

Локализация световой энергии на нанометровых масштабах в кремниевом конусе

Т. И. Кузнецова¹⁾, В. С. Лебедев¹⁾

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 27 октября 2003 г.

После переработки 9 декабря 2003 г.

На основе точного решения задачи для собственных волн исследована пространственная структура световых полей в металлизированном конусе, заполненном средой с комплексной диэлектрической проницаемостью. Предложено использовать кремний в качестве сердцевинки оптического зонда в видимом диапазоне спектра. Продемонстрирована возможность резкого увеличения плотности световой энергии на выходе оптического зонда при использовании кремния вместо стекловолокна.

PACS: 07.79.Fc, 41.81.Qb, 42.81.Dp

Получение высоколокализованных световых полей создало основу для оптических исследований с субволновым разрешением и локального воздействия на вещество. С помощью света, концентрированного на субволновых масштабах, на многих направлениях оптического эксперимента удается выйти далеко за пределы классических дифракционных ограничений [1–7].

Наиболее распространенный вариант получения высоколокализованных полей состоит в использовании сужающегося стекловолокна с металлическим покрытием (см. [8] и цитированную там литературу). Более поздний вариант оптического зонда основан на рассеянии внешнего излучения на металлической игле (см., например, [9]). Недостатком рассеивающего зонда является высокий уровень фонового света. В отличие от этого, в случае стекловолокна трудности состоят в недостаточной выходной интенсивности излучения (обусловленной низким пропусканием зонда).

Увеличению пропускания сужающихся оптических волноводов посвящено большое число работ (см., например, [10–16]). Был предложен ряд подходов к решению этой задачи. Предлагалось увеличивать перекачку волноводных полей в поверхностные плазмонные моды, работать с большими углами наклона стенок, оптимизировать форму выходного участка волновода. В последнее время наметилась тенденция к использованию в зондах материалов с высоким показателем преломления. В этом плане особое внимание привлекает кремний. Для инфракрасного диапазона преимущества использования кремния (по сравнению со стеклом), связанные с большим пока-

зателем преломления, отмечены в [14]. Экспериментальные работы [15, 16] по кремнию проводились тоже только в инфракрасной области спектра.

Возможность работы с кремнием в видимой области спектра до сих пор даже не обсуждалась. Проблема здесь состоит в большом поглощении. Заранее вовсе не было ясно, можно ли при наличии сильного поглощения получить большую выходную интенсивность даже при высокой рефрактивности среды зонда.

Для получения ответа на этот вопрос проводилось данное исследование.

Рассмотрим конус с идеально отражающими стенками, среда внутри конуса имеет комплексную диэлектрическую проницаемость $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$ и магнитную восприимчивость $\mu = 1$. В расчеты мы включаем материальные константы, соответствующие кремнию. В работе [12] приведены выражения для полей собственных волн конуса электрического и магнитного типов при произвольных модовых индексах для случая вещественной диэлектрической проницаемости; там же даны необходимые литературные ссылки. Для случая комплексной диэлектрической проницаемости мы ограничимся одной только азимутально симметричной волной электрического типа. Рассматриваем монохроматическую волну частоты $\omega = 2\pi c/\lambda$, c – скорость света, λ – длина волны в вакууме. В сферической системе координат (r – расстояние от вершины конуса, θ и φ – полярный и азимутальный углы) решение уравнений Максвелла для ТМ-волны, то есть волны электрического типа, в случае $\partial/\partial\varphi = 0$ имеет только три отличных от нуля компоненты, E_r , E_θ и H_φ :

¹⁾e-mail: tkuzn@sci.lebedev.ru, vlebedev@sci.lebedev.ru

$$E_r = \frac{\nu(\nu+1)}{r^2} \mathcal{R}(r) P_\nu(\cos\theta),$$

$$E_\theta = \frac{1}{r} \frac{\partial \mathcal{R}(r)}{\partial r} \frac{\partial P_\nu(\cos\theta)}{\partial \theta},$$
(1)

$$H_\varphi = i \frac{\omega(\varepsilon' + i\varepsilon'')}{c} \frac{1}{r} \mathcal{R}(r) \frac{\partial P_\nu(\cos\theta)}{\partial \theta}. \quad (2)$$

Здесь $P_\nu(\cos\theta)$ – функция Лежандра первого рода степени ν . Радиальная зависимость полей описывается функцией

$$\mathcal{R}(r) = Cr j_\nu(kr), \quad (3)$$

где C – произвольная константа, $j_\nu(z)$ – сферическая функция Бесселя первого рода с комплексным аргументом z и с нецелым индексом ν , k – комплексное волновое число,

$$k = \sqrt{\varepsilon' + i\varepsilon''}(\omega/c), \quad \sqrt{\varepsilon' + i\varepsilon''} = n + i\kappa. \quad (4)$$

Граничное условие на стенках конуса имеет вид $P_\nu(\cos\theta_0) = 0$, где $2\theta_0$ – угол раскрытия конуса. Это условие определяет набор собственных чисел $\nu_s(\theta_0)$ ($s = 1, 2, \dots$); далее рассматривается волна с наименьшим собственным числом. Выбор функции Бесселя первого рода в (3) связан с тем, что на субволновой апертуре поле отражается практически полностью. Поэтому решение, которое справедливо для замкнутого конуса, с хорошей точностью описывает структуру поля в усеченном конусе, сужающемся до субволновых размеров [12].

Формулы для компонент полей (1) и (2) позволяют вычислить усредненные по времени величины плотностей энергии, соответствующих отдельным компонентам; эти величины определяются выражениями [17]

$$w_r = \frac{1}{16\pi} \frac{d(\omega\varepsilon')}{d\omega} |E_r|^2, \quad w_\theta = \frac{1}{16\pi} \frac{d(\omega\varepsilon')}{d\omega} |E_\theta|^2,$$

$$w_\varphi = \frac{1}{16\pi} \frac{d(\omega\mu')}{d\omega} |H_\varphi|^2, \quad (5)$$

где $\varepsilon' = \text{Re}\{\varepsilon\}$ и $\mu' = \text{Re}\{\mu\}$. Для определения эффективности пропускания сужающегося оптического волновода основной интерес представляют интегралы от величин w_r , w_θ , w_φ по участку поверхности сферы $2\pi r^2 \sin\theta d\theta$ радиуса r , заключенному внутри конуса ($0 \leq \theta \leq \theta_0$, $0 \leq \varphi \leq 2\pi$). Результирующие выражения для интегральных плотностей электрической, $W_{el} = W_r + W_\theta$, и магнитной, $W_m = W_\varphi$, энергий имеют вид

$$W_{el} = \frac{|C|^2}{8} \frac{d(\omega\varepsilon')}{d\omega} \nu(\nu+1) \mathcal{I}_\nu^{(1)}(\theta_0) \times$$

$$\times \left[\nu(\nu+1) |j_\nu(kr)|^2 + \left| \frac{\partial [r j_\nu(kr)]}{\partial r} \right|^2 \right], \quad (6)$$

$$W_m = \frac{|C|^2 |\varepsilon' + i\varepsilon''|}{8} \left(\frac{\omega r}{c} \right)^2 \mathcal{I}_\nu^{(2)}(\theta_0) |j_\nu(kr)|^2, \quad (7)$$

$$\mathcal{I}_\nu^{(1)} = \int_0^{\theta_0} [P_\nu(\cos\theta)]^2 \sin\theta d\theta,$$

$$\mathcal{I}_\nu^{(2)} = \int_0^{\theta_0} \left[\frac{\partial P_\nu(\cos\theta)}{\partial \theta} \right]^2 \sin\theta d\theta, \quad (8)$$

причем $\mathcal{I}_\nu^{(2)} = \nu(\nu+1) \mathcal{I}_\nu^{(1)}$. Суммирование выражений (6) и (7) позволяет вычислить интегральную плотность полной энергии поля внутри конуса $W_{tot} = W_{el} + W_m$.

Рассмотрим пространственное распределение электромагнитной энергии внутри кремниевго конического волновода. На рис. 1 приведены результаты расчетов плотностей энергии электрической ($\langle w_{el} \rangle$ – сплошная кривая) и магнитной ($\langle w_m \rangle$ – штриховая кривая) компонент поля в зависимости от радиальной координаты r при $\lambda = 488$ нм. Результаты представляют собой усредненные по полярному углу θ величины, полученные для конуса с углом раскрытия $2\theta_0 = \pi/2$ ($\nu = 2.548$). Как видно из рис.1, плотности энергий электрической и магнит-

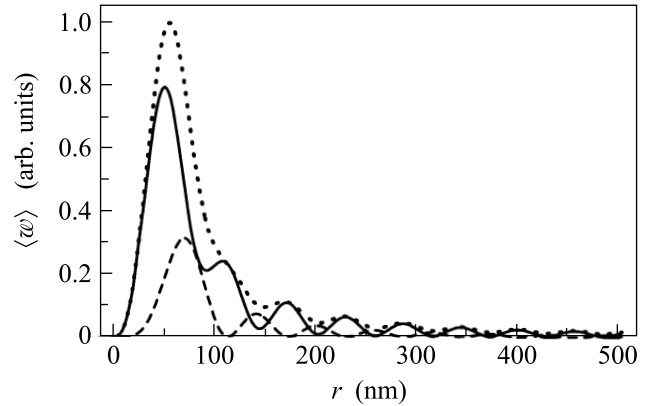


Рис.1. Усредненные по полярному углу плотности энергии поля в Si конусе с углом раскрытия $2\theta_0 = \pi/2$ в зависимости от координаты r . Сплошная и штриховая кривые – соответственно вклады электрической, $\langle w_{el} \rangle$, и магнитной, $\langle w_m \rangle$, энергий для ТМ-волны с наименьшим индексом при $\lambda = 488$ нм. Пунктирная кривая – суммарная плотность энергии $\langle w_{tot} \rangle = \langle w_{el} \rangle + \langle w_m \rangle$

ной компонент поля испытывают осцилляционное поведение при расстояниях r от вершины конуса, превышающих длину $\lambda_{Si} = \lambda/n_{Si}$ световой волны в Si ($n_{Si} = 4.37$ при $\lambda = 488$ нм), и находятся в

противофазе. В области $r \ll \lambda_{Si}$ величины $\langle w_{el} \rangle$ и $\langle w_m \rangle$ испытывают резкий спад по мере приближения к вершине конуса, при этом спад плотности энергии электрического поля происходит значительно медленнее, чем для магнитного поля. На рис.1 приведена также радиальная зависимость усредненной по углу θ полной плотности энергии электрического и магнитного полей ($\langle w_{tot} \rangle = \langle w_{el} \rangle + \langle w_m \rangle$ – пунктирная кривая). Видно, что вблизи вершины конуса, прежде чем начнется спад, наблюдается резкий пик в зависимости $\langle w_{tot} \rangle$ от r , то есть имеет место сильная концентрация световой энергии.

Исследуем спектральные зависимости коэффициента пропускания T кремниевого волновода. Пропускание мы здесь определяем по полю в ближней зоне. Величина исследуемого коэффициента пропускания представляет собой отношение $T = W_{tot}^{out}/W_{tot}^{in}$ плотности энергии поля $W_{tot}^{out} \equiv W_{tot}(z_0)$ на выходе $z = z_0$ усеченного конуса, проинтегрированной по плоской поверхности апертуры радиуса a ,

$$W_{tot}^{out} = 2\pi \int_0^a w_{tot}(\rho, z_0) \rho d\rho, \quad a = z_0 \tan \theta_0, \quad (9)$$

к интегральной плотности полной энергии W_{tot}^{in} на входе в волновод,

$$W_{tot}^{in} = \alpha 2\pi r^2 \int_0^{\theta_0} w_{tot} \sin \theta d\theta, \quad (10)$$

$$\alpha = \frac{1}{1 + \exp(-4\alpha\omega r_{in}/c)}.$$

Интегрирование в (10) проводится по участку сферической поверхности внутри конуса ($0 \leq \theta \leq \theta_0$, $0 \leq \varphi \leq 2\pi$) при $r = r_{in}$ (r_{in} – расстояние от вершины конуса до входа в волновод). Возникновение фактора α связано с тем, что на входе поле представляет собой суперпозицию двух встречных бегущих волн, отношение амплитуд которых при больших расстояниях от вершины $r \gg 1/|k|$ составляет $\exp(-2\alpha\omega r/c)$. Фактор α ($1/2 \leq \alpha \leq 1$) учитывает ту долю интегральной плотности энергии $W_{tot}(r_{in})$, которая соответствует падающей волне, и исключает вклад отраженной волны.

Результаты расчетов зависимостей $T(\lambda)$ в Si конусе с углом раскрытия $2\theta_0 = \pi/2$ приведены на рис.2 при различных значениях длины $r_{in} = 2$ мкм, 5 мкм, 10 мкм соответственно. Кривые 1, 2, 3, 4 соответствуют значениям диаметра выходного отверстия $d = 100$ нм, 70 нм, 50 нм, 25 нм. Согласно [18], в области длин волн λ от 830 нм до 400 нм показатель преломления света n в Si монотонно возрастает от 3.67

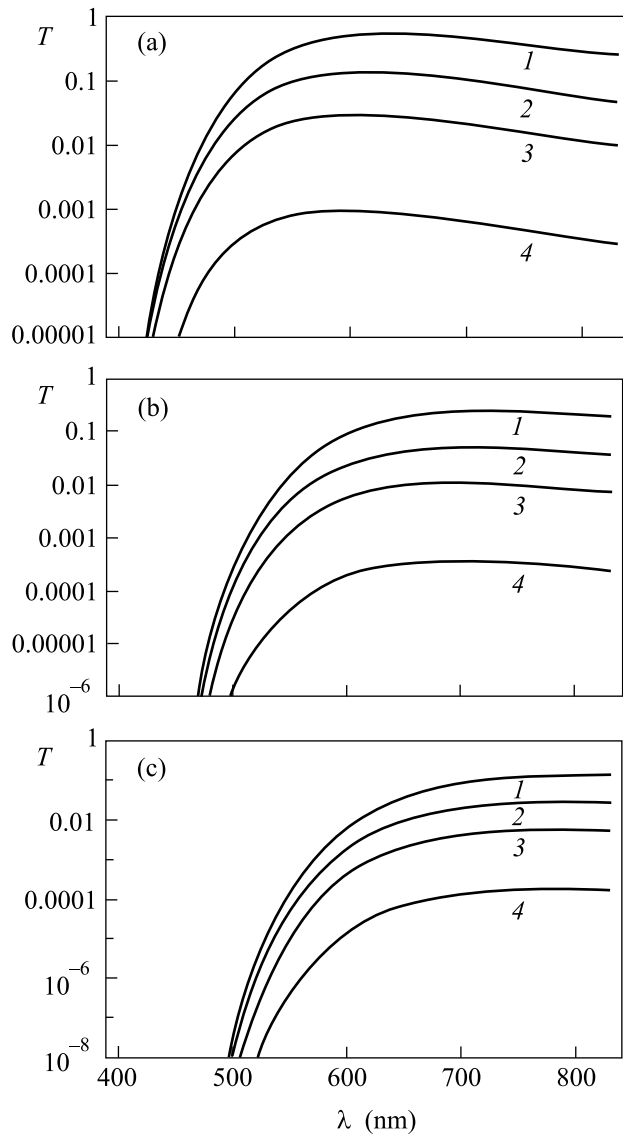


Рис.2. Спектральные зависимости отношения $T = W_{tot}^{out}/W_{tot}^{in}$ интегральной плотности энергии ТМ-волны с наименьшим индексом на выходе (9) конического Si волновода к соответствующему значению на его входе (10). (а), (б), (с) соответствуют расстояниям $r_{in} = 2$ мкм, 5 мкм, 10 мкм от вершины конуса с углом раскрытия $2\theta_0 = \pi/2$ до входа в волновод. Кривые 1, 2, 3, 4 – значения диаметра выходного отверстия $d = 100$ нм, 70 нм, 50 нм, 25 нм, соответственно

до 5.57, а коэффициент затухания α увеличивается от 0.005 до 0.387. Таким образом, поглощение света в Si является достаточно слабым в ближней ИК области. Однако оно становится весьма существенным в коротковолновой части видимого спектра и приводит к резкому уменьшению коэффициентов пропускания света при малых λ .

Сравнение рис.2а,б,с при каждом фиксированном значении λ показывает, что в Si конусе имеет место существенное уменьшение пропускания $T(\lambda)$ с увеличением длины волновода r_{in} (в отличие от случая стекловолокна, см. [12]). Эта зависимость является относительно слабой в ИК области и становится весьма резкой в коротковолновой части видимого спектра. Так, например, при $\lambda < 500$ нм увеличение длины r_{in} волновода от 2 до 10 мкм уменьшает коэффициент пропускания на несколько порядков величины.

Анализ результатов позволяет утверждать, что пропускание оптического Si волновода является высоким как в ближней ИК области спектра, так и в видимом диапазоне (при условии, что длина r_{in} волновода не слишком велика). Так, например, при $\lambda = 830$ нм, угле сужения $2\theta_0 = \pi/2$ и $r_{in} = 2$ мкм имеем: $T = 2.9 \cdot 10^{-4}$, $T = 9.3 \cdot 10^{-3}$ и $T = 4.7 \cdot 10^{-2}$ для значений диаметра выходной апертуры $d = 25$ нм, 50 нм и 70 нм, соответственно. Отметим, что при $d = 50 - 70$ нм рассчитанные значения $T \sim 10^{-2}$ неплохо согласуются с недавними измерениями [16] коэффициента пропускания металлизированного Si волновода, полученными на длине волны $\lambda = 830$ нм. В видимой области на длине волны He-Ne-лазера ($\lambda = 633$ нм) коэффициент пропускания возрастает на один-два порядка величины по сравнению со стекловолокном; он составляет $T = 9.2 \cdot 10^{-4}$, $T = 2.7 \cdot 10^{-2}$, $T = 1.2 \cdot 10^{-1}$ для диаметров $d = 25$ нм, $d = 50$ нм, $d = 70$ нм и тех же значений угла θ_0 и длины волновода r_{in} . Для длины волны Ar^+ -лазера ($\lambda = 488$ нм), несмотря на резкое увеличение поглощения света в Si, получаем: $T = 1.8 \cdot 10^{-4}$, $T = 4.2 \cdot 10^{-3}$ и $T = 1.5 \cdot 10^{-2}$ при тех же значениях d . Существенно, что все эти величины значительно превышают соответствующие значения T для стекловолоконного сужающегося волновода с металлическим покрытием.

Полученные результаты показывают, что использование кремния в качестве среды зонда способствует получению высокого пропускания не только в ИК, но и в видимой области спектра. В частности, при длине зонда в 2 мкм максимум пропускания достигается не в ИК области, а вблизи значения $\lambda = 600$ нм.

Особенности волновода с кремниевой сердцевиной определяются действием двух противоположных тенденций. Высокий коэффициент преломления понижает потенциальный барьер для световой волны и способствует просачиванию поля через узкий участок волновода вблизи выхода. Вместе с тем, наличие поглощения ослабляет поле на входном участке, приводя к снижению общего пропускания. Из-за сильной спектральной зависимости коэффициента поглощения и показателя преломления ситуация оказыва-

ется различной для разных диапазонов длин волн. Так, в ближней ИК области поглощение света слабо влияет на коэффициент пропускания сужающегося волновода, и кремний при использовании в зондах всегда имеет преимущества перед стеклом.

В видимой области спектра результаты оказываются очень чувствительными к длине Si волновода. При малых длинах преимущества использования кремния становятся несомненными. Например, если длина волновода не превышает 2 мкм, а диаметр выходного отверстия $d = 50$ нм, то при $\lambda = 633$ нм достигается увеличение коэффициента пропускания по сравнению со стекловолокном в 45 раз.

Основной вывод работы состоит в том, что при подходящих геометрических параметрах (причем реально доступных) роль рефракции преобладает над действием поглощения. Использование Si в качестве сердцевины волновода, применяемого в микроскопии ближнего поля, позволяет получить при этом высокий коэффициент пропускания излучения видимого диапазона и одновременно высокое пространственное разрешение.

Авторы благодарны А.Г. Витухновскому за обсуждение работы.

Работа выполнена при финансовой поддержке научной программы "Оптическая спектроскопия и стандарты частоты" РАН и Российского фонда фундаментальных исследований (проект # 02-02-16274).

1. B. Sick, B. Hecht, and L. Novotny, Phys. Rev. Lett. **85**, 4482 (2000).
2. B. Hecht, H. Bielefeldt, L. Novotny et al., Phys. Rev. Lett. **77**, 1889 (1996).
3. E. J. Sánchez, L. Novotny, and X. S. Xie, Phys. Rev. Lett. **82**, 4014 (1999).
4. A. Hartschuh, E. J. Sánchez, X. S. Xie, and L. Novotny, Phys. Rev. Lett. **90**, 095503 (2003).
5. A. Bouhelier, M. Beversluis, A. Hartschuh, and L. Novotny, Phys. Rev. Lett. **90**, 013903 (2003).
6. P. C. Chaumet, A. Rahmani, and M. Nieto-Vesperinas, Phys. Rev. Lett. **88**, 123601 (2002).
7. S. M. Huang, M. H. Hong, Y. F. Lu et al., Journ. Appl. Phys. **91**, 3268 (2002).
8. E. Betzig, J. K. Trautman, T. D. Harris et al., Science **251**, 1468 (1991).
9. Y. Inouye and S. Kawata, Opt. Lett. **19**, 159 (1994).
10. L. Novotny, D. W. Pohl, and B. Hecht, Opt. Lett. **20**, 970 (1995).
11. B. Knoll and F. Keilmann, Opt. Commun. **162**, 177 (1999).
12. Т. И. Кузнецова, В. С. Лебедев, Квантовая электроника **32**, 727 (2002); *ibid.* **33**, 931 (2003).

13. A. Naber, D. Molenda, U. C. Fischer et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 210801 (2002).
14. A. Castiaux, H. U. Danzebrink, and X. Bouju, J. Appl. Phys. **84**, 52 (1998).
15. T. Dziomba, H. U. Danzebrink, C. Lehrer et al., J. Microsc. **202**, 22 (2001).
16. T. Yatsui, K. Isumi, M. Kouroggi, and M. Ohtsu, Appl. Phys. Lett. **80**, 2257 (2002).
17. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, М.: Наука, 1982.
18. D. E. Aspnes and A. A. Studna, Phys. Rev. **B27**, 985 (1983).