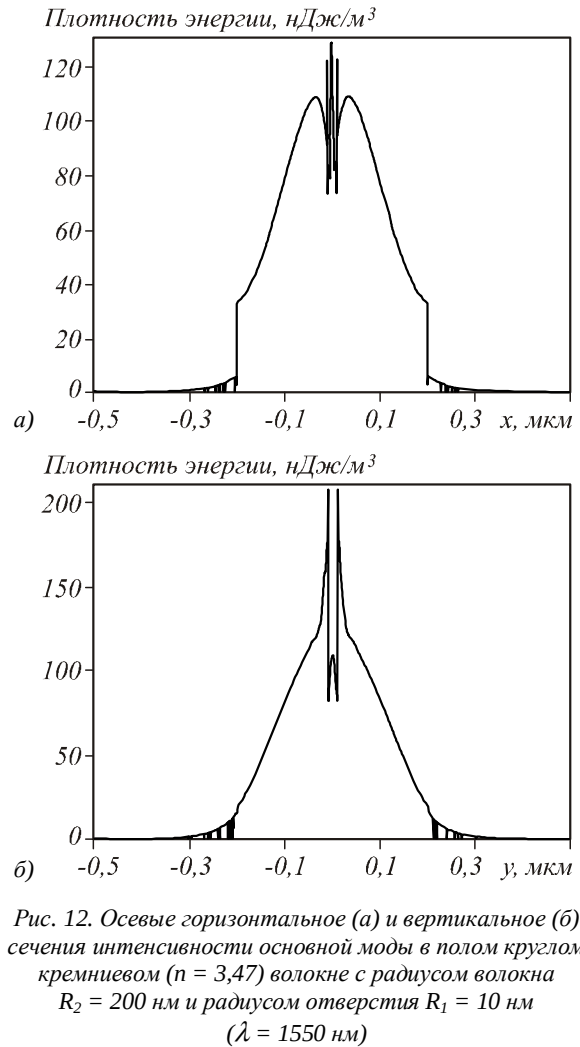


Рис. 12. Осевые горизонтальное (а) и вертикальное (б) сечения интенсивности основной моды в полого круглом кремниевом ($n = 3,47$) волокне с радиусом волокна $R_2 = 200$ нм и радиусом отверстия $R_1 = 10$ нм ($\lambda = 1550$ нм)

Из сравнения рис. 10 и 12 видно, что максимальные значения интенсивности в кремниевом волокне в 6 раз больше, чем в аналогичном кварцевом.

Следует обратить внимание на тонкую структуру HE_{11} -моды вне кремниевое волокна (рис. 9 и 12): масштаб модуляции поверхностной волны (внешняя часть моды) не ограничен дифракционным пределом и может быть любой малой величиной.

6. Ступенчатый планарный волновод с щелью

В разделе 4 был рассмотрен ступенчатый планарный субволновый волновод. Было показано, что ширина фундаментальной TE -моды по полуспаду интенсивности может быть равна $FWHM = 0,17\lambda$ (см. (15)) для кремниевое волновода шириной $2R = 386$ нм.

В этом разделе приводятся результаты моделирования для планарного волновода со щелью. В [3] рассмотрено распространение света с TM -поляризацией в щелевом планарном волноводе с показателем преломления:

$$n(x) = \begin{cases} 1, & 0 < |x| < a, \\ n, & a < |x| < b, \\ 1, & |x| > b, \end{cases} \quad (29)$$

где $2a$ – ширина щели и $2b$ – ширина волновода. Проекция амплитуды E -вектора на поперечную ось x для фундаментальной ТМ-моды имеет вид:

$$E_x(x, z) = \exp(i\beta z) \times \begin{cases} \text{ch}(\gamma|x|), & 0 < |x| < a, \\ n^{-2} \text{ch}(\gamma a) \cos[\alpha(|x| - a)] + \\ + \frac{\gamma}{\alpha} \text{sh}(\gamma a) \sin[\alpha(|x| - a)], & a < |x| < b, \\ \left\{ \text{ch}(\gamma a) \cos[\alpha(b - a)] + \right. \\ \left. + \frac{n^2 \gamma}{\alpha} \text{sh}(\gamma a) \sin[\alpha(b - a)] \right\} \times \\ \times \exp(-\gamma(|x| - b)), & |x| > b, \end{cases} \quad (30)$$

где $\beta^2 = k^2 n^2 - \alpha^2 = k^2 + \gamma^2$ – постоянная распространения. Из (30) можно видеть, что амплитуда $E_x(x, y)$ терпит разрывы при $|x| = a$ и $|x| = b$. Причем интенсивность моды внутри волновода меньше, чем внутри щели и сразу за волноводом. На рис. 13а показана картина реальной части амплитуды $E_x(x, y)$ света, распространяющегося в щелевом планарном волноводе ($n = 3,47$, $\lambda = 1,55$ мкм, $2a = 101$ нм, $2b = 537$ нм).

На рис. 13б и 13в показаны модуль проекции на ось z вектора Умова-Пойнтинга P и усредненная интенсивность I в поперечном сечении вдоль оси X . Обе величины даны в произвольных единицах. Причем интенсивность на рис. 13в (в отличие от рис. 10 и 12) вычислялась без умножения квадрата модуля напряженности электрического поля на диэлектрическую проницаемость среды. Из рис. 13в видно, что мода внутри щели заполняет ее полностью (расчет поля внутри щели достаточно приближенный, так как в щели помещается всего несколько отсчетов поля), поэтому эффективная ширина моды по полуспаду интенсивности равна ширине щели:

$$FWHM = 101 \text{ мкм} = 0,065\lambda. \quad (31)$$

Заметим, что если рассматривать щель в 3D ступенчатом волноводе с прямоугольным сечением, то получим результат, аналогичный результату на рис. 13в.

Чтобы использовать этот узкий пучок света в щели в практических целях, надо знать, как расходится мода на рис. 13 после волновода. На рис. 14а показана мощность ТМ-волны после волновода на расстоянии от него 25 нм, а на рис. 14б показана зависимость ширины моды после волновода от расстояния Δz до волновода.

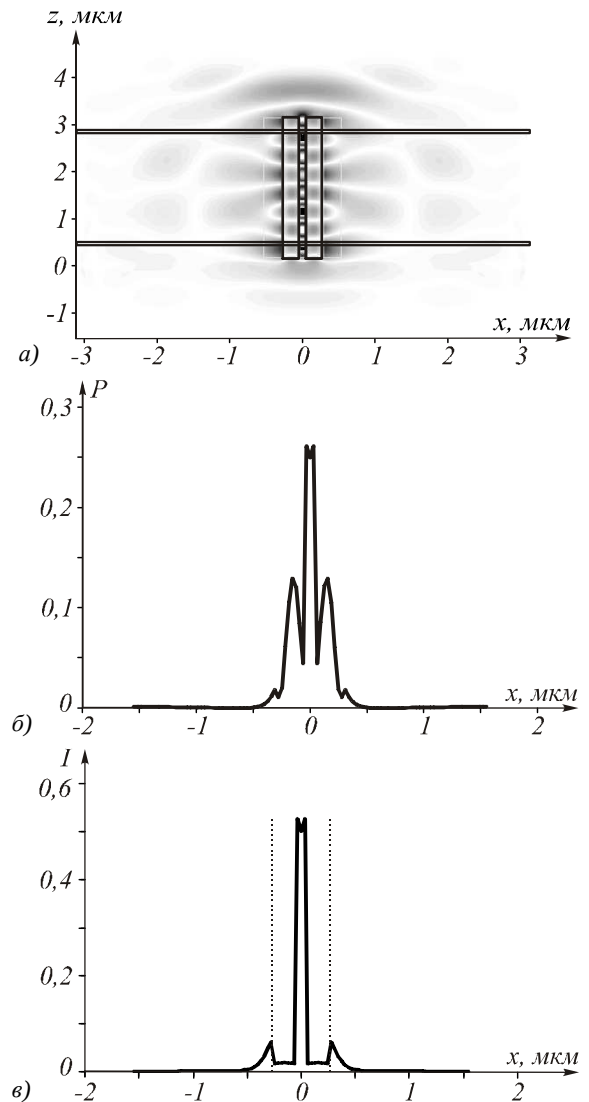


Рис. 13. Мгновенная картина реальной части амплитуды $E_x(x, y)$ ТМ-волны в щелевом планарном волноводе (а), мощность моды в сечении волновода (модуль проекции на ось z вектора Умова-Пойнтинга) (б) и поперечное сечение интенсивности моды (в)

Из рис. 14б видно, что если внутри волновода ширина моды равна $0,065\lambda$ (см. (31)), то на расстоянии 25 нм после волновода ширина моды будет уже $0,1\lambda$, а на расстоянии 250 нм от волновода – $0,4\lambda$.

В [3] приведены результаты моделирования еще более узкой щели в планарном волноводе и показано, что для щели шириной $2a = 50$ нм ширина ТМ-моды по полуспаду интенсивности также будет равна ширине щели $FWHM = 50$ нм = $0,032\lambda$. Часть световой энергии, сосредоточенной в такой узкой щели, будет составлять 25% от энергии всей моды ($n = 3,47$, $\lambda = 1,55$, $b = 205$ нм). В наших исследованиях (рис. 13) в щели размером $2a = 101$ нм было сосредоточено 28% энергии, но не от всей моды, так как часть энергии освещающего волновод Гауссова пучка отразилась от торца волновода (около 12%), а часть энергии прошла мимо волновода (около 10%). Заметим, что свет будет распространяться

и в более узкой щели, вплоть до щели шириной $2a = 20$ нм, но при этом только 5% от энергии моды будет сосредоточено в щели.

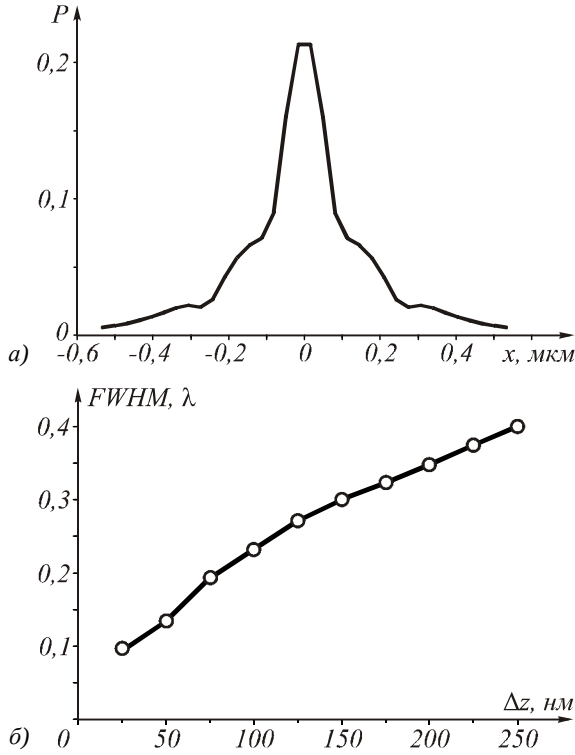


Рис. 14. Усредненная по времени мощность (продольная проекция величины Умова-Пойнтинга) для светового поля ТМ-волны на рис. 13 после волновода на расстоянии $\Delta z = 25$ нм (а) и зависимость ширины светового поля по полуспаду интенсивности (в длинах волн λ) от расстояния Δz до волновода (б)

Далее покажем, что в случае ТЕ-моды, распространяющейся вдоль щелевого волновода (29), в щели возникает только локальный минимум, а максимума не возникает. Это следует из выражений для комплексной амплитуды проекции E -вектора основной моды на ось, перпендикулярную плоскости волновода:

$$E_y(x, z) = \exp(i\beta z) \times \begin{cases} \frac{\cos(\alpha a + \phi)}{\text{ch } \gamma a} \text{ch } \gamma |x|, & |x| < a, \\ \cos(\alpha |x| + \phi), & a < |x| < b, \\ \cos(\alpha b + \phi) \exp[-\gamma(|x| - b)], & |x| > b, \end{cases} \quad (32)$$

где

$$\phi = -\alpha b + \arccos \frac{\alpha}{\sqrt{\alpha^2 + \gamma^2}},$$

$$\beta^2 = k^2 n^2 - \alpha^2 = k^2 + \gamma^2,$$

а уравнение дисперсии имеет вид:

$$\cos \left[\alpha(a - b) - \frac{\pi m}{2} \right] = \frac{\alpha}{k\sqrt{n^2 - 1}}. \quad (33)$$

Из (32) следует, что амплитуда светового поля $E_y(x, z)$ непрерывна на краях щели $|x| = a$ и волновода $|x| = b$, а при $|x| = 0$ у моды будет локальный минимум, т.к. функция $\text{ch } \gamma |x|$ при $|x| = 0$ имеет минимум.

На рис. 15 показана усредненная по времени интенсивность основной ТЕ-моды в щелевом волноводе (де $(n = 3,47, \lambda = 1,55$ мкм, $2a = 101$ нм, $2b = 537$ нм).

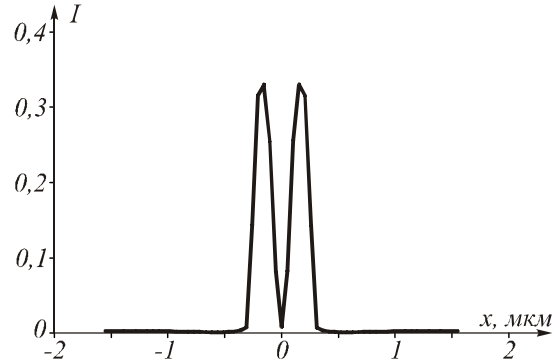


Рис. 15. Усредненная по времени интенсивность основной ТЕ-моды в щелевом планарном волноводе вдоль поперечной оси X

Из рис. 15 видно, что в щели для ТЕ-моды не происходит усиления интенсивности в отличие от случая ТМ-моды (рис. 13). Ширина каждого из двух лепестков моды на рис. 15, определенная по полуспаду интенсивности, равна $\text{FWHM} = 0,13 \lambda$, а полная ширина моды равна около 600 нм.

7. Сверхразрешение с помощью планарной градиентной секансной микролинзы

В [26] показано, что с помощью планарной секансной линзы с зависимостью показателя преломления от поперечной координаты в виде

$$n(x) = n_0 \text{ch}^{-1} \left(\frac{\pi x}{2L} \right), \quad (34)$$

где n_0 – показатель преломления на оси z , L – длина линзы, а ширина линзы $2R$ рассчитывается из условия $n(R) = 1$, можно преодолеть предельное разрешение Рэлея при изображении двух точечных источников. Здесь мы покажем, что разрешение этой линзы можно увеличить, если регистрировать не распределение интенсивности в плоскости изображения, а проекцию на ось z вектора Умова-Пойнтинга. На рис. 16а показано распределение интенсивности на выходе секансной линзы (34) с $n_0 = 3,47$ шириной $2R = 6$ мкм и длиной $L = 2,46$ мкм ($\lambda = 1$ мкм), если на ее входе (на расстоянии 10 нм перед ее поверхностью) расположены два источника размером по $\lambda/20$, расстояние между которыми 150 нм $= 0,15 \lambda$. Распределение интенсивности в источниках было ступенчатым. На рис. 16б показано для этого случая распределение вдоль оси x проекции на ось z вектора Умова-Пойнтинга.

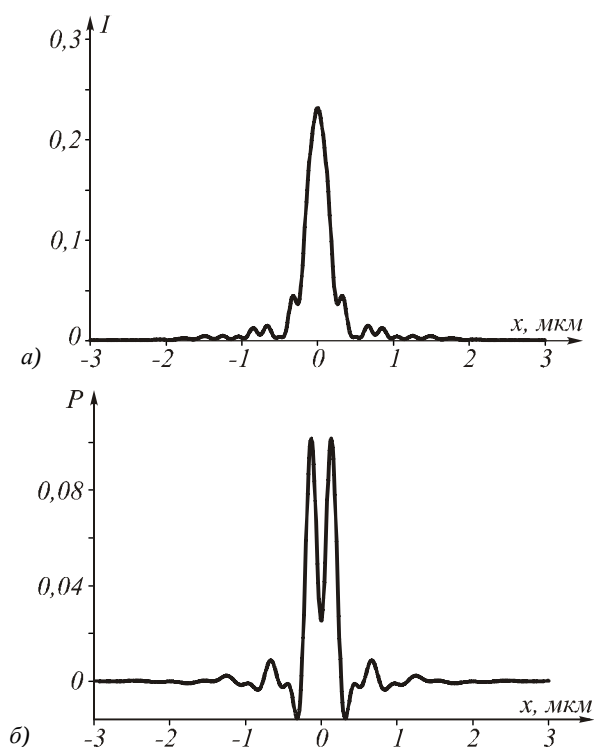


Рис. 16. Распределение интенсивности на выходе секансной 2D микролинзы (а), на входе которой были два источника шириной $\lambda/20$, разделенных расстоянием 150 нм, и проекция на ось Z (оптическая ось линзы) вектора Умова-Пойнтинга (поток мощности вдоль оси Z) (б)

Из рис. 16 видно, что, хотя распределение интенсивности в изображении не позволяет разрешить два источника, разнесенных на расстояние $0,15\lambda$, на графике потока мощности ясно видно два локальных максимума, позволяющих говорить о наличии двух источников света.

8. Сверхразрешение в градиентном планарном резонаторе «рыбий глаз»

В [26] было показано, что 2D градиентная микролинза «рыбий глаз» позволяет разрешить по критерию Рэлея два точечных источника, расстояние между которыми составляет $0,44\lambda$, а один точечный источник изображался такой линзой в виде пятна шириной по полуспаду интенсивности равной $\text{FWHM} = 0,3\lambda$. При этом зависимость показателя преломления от радиальной координаты для такой линзы имеет вид:

$$n(r) = n_0 \left[1 + \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (35)$$

где R – радиус оптического элемента, на котором показатель преломления уменьшается в 2 раза. В [26] был рассмотрен пример с параметрами: $n_0 = 3,47$, $\lambda = 1$ мкм, $R = 2,5$ мкм. В [29] предложено увеличить разрешение градиентной линзы «рыбий глаз», заключив ее в зеркальный резонатор радиуса R . Мы проверили гипотезу [29] с помощью программы

FullWAVE. На рис. 17а показана мгновенная картина реальной части амплитуды ТЕ-волны $E_y(x, z)$, распространяющейся от точечного источника внутри градиентного зеркального резонатора (для зеркала $n = 80$) «рыбий глаз» ($n_0 = 3,47$, $\lambda = 1$ мкм, $R = 2,5$ мкм). Показатель преломления $n = 80$ выбран потому, что это минимальный показатель, при котором за зеркало ничего не попадает, а внутри зеркала свет распространяется в 80 раз медленнее, чем внутри резонатора, и поэтому почти не влияет на картину внутри. Расстояние от источника (ширина источника $0,1\lambda$) до зеркальной стенки 1 мкм, расстояние от изображения до ближайшей зеркальной стенки тоже 1 мкм. Теоретически, все лучи, исходящие из источника на рис. 17а, должны сойтись в точку изображения (симметрично расположенную на диаметре).

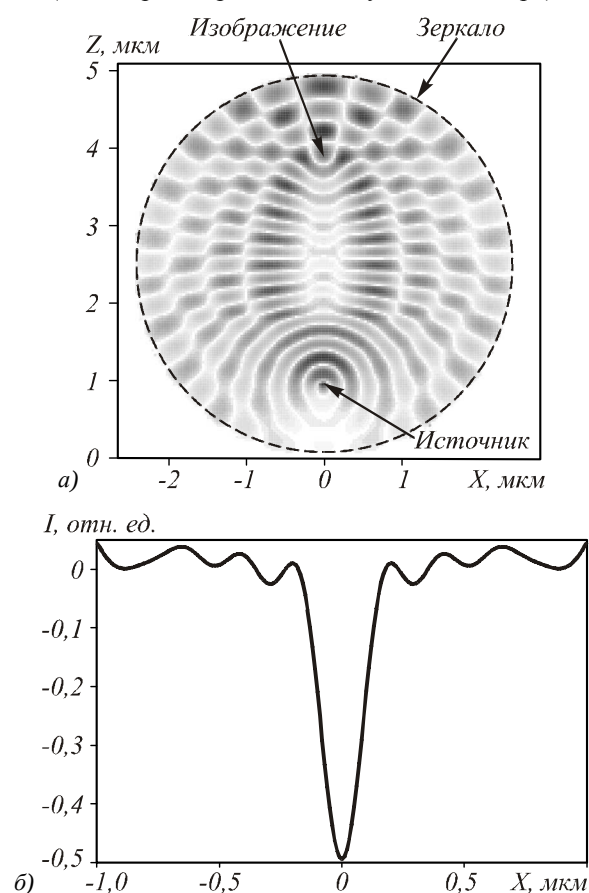


Рис. 17. Мгновенная картина реальной части амплитуды $E_y(x, z)$ ТЕ-волны в градиентном резонаторе «рыбий глаз» с зеркальными стенками (а) и усредненная по времени проекция на ось Z вектора Умова-Пойнтинга в месте изображения вдоль оси X (б)

Так как все лучи остаются внутри градиентной линзы-резонатора, то размер изображения должен быть равен размеру источника. На рис. 17б показана зависимость потока мощности вдоль оси z от координаты x в месте изображения. Видно, что поток световой энергии (отрицательный) направлен в обратном направлении оси z в плоскости изображения.

Ширина изображения (рис. 17б) по полуспаду интенсивности равна:

$$FWHM = 0,18\lambda. \quad (36)$$

Мгновенная картина поля (рис. 17а) внутри резонатора была взята в момент, когда излучение от источника (прямое и отраженное) достигло точки изображения (поэтому на рис. 17б поток мощности отрицательный), и мощность была усреднена за период.

9. Кольцевой резонатор для связи двух волноводов

В [12] рассмотрен кольцевой резонатор как узкополосный фильтр, выделяющий только резонансные частоты. На рис. 18 показана схема работы кольцевого резонатора как фильтра. На вход фильтра по субволновому планарному волноводу подается световое поле E_1 . На участке L_1 , где волновод и резонатор находятся в наибольшей близости, происходит взаимодействие двух волноводов и часть световой энергии «перетекает» из волновода в резонатор.

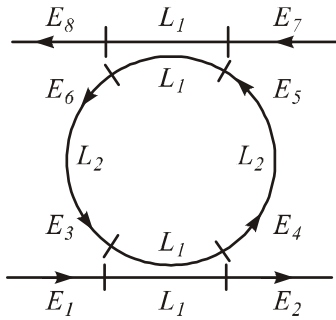


Рис. 18. Схема кольцевого резонатора, связывающего резонансно два субволновых планарных волновода,

$E_i, i = \overline{1,8}$ – амплитуды световых полей в соответствующих местах волноводов,
 L_1 – длина участка связи двух волноводов,

L_2 – длина участка кольцевого резонатора радиуса R

На участке L_2 мода резонатора E_4 получает только набег фазы (если не учитывать поглощение света в материале волновода). Заметим, что моды кольцевого резонатора называют модами «шепчущей галереи». На участке L_1 опять происходит взаимодействие волноводов и часть энергии моды E_5 переходит в моду E_8 , которая и появляется на выходе из фильтра. Условие резонанса имеет вид:

$$kn_1(L_1 + L_2) = \pi m, m = 1, 2, \dots, \quad (37)$$

где $L_1 + L_2 = \pi R$, R – радиус окружности, n_1 – эффективный показатель преломления в кольцевом резонаторе. Комплексные амплитуды E_i на рис. 18 связаны уравнениями:

$$\begin{aligned} E_4 &= (rE_3 + itE_1)e^{ikn_1L_1}, \quad E_2 = (itE_3 + rE_1)e^{ikn_1L_1}, \\ E_3 &= \sqrt{q}e^{ikn_1L_2}, \quad E_r = \sqrt{q}e^{ikn_1L_2}E_4, \\ E_6 &= (i + E_7 + rE_5)e^{ikn_1L_1}, \quad E_8 = (rE_7 + itE_5)e^{ikn_1L_1}, \end{aligned} \quad (38)$$

где r, t – коэффициенты отражения и пропускания при туннельном взаимодействии двух волноводов, q – коэффициент затухания моды в резонаторе за один оборот.

Из (38) следует уравнение связи амплитуды на входе фильтра E_1 и амплитуды на выходе E_8 :

$$E_8 = \frac{-t^2\sqrt{q}\exp[ikn_1(2L_1 + L_2)]}{1 - r^2q\exp[2ikn_1(L_1 + L_2)]}E_1. \quad (39)$$

С учетом (37) из (39) следует:

$$|E_8|^2 = \left| \frac{t^2\sqrt{q}}{1 - r^2q} \right|^2 |E_1|^2. \quad (40)$$

Экспериментально измеренные в [12] коэффициенты равны $r^2 = 0,931$, $t^2 = 0,055$, $q = 0,995$. Параметры фильтра: планарные волноводы из кремния ($n = 3,48$) шириной $2a = 530$ нм, высотой $h = 220$ нм, радиус кольцевого резонатора $R = 6,5$ мкм, минимальное расстояние между кольцом и волноводом $d = 103$ нм. Тогда из (40) следует экспериментальное отношение амплитуд на входе и выходе фильтра

$$\left| \frac{E_8}{E_1} \right|^2 \approx 0,64. \quad (41)$$

Заметим, что, измеряя ширину резонансного экстремума в длинах волн $\Delta\lambda$ и зная длину волны λ , на которой происходит резонанс (37), можно оценить добротность кольцевого резонатора:

$$Q = \lambda / \Delta\lambda. \quad (42)$$

Например, в [11] для кольцевого резонатора со сходными параметрами, как и в [12], получено $\Delta\lambda = 0,16$ нм при $\lambda = 1550$ нм и добротность резонатора была $Q = 11076$. Ниже приводятся результаты моделирования программой FullWAVE. На рис. 19 показана мгновенная картина реальной части амплитуды $E_y(x, z)$ ТЕ-волны, распространяющейся в двух планарных субволновых волноводах и кольцевом резонаторе. Свет на рис. 19 распространяется в правом волновode снизу вверх. Параметры моделирования: $n = 3,47$, $\lambda = 1,55$ мкм, $2a = 386$ нм, $d = 62$ нм, $R = 2,744$ мкм. Моделирование показало, что при дискретности сетки отсчетов $\lambda/50$ $\eta = 71\%$ световой энергии из правого волновода «переходит» в левый волновод на рис. 19.

Далее приводятся результаты моделирования устройства, аналогичного устройству на рис. 19, но вместо кольцевого резонатора используется градиентная секансная линза. Использование градиентной секансной линзы в качестве кольцевого резонатора, по нашему мнению, предлагается впервые. На рис. 20 показана мгновенная картина реальной части амплитуды $E_y(x, z)$ ТЕ-волны, проходящей в двух волноводах с показателем преломления (1), связанных планарной секансной линзой (34). Параметры моделирования: $n_0 = 3,47$ (показатель преломления

на оси x линзы и на оси волноводов), ширина волноводов $2a = 386$ нм, ширина линзы по оси $z - 2R = 6,51$ мкм, а длина по оси $x - L = 5,337$ мкм, $\lambda = 1,55$ мкм, зазор между линзой и волноводами $d = 62$ нм. Моделирование показало, что около 79% энергии, распространяющейся во входном волноводе (правом на рис. 20), «переходит» в выходной волновод (левый на рис. 20).

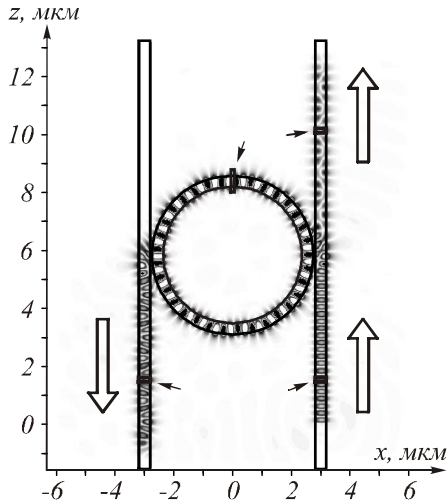


Рис. 19. Мгновенная картина реальной части амплитуды $E_y(x, z)$ для TE-поля в двух волноводах, связанных кольцевым резонатором. Толстыми стрелками показано направление распространения света

На наш взгляд, причина того, что градиентный резонатор на рис. 20 демонстрирует большую эффективность (79%), чем обычный кольцевой резонатор (рис. 19 и эффективность 71%), заключается в том, что из-за квадратной формы градиентной линзы отрезок L_1 связи с волноводом для градиентного резонатора больше (при прочих равных условиях).

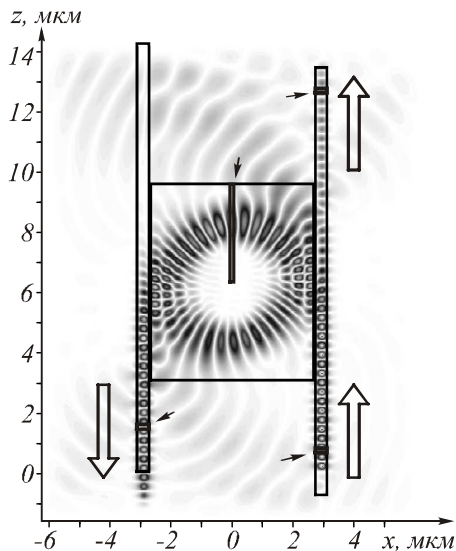


Рис. 20. Мгновенная картина реальной части амплитуды $E_y(x, z)$ TE-волны в двух планарных секансных волноводах (1), связанных градиентной секансной линзой (34)

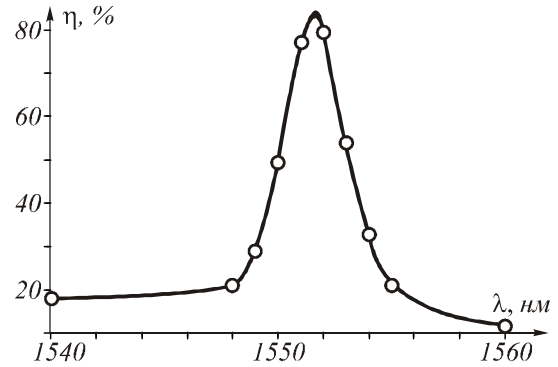


Рис. 21. Зависимость эффективности η фильтра на рис. 20 (отношение интенсивностей на выходе и входе в процентах) от длины волны света

На рис. 21 показан спектр фильтра (рис. 20), ширина которого по полуспаду равна 5 нм. Резонансная длина волны равна 1551 мкм. По формуле (42) можно оценить добротность резонатора на рис. 20: $Q = 310$.

10. Планарный металлический волновод

Фундаментальная ТМ-мода планарного металлического волновода описывается уравнениями для магнитной составляющей:

$$\begin{cases} H_{y1}(x, y) = \\ = \exp(-\gamma_1 x + i\beta z), & |x| < a, \\ H_{y2}(x, y) = \\ = \exp(-\gamma_1 a - \gamma_2 (|x| - a) + i\beta z), & |x| > a, \end{cases} \quad (43)$$

где $H_y(x, z)$ — отличная от нуля проекция H -вектора на ось y , перпендикулярная плоскости волновода (x, z) , $\beta^2 = k^2 + \gamma_2^2 = \gamma_1^2 - |\epsilon|k^2$, $\text{Re} \epsilon < 0$ — диэлектрическая проницаемость металла. Из (43) видно, что световое поле внутри волновода будет распространяться в виде поверхностной волны вдоль края волновода $|x| = a$, экспоненциально спадая снаружи волновода пропорционально параметру γ_2 , и внутри волновода — пропорционально γ_1 . Причем из (43) следует, что $\gamma_2^2 - \gamma_1^2 = -k^2(1 + |\epsilon|) < 0$, то есть $\gamma_1 > \gamma_2$. То есть скорость экспоненциального уменьшения амплитуды внутри металлического волновода будет больше. Глубина проникновения волны в волновод называется скин-слоем. На рис. 22 показана интенсивность ТМ-волны в металлическом планарном волноводе. Моделирование производилось при помощи программы FullWAVE.

Параметры моделирования: $\epsilon = -14,47 + 1,1i$ (серебро), ширина волновода $2a = 300$ нм, $\lambda = 633$ нм. Из рис. 22 видно, что световое поле проникает в волновод по полуспаду интенсивности на величину 25 нм. Поэтому можно считать ширину моды в планарном металлическом волноводе равной

$$FWHM = 0,039 \lambda. \quad (44)$$

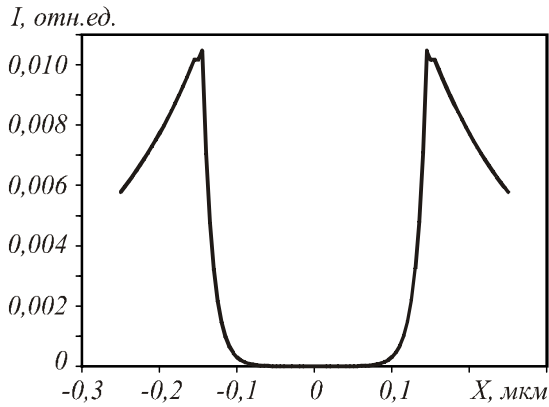


Рис. 22. Усредненная интенсивность основной ТМ-моды в металлическом планарном волноводе вдоль поперечной оси X

Величину скин-слоя можно оценить из (43), предположив, что $\gamma_1 \gg \gamma_2$, тогда ($|\epsilon| = 14,47$):

$$FWHM = \frac{1}{\gamma_1} = \frac{\lambda}{2\pi\sqrt{1+|\epsilon|}} \approx 0,040\lambda. \quad (45)$$

Сравнивая (44) и (45), мы убеждаемся в их соответствии.

11. Нанощель в металлической пленке

Нанощель в металлической пленке является планарным волноводом для поверхностных плазмонов. Проекция на ось Y магнитного вектора основной ТМ-моды описывается уравнениями аналогично (43):

$$\begin{cases} H_{y1}(x, y) = \text{ch}(\gamma_1 x) \exp(i\beta z), & |x| < a, \\ H_{y2}(x, y) = \text{ch}(\gamma_1 a) \times \\ \times \exp(-\gamma_2(|x| - a) + i\beta z), & |x| > a, \end{cases} \quad (46)$$

где $2a$ – ширина щели, ось y – ориентирована перпендикулярно в плоскости волновода со щелью, $\beta^2 = k^2 + \gamma_1^2 = \gamma_2^2 - |\epsilon|k^2$, $|\epsilon|$ – модуль реальной части диэлектрической проницаемости металла. Дисперсионное уравнение [25] имеет вид:

$$\gamma_2 = |\epsilon| \gamma_1 \text{cth}(\gamma_1 a). \quad (47)$$

Из (47) видно, что внутри щели ширина «спада» амплитуды поля от края $|x| = a$ к центру будет больше, чем снаружи щели, так как $\gamma_2 > \gamma_1$.

Моделирование в FullWAVE показало, что мода заполняет всю щель и экспоненциально спадает в металле на ширине скин-слоя (рис. 23). Ширина ТМ-моды на рис. 23 по полуспаду интенсивности равна:

$$FWHM = 0,111\lambda. \quad (48)$$

Оценить ширину можно, сложив ширину щели $2a = 50$ нм и две ширины скин-слоя (44):

$$FWHM = 50 \text{ нм} + 2 \times 25 \text{ нм} = 100 \text{ нм} = 0,157\lambda,$$

но эта оценка оказалась грубой по сравнению с (48).

Заметим, что плазмоны в планарных металлических волноводах и щелях в металлических пленках

распространяются на меньшие расстояния, в отличие от мод в диэлектрических волноводах. Оценить длину распространения плазмонов можно по формуле [25]:

$$L = \frac{\lambda}{4\pi \text{Im}(n_0)}, \quad (49)$$

где $\text{Im}(n_0)$ – мнимая часть эффективного показателя преломления $n_0 = \beta/k$. Для случая на рис. 23 ($\epsilon = -14,47 + 1,1i$) интенсивность плазмона уменьшится в e раз на расстоянии 2,76 мкм.

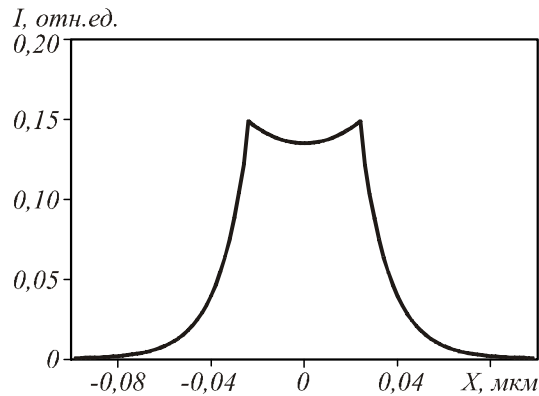


Рис. 23. Усредненная интенсивность ТМ-моды внутри щели в металлическом планарном волноводе:
 $\text{Re } \epsilon = -14,47$, $\lambda = 633$ нм, $2a = 50$ нм

Заключение

В работе с помощью моделирования показано, что в секансном планарном кремниевом субволновом волноводе радиусом $0,125\lambda$ фундаментальная ТЕ-мода имеет ширину по полуспаду интенсивности $0,09\lambda$; в параболическом планарном кремниевом субволновом волноводе с радиусом $0,087\lambda$ основная ТЕ-мода имеет такую же ширину по полуспаду интенсивности $0,09\lambda$; в ступенчатом планарном субволновом волноводе с радиусом $0,125\lambda$ основная ТЕ-мода имеет большую ширину по полуспаду интенсивности – $0,17\lambda$, которая превышает дифракционный предел для кремния – $0,144\lambda$; гибридная HE_{11} мода в кварцевом проволоочном субволновом волокне с круглым сечением радиусом 190 нм имеет диаметр по полуспаду интенсивности $0,44\lambda$; небольшая часть световой энергии гибридной HE_{11} моды в полном кварцевом круглом ступенчатом волокне радиусом 200 нм полностью заполняет осевое круглое отверстие радиусом 10 нм, эта часть моды имеет диаметр по полуспаду интенсивности $0,031\lambda$; в кремниевом проволоочном ступенчатом субволновом волокне радиусом 200 нм основная гибридная мода HE_{11} имеет диаметр по полуспаду интенсивности $0,161\lambda$; в полном кремниевом проволоочном круглом волокне радиусом 200 нм в осевом отверстии радиусом 10 нм сосредоточится малая часть световой энергии основной HE_{11} моды, полностью заполняющей это отверстие и поэтому имеющей диаметр $0,013\lambda$; фундаментальная ТМ-мода в нанощели ши-

риной 101 нм в субволновом кремниевом планарном волноводе шириной 557 нм имеет ширину по полуспаду интенсивности $0,065\lambda$. Показано также, что планарная секансная градиентная микролинза размером $6 \times 2,46$ мкм разрешает два точечных источника, разделенных расстоянием $0,15\lambda$; планарная градиентная линза «рыбий глаз» радиусом 2,5 мкм с зеркальными стенками изображает источник диаметром $0,1\lambda$ как пятно с диаметром по полуспаду потока мощности $0,18\lambda$. Впервые предложено использовать планарную градиентную секансную линзу в качестве кольцевого микрорезонатора. Показано, что такая линза размером $6,5 \times 5,34$ мкм связывает два планарных субволновых волновода шириной 386 нм с эффективностью 79% (аналогичный кольцевой кремниевый резонатор имеет эффективность – 71%). В планарном металлическом субволновом волноводе шириной 300 нм из серебра свет распространяется вдоль краев волновода, проникая в волновод на величину скин-слоя шириной по полуспаду интенсивности $0,039\lambda$; в нанощели в серебряной пленке распространяется ТМ-мода, полностью заполняющая щель шириной 50 нм (ширина моды $0,111\lambda$). Однако при распространении поверхностных плазмонов в металлических волноводах и щелях они быстро затухают (на нескольких микронах), в отличие от мод в диэлектрических волноводах.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке российско-американской программы «Фундаментальные исследования и высшее образование» (грант CRDF PG08-014-1), гранта Президента РФ поддержки ведущих научных школ (НШ-7414.2010.9), грантов РФФИ 10-07-00553-а и 09-07-12147-офи_м и гранта Президента РФ поддержки молодых кандидатов наук (МК-64571.2010.2).

Литература

1. **Tong, L.** Single-mode guiding properties of subwavelength-diameter silica and wire waveguide / L. Tong, J. Lou, E. Mazur // *Opt. Express*. – 2004. – Vol. 12. – No. 6. – P. 1025-1035.
2. **Zhao, C.** Field and dispersion properties of subwavelength-diameter hollow optical fiber / C. Zhao, Z. Tang, Y. Ye, D. Fan [at al] // *Opt. Express*. – 2007. – Vol. 15, No. 11. – P. 6629-6634.
3. **Almeida, V.R.** Guiding and confining light in void nanostructure / V.R. Almeida, Q. Xu; C.A. Barrios, M. Lipson // *Opt. Letters*. – 2004. – Vol. 29, No. 11. – P. 1209-1211.
4. **Xu, Q.** Experimental demonstration of guiding and confining light in nanometer-size low-refractive-index material / Q. Xu; V.R. Almeida, R.R. Panepucci, M. Lipson // *Optics Letters*. – 2004. – Vol. 29, No. 14. – P. 1626-1628.
5. **Fujisawa, T.** Polarization-independent optical directional coupler based on slot waveguides / T. Fujisawa, M. Koshiba // *Optics Letters*. – 2006. – Vol. 31, No. 1. – P. 56-58.
6. **Andersen, P.A.** High confinement in silicon slot waveguides with sharp bends / P.A. Andersen, B.S. Schmidt, M. Lipson // *Optics Express*. – 2006. – Vol. 14, No. 20. – P. 9197-9202.
7. **Prakash, K.** Monolithic 3-D Silicon Photonics / K. Prakash, T. Inducuri, B. Jalali // *Journal of Lightwave Technology*. – 2006. – Vol. 24, No. 4. – P. 1796-1804.
8. **Rabiei, P.** Polymer Micro-Ring Filters and Modulators / P. Rabiei, W.H. Steier, C. Zhang, L.R. Dalton // *Journal of Lightwave Technology*. – 2002. – Vol. 20, No. 11. – P. 1968-1975.
9. **Xu, Q.** Micrometer-scale all-optical wavelength converter on silicon / Q. Xu, V.R. Almeida, M. Lipson // *Optics Letters*. – 2005. – Vol. 30, No. 20. – P. 2733-2735.
10. **Niehusmann, J.** Ultrahigh-quality-factor silicon-on-insulator microring resonator / J. Niehusmann, A. Vörckel, P.H. Bolivar, T. Wahlbrink [at al] // *Optics Letters*. – 2004. – Vol. 29, No. 24. – P. 2861-2863.
11. **Xu, Q.** All-optical logic based on silicon micro-ring resonators / Q. Xu, M. Lipson // *Optics Express*. – 2007. – Vol. 15, No. 3. – P. 924-929.
12. **Xia, F.** Mode conversion losses in silicon-on-insulator photonic wire based racetrack resonators / F. Xia, L. Sekaric, Y. Vlasov // *Optics Express*. – 2006. – Vol. 14, No. 9. – P. 3872-3886.
13. **Chen, L.** Compact bandwidth-tunable microring resonators / L. Chen, N. Sherwood-Droz, M. Lipson // *Optics Letters*. – 2007. – Vol. 32, No. 22. – P. 3361-3363.
14. **Fietz, C.** Simultaneous fast and slow light in microring resonators / C. Fietz, G. Shvets // *Opt. Lett.* – 2007. – Vol. 32. – P. 3480-3482.
15. **Krioukov, E.** Sensor based on an integrated optical microcavity / E. Krioukov, D. Klunder, A. Driessen, J. Greve [at al] // *Opt. Lett.* – 2002. – Vol. 27. – P. 512-514.
16. **Rukhlenko, I.** Analytical study of optical bistability in silicon ring resonators / I. Rukhlenko, M. Premaratne, G. Agrawal // *Opt. Lett.* – 2010. – Vol. 35. – P. 55-57.
17. **Takahara, J.** Guiding of a one-dimensional optical beam with nanometer diameter / J. Takahara, S. Yamagishi, H. Taki, A. Morimoto [at al] // *Opt. Lett.* – 1997. – Vol. 22. – P. 475-477.
18. **Quinten, M.** Electromagnetic energy transport via linear chains of silver nanoparticles / M. Quinten, A. Leitner, J. Krenn, F. Aussenegg // *Opt. Lett.* – 1998. – Vol. 23. – P. 1331-1333.
19. **Wang, B.** Surface plasmon polariton propagation in nanoscale metalgap waveguides / B. Wang, G. Wang // *Opt. Lett.* – 2004. – Vol. 29. – P. 1992-1994.
20. **Pile, D.** Channel plasmon-polariton in atriangular groove on a metal surface / D. Pile, D. Gramotnev // *Opt. Lett.* – 2004. – Vol. 29. – P. 1069-1071.
21. **Pile, D.** Plasmonic subwavelength waveguides: next to zero losses at sharp bends / D. Pile, D. Gramotnev // *Opt. Lett.* – 2005. – Vol. 30. – P. 1186-1188.
22. **Lee, T.** Subwavelength light bending by metal slit structures / T. Lee, S. Gray // *Opt. Express*. – 2005. – Vol. 13. – P. 9652-9659.
23. **Liu, L.** Novel surface plasmon waveguide for high integration / L. Liu, Z. Han, S. He // *Opt. Express*. – 2005. – Vol. 13. – P. 6645-6650.
24. **Matsuzaki, Y.** Characteristics of gap plasmon waveguide with stub structures / Y. Matsuzaki, T. Okamoto, M. Hara-guchi, M. Fukui [and other] // *Opt. Express*. – 2008. – Vol. 16. – P. 16314-16325.
25. **Lin, X.** Tooth-shaped plasmonic waveguide filters with nanometric sizes / X. Lin, X. Huang // *Opt. Lett.* – 2008. – Vol. 33. – P. 2874-2876.

26. **Котляр, В.В.** Градиентные элементы микрооптики для достижения сверхразрешения / В.В. Котляр, А.А. Ковалев, А.Г. Налимов // Компьютерная оптика. – 2009. – Т. 33, № 4. – С. 369-378.
27. **Триандафилов, Я.Р.** Фотонно-кристаллическая линза Микаэляна / Я.Р. Триандафилов, В.В. Котляр // Компьютерная оптика. – 2007. – Т. 31, № 3. – С. 27-31.
28. **Шуюпова, Я.О.** Расчет мод фотонно-кристаллического световода разными методами / Я.О. Шуюпова, В.В. Котляр // Компьютерная оптика. – 2009. – Т. 33, № 1. – С. 27-36.
29. **Leonhardt, O.** Perfect imaging without negative refraction / O. Leonhardt // New J. Phys. – 2003. – Vol. 11. – P. 093040.

References

1. **Tong, L.** Single-mode guiding properties of subwavelength-diameter silica and wire waveguide / L. Tong, J. Lou, E. Mazur // Opt. Express. – 2004. – Vol. 12. – No. 6. – P. 1025-1035.
2. **Zhao, C.** Field and dispersion properties of subwavelength-diameter hollow optical fiber / C. Zhao, Z. Tang, Y. Ye, D. Fan [at al] // Opt. Express. – 2007. – Vol. 15, No. 11. – P. 6629-6634.
3. **Almeida, V.R.** Guiding and confining light in void nanostructure / V.R. Almeida, Q. Xu; C.A. Barrios, M. Lipson // Opt. Letters. – 2004. – Vol. 29, No. 11. – P. 1209-1211.
4. **Xu, Q.** Experimental demonstration of guiding and confining light in nanometer-size low-refractive-index material / Q. Xu; V.R. Almeida, R.R. Panepucci, M. Lipson // Optics Letters. – 2004. – Vol. 29, No. 14. – P. 1626-1628.
5. **Fujisawa, T.** Polarization-independent optical directional coupler based on slot waveguides / T. Fujisawa, M. Koshihara // Optics Letters. – 2006. – Vol. 31, No. 1. – P. 56-58.
6. **Andersen, P.A.** High confinement in silicon slot waveguides with sharp bends / P.A. Andersen, B.S. Schmidt, M. Lipson // Optics Express. – 2006. – Vol. 14, No. 20. – P. 9197-9202.
7. **Prakash, K.** Monolithic 3-D Silicon Photonics / K. Prakash, T. Inducuri, B. Jalali // Journal of Lightwave Technology. – 2006. – Vol. 24, No. 4. – P. 1796-1804.
8. **Rabiei, P.** Polymer Micro-Ring Filters and Modulators / P. Rabiei, W.H. Steier, C. Zhang, L.R. Dalton // Journal of Lightwave Technology. – 2002. – Vol. 20, No. 11. – P. 1968-1975.
9. **Xu, Q.** Micrometer-scale all-optical wavelength converter on silicon / Q. Xu, V.R. Almeida, M. Lipson // Optics Letters. – 2005. – Vol. 30, No. 20. – P. 2733-2735.
10. **Niehusmann, J.** Ultrahigh-quality-factor silicon-on-insulator microring resonator / J. Niehusmann, A. Vörckel, P.H. Bolivar, T. Wahlbrink [at al] // Optics Letters. – 2004. – Vol. 29, No. 24. – P. 2861-2863.
11. **Xu, Q.** All-optical logic based on silicon micro-ring resonators / Q. Xu, M. Lipson // Optics Express. – 2007. – Vol. 15, No. 3. – P. 924-929.
12. **Xia, F.** Mode conversion losses in silicon-on-insulator photonic wire based racetrack resonators / F. Xia, L. Sekaric, Y. Vlasov // Optics Express. – 2006. – Vol. 14, No. 9. – P. 3872-3886.
13. **Chen, L.** Compact bandwidth-tunable microring resonators / L. Chen, N. Sherwood-Droz, M. Lipson // Optics Letters. – 2007. – Vol. 32, No. 22. – P. 3361-3363.
14. **Fietz, C.** Simultaneous fast and slow light in microring resonators / C. Fietz, G. Shvets // Opt. Lett. – 2007. – Vol. 32. – P. 3480-3482.
15. **Krioukov, E.** Sensor based on an integrated optical microcavity / E. Krioukov, D. Klunder, A. Driessen, J. Greve [and other] // Opt. Lett. – 2002. – Vol. 27. – P. 512-514.
16. **Rukhlenko, I.** Analytical study of optical bistability in silicon ring resonators / I. Rukhlenko, M. Premaratne, G. Agrawal // Opt. Lett. – 2010. – Vol. 35. – P. 55-57.
17. **Takahara, J.** Guiding of a one-dimensional optical beam with nanometer diameter / J. Takahara, S. Yamagishi, H. Taki, A. Morimoto [at al] // Opt. Lett. – 1997. – Vol. 22. – P. 475-477.
18. **Quinten, M.** Electromagnetic energy transport via linear chains of silver nanoparticles / M. Quinten, A. Leitner, J. Krenn, F. Aussenegg // Opt. Lett. – 1998. – Vol. 23. – P. 1331-1333.
19. **Wang, B.** Surface plasmon polariton propagation in nanoscale metalgap waveguides / B. Wang, G. Wang // Opt. Lett. – 2004. – Vol. 29. – P. 1992-1994.
20. **Pile, D.** Channel plasmon-polariton in atriangular groove on a metal surface / D. Pile, D. Gramotnev // Opt. Lett. – 2004. – Vol. 29. – P. 1069-1071.
21. **Pile, D.** Plasmonic subwavelength waveguides: next to zero losses at sharp bends / D. Pile, D. Gramotnev // Opt. Lett. – 2005. – Vol. 30. – P. 1186-1188.
22. **Lee, T.** Subwavelength light bending by metal slit structures / T. Lee, S. Gray // Opt. Express. – 2005. – Vol. 13. – P. 9652-9659.
23. **Liu, L.** Novel surface plasmon waveguide for high integration / L. Liu, Z. Han, S. He // Opt. Express. – 2005. – Vol. 13. – P. 6645-6650.
24. **Matsuzaki, Y.** Characteristics of gap plasmon waveguide with stub structures / Y. Matsuzaki, T. Okamoto, M. Hara-guchi, M. Fukui [at al] // Opt. Express. – 2008. – Vol. 16. – P. 16314-16325.
25. **Lin, X.** Tooth-shaped plasmonic waveguide filters with nanometric sizes / X. Lin, X. Huang // Opt. Lett. – 2008. – Vol. 33. – P. 2874-2876.
26. **Kotlyar, V.V.** Gradient-index elements of microoptics for superresolution / V.V. Kotlyar, A.A. Kovelev, A.G. Nalimov // Computer Optics. – 2009. – V. 33, N. 4. – P. 369-378. – ISSN 0134-2452. – (in Russian).
27. **Triandafilov, Y.R.** Photonic-crystal Mikaelian lens / Y.R. Triandafilov, V.V. Kotlyar // Computer Optics. – 2007. – V. 31, N. 3. – P. 27-31. – ISSN 0134-2452. – (in Russian).
28. **Shuyupova, Y.O.** Calculating the modes in photonic crystal fiber using FIMMWAVE software / Y.O. Shuyupova, V.V. Kotlyar // Computer Optics. – 2009. – V. 33, N. 1. – P. 27-36. – ISSN 0134-2452. – (in Russian).
29. **Leonhardt, O.** Perfect imaging without negative refraction / O. Leonhardt // New J. Phys. – 2003. – Vol. 11. – P. 093040.

SUBWAVELENGTH LOCALIZATION OF LIGHT IN WAVEGUIDE STRUCTURES

Kotlyar V.V.^{1,2}, Kovalev A.A.^{1,2}, Shuyupova Ya.O.^{1,2}, Nalimov A.G.^{1,2}, Soifer V.A.^{1,2}

¹ Samara State Aerospace University named of S.P. Korolev,

² Image Processing Systems Institute of the RAS

Abstract

Modeling with FullWave and Fimmwave showed, that in gradient planar Si secant waveguides basic TE-mode can have width 0.09λ ; hybrid HE_{11} mode can have diameter 0.03λ in a hollow silica round step waveguide; basic TM-mode have width 0.065λ in nano-slot silica waveguide; planar secant gradient microlens can imaging of two source in 0.15λ distance between them; gradient planar lens «fish eye» in mirror resonator can image point source as a spot width of 0.18λ ; planar secant gradient microlens, used as round resonator, size of $6.5 \times 5.34 \mu\text{m}$ can link two planar sub-wave waveguides width of 386 nm with efficiency is equal to 79% (similar round silicon have efficiency of 71%); light mode (plasmon) propagates in planar metal waveguide in slot along waveguide borders and penetrates in metal on 0.039λ (Ag); TM-mode (plasmon) propagates in argantum film and fills fully a slot in it width of 50 nm (width of mode is 0.111λ).

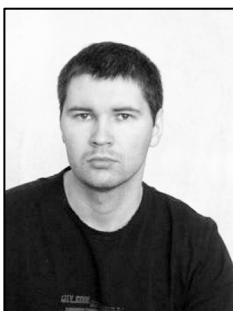
Key words: superresolution, slot waveguides, wire fibers, gradient secant waveguide, round resonator, gradient secant resonator.

Сведения об авторах



Котляр Виктор Викторович, 1957 года рождения, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий лабораторией лазерных измерений ИСОИ РАН и, по совместительству, профессор кафедры технической кибернетики Самарского государственного аэрокосмического университета (СГАУ). В 1979 году окончил физический факультет Куйбышевского государственного университета, в 1988 году защитил кандидатскую диссертацию в Саратовском государственном университете, а в 1992 году – докторскую диссертацию в Центральном конструкторском бюро Уникального приборостроения РАН (г. Москва). E-mail: kotlyar@smr.ru. Область научных интересов: нанофотоника, дифракционная компьютерная оптика. Публикации: 300 научных трудов, 5 монографий, 7 авторских свидетельств.

Victor Victorovich Kotlyar is a head of Laboratory at the Image Processing Systems Institute (Samara) of the Russian Academy of Sciences and professor of Computer Science Department at Samara State Aerospace University. He received his MS, PhD and DrSc degrees in physics and mathematics from Samara State University (1979), Saratov State University (1988) and Moscow Central Design Institute of Unique Instrumentation, the Russian Academy of Sciences (1992). He is SPIE and OSA member. He is co-author of 300 scientific papers, 5 books and 7 inventions. E-mail: kotlyar@smr.ru. His current interests are diffractive optics, gradient optics, nanophotonics, and optical vortices.



Ковалев Алексей Андреевич, 1979 года рождения, в 2002 году окончил Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королева – СГАУ по специальности «Прикладная математика». Кандидат физико-математических наук (2005 год), работает научным сотрудником лаборатории лазерных измерений Института систем обработки изображений РАН (ИСОИ РАН), является докторантом кафедры технической кибернетики СГАУ. Ковалев А.А. – специалист в области дифракционной оптики и нанофотоники. В списке научных работ 50 статей. E-mail: alanko@smr.ru.

Область научных интересов: математическая теория дифракции, сингулярная оптика, фотонно-кристаллические устройства.

Alexey Andreevich Kovalev (b. 1979), graduated (2002) from the S.P. Korolyov Samara State Aerospace University (SSAU)), majoring in Applied Mathematics. He received his Candidate in Physics & Maths degree (2002). He is a researcher of Laser Measurements laboratory at the Image Processing Systems Institute of the Russian Academy of Sciences (IPSI RAS), holding a part-time position of assistant at SSAU's Technical Cybernetics sub-department. He is a specialist in such areas as diffractive optics and nanophotonics. He is co-author of 50 scientific papers. Research interests are mathematical diffraction theory, singular optics, and photonic crystal devices. E-mail: alanko@smr.ru.



Шуюпова Яна Олеговна, 1982 года рождения, окончила Самарский государственный аэрокосмический университет в феврале 2005 года по специальности «Прикладная математика». В том же году поступила в очную аспирантуру СГАУ по специальности 01.04.05 «Оптика», обучение в которой завершила защитой кандидатской диссертации в 2008 году. Работает на кафедре технической кибернетики СГАУ в должности ассистента, в Институте систем обработки изображений РАН в должности научного сотрудника. Соавтор 13 работ. E-mail: volosiha@bk.ru.

Yana Olegovna Shuyupova (b. 1982), received her Masters degree in «Applied mathematics» from Samara State Aerospace University (SSAU) in February, 2005. The same year joined postgraduate course. Received Ph.D. in Optics SSAU in 2008. Shuyupova Y.O. is holding a part-time assistant position at SSAU's Technical Cybernetics sub-department and also works as a researcher at

Image Processing Systems Institute of the Russian Academy of Sciences. Co-author of 13 papers. E-mail: volosiha@bk.ru.



Налимов Антон Геннадьевич, 1980 года рождения, окончил Самарский государственный аэрокосмический университет в феврале 2003 года по специальности «Физика». Поступил в очную аспирантуру СГАУ по специальности 05.13.18 «Математическое моделирование, численные методы, комплексы программ» в 2003 году, окончил ее по специальности 01.04.05 «Оптика» в 2006 году. Работает на кафедре технической кибернетики СГАУ в должности ассистента, в Институте систем обработки изображений РАН в должности научного сотрудника. Кандидат физико-математических наук, соавтор 39 работ. E-mail: anton@smr.ru.

Anton Gennadyevich Nalimov (b. 1980), finished Samara State Aerospace University in February, 2003. Entered in postgraduate study in 2003 on speciality 05.13.18 «Mathematical modeling and program complexes», finished it in 2006 with specialty 01.04.05 «Optics». Nalimov A.G. works on Technical Cybernetics Department in SSAU as an assistant, works as a scientist in Image Processing

Systems Institute of the Russian Academy of Sciences. Candidate in physics and mathematics, co-author of 39 papers. E-mail: anton@smr.ru.



Сойфер Виктор Александрович – член-корреспондент РАН, доктор технических наук, директор Института систем обработки изображений РАН. Лауреат государственной премии и премии правительства РФ в области науки и техники. Диплом инженера получил в Куйбышевском авиационном институте (ныне Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П.Королева) в 1968 году. Докторскую диссертацию защитил в 1979 году в Санкт-Петербургском государственном электротехническом университете «ЛЭТИ». Автор и соавтор значительного числа научных публикаций с высоким индексом цитируемости, 10 книг и 50 авторских свидетельств и патентов. E-mail: soifer@ssau.ru.

Victor Alexandrovich Soifer is a corresponding member of the Russian Academy of Sciences (RAS), Doctor of Engineering, Professor, and director of the Image Processing Systems Institute (IPSI) of the RAS. He is the recipient of the State Prize of the Russian Federation and the RF government prize in Science and Technology. He was awarded an Engineer qualification (1968) by Kuibyshev Aviation Institute (KuAI, presently, Samara State Aerospace University named after academician S.P. Korolyov, SSAU). He received a Doctor in Engineering degree (1979) from Saint Petersburg State Electrotechnical University "LETI" (ETU). He is a SPIE and IAPR member. He is the author and coauthor of a substantial number of scientific publications with high citation index, 10 books, and 50 author's certificates and patents. E-mail: soifer@ssau.ru.

Поступила в редакцию 6 апреля 2010 г.