

## Возбуждение волноводных мод в плазмонном волноводе, сформированном электронным лучом в стекле

© А.И. Сидоров<sup>1,2</sup>, В. Тисленко<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Университет ИТМО,  
197101 Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет,  
197376 Санкт-Петербург, Россия

e-mail: sidorov@oi.ifmo.ru

Поступила в редакцию 23.12.2021 г.

В окончательной редакции 03.09.2022 г.

Принята к публикации 12.09.2022 г.

Методами численного моделирования исследованы особенности возбуждения волноводных мод в плазмонном волноводе, сформированном в силикатном стекле электронным лучом. Волновод представляет собой тонкий слой серебра или наночастиц серебра под поверхностью стекла. Показано, что эффективность преобразования объемной электромагнитной волны в волноводную моду может достигать 0.8. Изучено влияние геометрических факторов на эффективность преобразования.

**Ключевые слова:** плазмонный волновод, волноводная мода, стекло, электронный луч.

DOI: 10.21883/OS.2022.11.53783.3072-22

### Введение

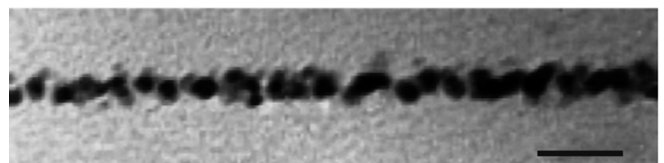
Неорганические стекла являются удобным материалом для формирования в них оптических волноводов. Они технологичны и прозрачны в видимом и ближнем ИК диапазонах. Волноводы в стеклах могут быть изготовлены методом ионного обмена [1], а также записаны лазерным излучением [2]. Как показано в работах [3,4] для записи волноводов в силикатных стеклах, содержащих подвижные ионы металла, например  $\text{Na}^+$  или  $\text{Ag}^+$ , может быть использован сфокусированный электронный луч. Коэффициент диффузии ионов  $\text{Na}^+$  в силикатных стеклах при  $T = 320^\circ\text{C}$  составляет  $2.6 \times 10^{-15} \text{ m}^2/\text{s}$  [5]. Коэффициент диффузии ионов  $\text{Ag}^+$  примерно в 10 раз меньше. При облучении стекла электронами с относительно высокой энергией (10–50 keV) термализованные электроны образуют под поверхностью стекла отрицательно заряженную область. В результате чего в эту область происходит полевая миграция подвижных ионов металла и их нейтрализация термализованными электронами. Это приводит к локальному увеличению показателя преломления стекла [4]. Однако заряд в облученной зоне распределяется не монотонно, а слоями, причем ближайший к поверхности слой имеет минимальную толщину [6,7]. Таким образом, оптический волновод, записанный электронным лучом, представляет собой слоистую структуру из чередующихся слоев с высоким и низким показателем преломления. Глубина залегания слоев зависит от энергии электронов. Модуляция показателя преломления в слоях может составлять 0.01–0.04 в зависимости от дозы облучения [6]. Кроме того, при облучении электронами серебросодержащих стекол и последующей их термообработке при температуре выше

температуры стеклования в воздушной атмосфере в слоях с высоким содержанием серебра формируются наночастицы серебра [6] (рис. 1). Это дает возможность формировать в таких стеклах плазмонные волноводы, вдоль которых может распространяться поверхностная электромагнитная волна [7,8]. При облучении электронами и термообработке под поверхность стекла может быть получена и сплошная пленка серебра [9].

Целью настоящей работы было исследование метода численного моделирования особенностей возбуждения волноводных мод в плазмонном волноводе, сформированном электронным лучом в серебросодержащем силикатном стекле.

### Методика численного моделирования

На рис. 2 показана геометрия модели волноводной структуры, сформированная на основании данных, приведенных в [4–6]. Параметры слоев приведены в таблице. Численное моделирование проводилось для длины волны  $0.65 \mu\text{m}$ . Для ввода излучения в волноводную структуру при расчетах была использована модель призмы



**Рис. 1.** ТЕМ-изображение слоя наночастиц серебра в силикатном стекле после электронного облучения и термообработки выше температуры стеклования. Масштаб 50 nm. Адаптировано из [6].

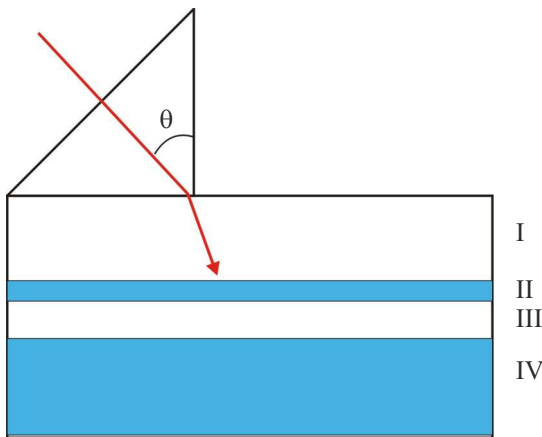


Рис. 2. Геометрия модели волноводной структуры, сформированная на основании данных, приведенных в [4-6].

Параметры слоев волноводной структуры, показанной на рис. 2

Слой	Показатель преломления	Толщина, $\mu\text{m}$
Призма	1.7	—
I	1.5	0.35
II	$0.12 - i4.2$	0.02
III	1.5	0.05
IV	1.54	$\infty$

с  $n = 1.7$  (оптическое стекло СТК15). Предполагалось, что воздушный зазор между призмой и волноводной структурой много меньше длины волны, а показатели преломления слоев имели прямоугольный профиль.

При численном моделировании возбуждения плазмонных волноводных мод в таком слое было использовано приближение сплошной металлической пленки серебра. Возможность создания таких слоев при электронном облучении показана в работе [9]. В расчетах был использован комплексный показатель преломления серебра  $n^* = 0.12 + i4.2$  для длины волны  $0.65 \mu\text{m}$  из [10]. Так как поверхностные плазмоны, при призмном вводе излучения, возбуждаются только для ТМ-поляризации, численное моделирование проводилось для ТМ-поляризации падающего излучения. Ввиду того, что при электронном облучении ионы серебра под действием электрического поля перемещаются в волновод из окружающих волновод областей, в этих областях происходит уменьшение показателя преломления. Поэтому показатели преломления слоев I и III меньше, чем показатель преломления объема стекла.

При численном моделировании использовался метод передаточной матрицы [11] для ТМ-поляризации падающего излучения. В данном методе амплитуды полей на входе ( $E_1, H_1$ ) и на выходе ( $E_2, H_2$ ) границ слоев описываются следующими матрицами:

$$\begin{bmatrix} E_1 \\ H_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \alpha & -i \frac{\sin \alpha}{U} \\ -iU \sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_2 \\ H_2 \end{bmatrix} = M_1 \begin{bmatrix} E_2 \\ H_2 \end{bmatrix},$$

$$U = n \sqrt{\varepsilon_0 / \mu} \cos \theta.$$

Здесь  $n$  — показатель преломления слоя,  $\theta$  — угол падения,  $\alpha = 2\pi / \lambda n d \cos \theta$  — задержка фазы при прохождении волной слоя,  $d$  — толщина слоя. Передаточная матрица  $M$  всей многослойной структуры с  $N$  слоями описывается как  $M = M_1 \cdot M_2 \cdot M_3 \dots M_{2N}$ .

## Результаты и обсуждение

Расчеты показали, что критический угол, соответствующий полному внутреннему отражению, для данной многослойной структуры равен  $61.9^\circ$ .

Рассмотрим особенности возбуждения плазмонной волноводной моды для случая, когда слой II представляет собой пленку серебра, толщиной  $20 \text{ nm}$ . На рис. 3 показаны расчетные угловые зависимости коэффициента отражения плазмонной волноводной структуры с пленкой серебра при различной толщине слоя I. Из рисунка видно, что плазмонная волноводная мода возбуждается при угле падения излучения, большем угла полного внутреннего отражения.

Расчет показал, что увеличение толщины слоя I приводит к увеличению эффективности преобразования объемной электромагнитной волны в поверхностную волну. При увеличении толщины слоя I в 2.5 раза эффективность преобразования увеличивается в 5 раз (рис. 4) и при толщине слоя I, равной  $0.5 \mu\text{m}$ , она достигает величины 0.4. Причиной этого является то, что при малой толщине слоя I велика вероятность обратного преобразования поверхностной электромагнитной волны в объемную волну и выходу этой волны в призму. Однако необходимо отметить, что при дальнейшем увеличении толщины слоя I эффективность преобразования

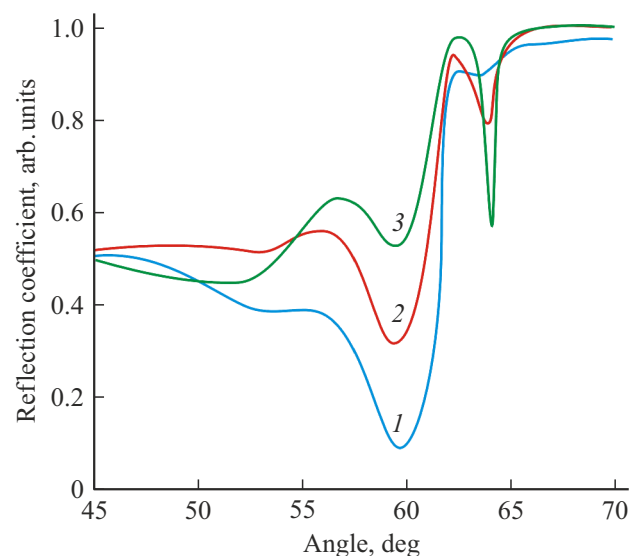


Рис. 3. Расчетные угловые зависимости коэффициента отражения плазмонной волноводной структуры с пленкой серебра при толщине слоя I (рис. 2), равной: 1 —  $0.2 \mu\text{m}$ , 2 —  $0.35 \mu\text{m}$ , 3 —  $0.5 \mu\text{m}$ .

резко уменьшается. Это вызвано тем, что интенсивность эванесцентной волны, выходящей из призмы, экспоненциально уменьшается по мере удаления от границы раздела призма-стекло.

На рис. 5 показана расчетная зависимость эффективности преобразования объемной электромагнитной волны в поверхностную волну от толщины слоя II (пленки серебра). Из рисунка видно, что при толщине слоя II от 10 до 18 нм и более 25 нм эффективность преобразования не зависит от толщины и составляет 0.2. Однако вблизи 20 нм эффективность резко возрастает и при толщине слоя 21 нм достигает 0.8. Причиной этого является то, что в данной области толщин выполняется условие фазового синхронизма для электромагнитных волн, формирующих волноводную моду [7,12]. Резуль-

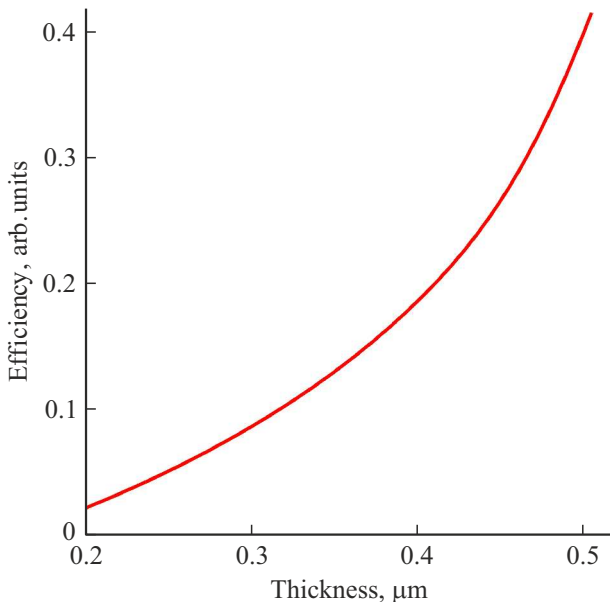


Рис. 4. Влияние толщины слоя I (рис. 2) на эффективность возбуждения плазмонной волноводной моды.

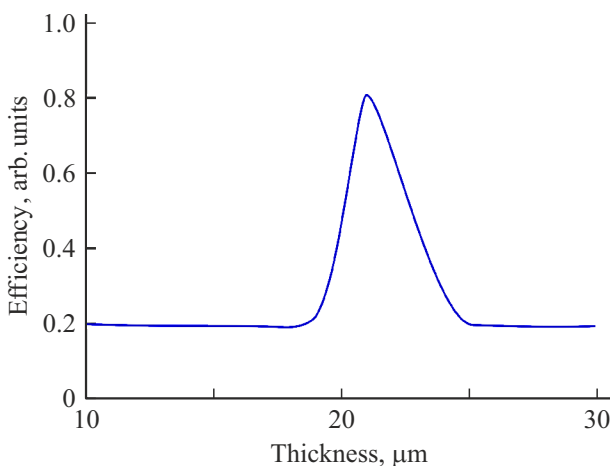


Рис. 5. Влияние толщины слоя II (рис. 2) на эффективность возбуждения плазмонной волноводной моды.

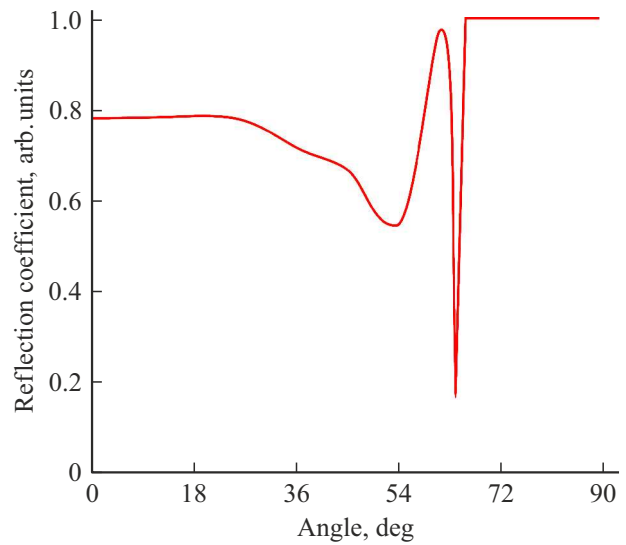


Рис. 6. Расчетная угловая зависимость коэффициента отражения плазмонной волноводной структуры с пленкой серебра для оптимальных геометрических характеристик. Толщина слоев: I — 0.6 μm, II — 21 nm.

татом этого является возникновение направляемой волноводной моды.

Расчетная угловая зависимость коэффициента отражения для оптимальных геометрических характеристик многослойной структуры показана на рис. 6.

### Заключение

Таким образом, в серебросодержащих силикатных стеклах электронно-лучевой обработкой могут быть сформированы плазмонные волноводы в виде сплошного или островкового слоя серебра. При призмном вводе излучения в таких волноводах формируются только моды ТМ<sub>0</sub>. Показано, что эффективность преобразования зависит от геометрии слоистой структуры и может достигать 0.8. Полученные результаты могут быть использованы при электронно-лучевой записи плазмонных волноводов в серебросодержащих стеклах для устройств интегральной оптики и наноплазмоники.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] A. Tervonen, B.R. West, S. Honkanen. *Opt. Eng.*, **50**, 71107 (2011). DOI: 10.1117/1.3559213
- [2] D. Blömer, A. Szameit, F. Dreisow, T. Schreiber, S. Nolte, A. Tünnermann. *Opt. Expr.*, **14**, 2151–2157 (2006). DOI: 10.1364/OE.14.002151
- [3] А.А. Жиганов, А.И. Игнатьев, Н.В. Никоноров, О.А. Подсвилов, А.И. Сидоров. *Опт. журн.*, **78**(10), 63–66 (2011).

- [А.А. Zhiganov, O.A. Podsvirov, A.I. Ignat'ev, N.V. Nikonorov, A.I. Sidorov. *J. Opt. Technol.*, **78**, 684–686 (2011). DOI: 10.1364/JOT.78.000684].
- [4] O.A. Подсви́ров, А.И. Сидоров, Д.В. Чураев. *ЖТФ*, **84**(11), 96–100 (2014). [O.A. Podsvirov, A.I. Sidorov, D.V. Churaev. *Techn. Phys.*, **84**, 1674–1678 (2014). DOI:10.1134/S1063784214110218].
- [5] A. Tervonen, S. Honkanen, M. Leppihalme. *J. Appl. Phys.*, **62**, 759–763 (1987).
- [6] M. Touzin, D. Goeriot, C. Guerret-Piécor, D. Juvé, D. Tréheux, H.-J. Fitting. *J. Appl. Phys.*, **99**, 114110 (2006). DOI: 10.1063/1.2201851
- [7] А.И. Игнат'ев, А.И. Нащекин, В.М. Неведомский, О.А. Подсви́ров, А.И. Сидоров, А.П. Соловьёв, О.А. Усов. *ЖТФ*, **81**(5), 75–80 (2011). [A.I. Ignat'ev, A.V. Nashchekin, V.M. Nevedomskii, O.A. Podsvirov, A.I. Sidorov, A.P. Solov'ev, O.A. Usov. *Techn. Phys.*, **81**, 662–667 (2011). DOI: 10.1134/S1063784211050148].
- [7] В.В. Климов. *Наноплазмоника* (Физматлит, М., 2009).
- [8] S.A. Maier, P.G. Kik, H.A. Atwater. *Phys. Rev. B*, **67**, 205402 (2003). DOI: 10.1103/PhysRevB.67.205402
- [9] В.С. Брунов, О.А. Подсви́ров, А.И. Сидоров, Д.В. Чураев. *ЖТФ*, **84**(8), 112–117 (2014). [V.S. Brunov, O.A. Podsvirov, A.I. Sidorov, D.V. Churaev. *Techn. Phys.*, **84**, 1215–1219 (2014). DOI: 10.1134/S1063784214080088].
- [10] E.D. Palik. *Handbook of optical constants of solids*. V. 3 (Academic press, San Diego, 1998).
- [11] M. Born, E. Wolf. *Principles of optics: electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light* (Cambridge University, 2000).
- [12] K. Okamoto. *Fundamentals of optical waveguides*. Sec. Ed. (Elsevier, 2006).