

*МАТЕРИАЛЫ XV ВСЕРОССИЙСКОГО СЕМИНАРА*  
*“Физика и применение микроволн”*  
*(Москва, июнь 2015 г.)*

Председатель оргкомитета XV Всероссийского семинара  
“Физика и применение микроволн”  
д-р физ.-мат. наук **А.В. Козарь**

Материалы XV Всероссийского семинара  
“Физика и применение микроволн”  
под общей редакцией канд. физ.-мат. наук **Ю.К. Алешина**

**ПРОВЕРЕНО КОРРЕКТОРОМ.**  
Материал отправлен на согласование

УДК 535.015

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ НА ГРАНИЦЕ МЕТАЛЛ–ДИЭЛЕКТРИК С ТЕПЛОВОЙ ОПТИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

© 2015 г. Л. Н. Григорьева<sup>1</sup>, Г. А. Князев<sup>1</sup>, А. Л. Толстик<sup>2</sup>

E-mail: ln.grigorjeva@physics.msu.ru

Исследованы среды с тепловой дефокусирующей нелинейностью, граничащие с материалами с высокой теплопроводностью. Решена задача формирования стационарного оптического волновода на границе металл–диэлектрик, обладающий тепловой нелинейностью. Рассмотрена возможность распространения различных типов волн по такому волноводу.

DOI: 10.7868/S0367676515120170

### ОСОБЕННОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ТЕПЛОВОЙ ОПТИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ ДЛЯ УПРАВЛЕНИЯ СВЕТОМ

В современной науке большое внимание уделяют задаче распространения электромагнитных волн в неоднородных средах, причем особый интерес представляют нелинейные среды. На сегодняшний день существует ряд оптоэлектронных устройств, работа которых основана на тепловой нелинейности показателя преломления [1–4]. Некоторые из них, такие как термически перестраиваемые оптические фильтры, широко применяют в волоконно-оптических линиях связи.

Особенность сред с тепловой оптической нелинейностью — нелокальность и инерционность, это позволяет создать ряд оригинальных оптоэлектронных устройств. Необходимо отметить, что основным недостаток устройств на основе тепловой нелинейности — их низкое быстродействие. Для повышения скорости их работы необходимо применять материалы с высокой теплопроводностью и уменьшать размеры нелинейной среды, поэтому перспективно исследование взаимодействия поверхностных плазмон-поляритонов на границе металл–диэлектрик с тепловой оптической нелинейностью. Благодаря тому что энергия поверхностного плазмон-поляритона локализуется в области размером около нескольких микрометров, скорость переключения устройств на основе тепловой нелинейности может достигать 10 нс [3].

В последнее время большой интерес уделяется использованию тепловой нелинейности в нанопотонике и в плазмонике. Например, в работе [4]

описывается создание полностью плазмонного переключателя с использованием среды с тепловой нелинейностью на полимерном плазмонном катушечном резонаторе  $\text{Au} = \text{SiO}_2 = \text{SU-8}$ . Большие омические потери в металлическом слое вызывают активное преобразование света в тепло в плазмонном волноводе, обуславливая зависящий от интенсивности термооптический сдвиг в резонансе. Также продемонстрирован полностью плазмонный переключатель с ослаблением в 4 дБ при мощности 50 мВт.

Тепловая нелинейность, как правило, является дефокусирующим видом нелинейности, поэтому при нагреве среды волной накачки показатель преломления уменьшается, что позволяет использовать созданный градиент показателя преломления для различных целей. К примеру, создавая локальный минимум показателя преломления, можно использовать эффект полного внутреннего отражения. Если запустить в нелинейную среду с тепловой нелинейностью под малым углом к мощному пучку накачки сигнальный пучок, он будет отражаться от индуцированной неоднородности, созданной накачкой. В работе [5] показано, что в данном случае пучок накачки служит своеобразным цилиндрическим зеркалом. Когда ширины пучков сравнимы между собой сигнальный пучок приобретает форму полумесяца и начинает расплываться. Ранее были проведены эксперименты по исследованию взаимодействия скрещивающихся световых пучков в средах с тепловой нелинейностью [5, 6]. Анализ результатов исследований взаимодействия объемных оптических пучков в средах с дефокусирующей нелинейностью показывает, что стационарного оптического волновода в данных средах сформировать не удается из-за размытия сформированного оптического канала в результате тепловой диффузии. В работе [6] также отмечается, что компенсация расплыва-

<sup>1</sup> Федеральное государственное образовательное учреждение высшего образования “Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”.

<sup>2</sup> Белорусский государственный университет.

ния пучка за счет индуцированной неоднородности осуществляется только по одному направлению, по другой координате распывание усиливается. Очевидно, что для компенсации распывания оптического пучка необходимы дополнительные условия помимо наличия тепловой нелинейности. Решением данной проблемы является применение сред с неоднородным коэффициентом теплопроводности. Наибольшую неоднородность можно получить применяя слои металл–диэлектрик. Также дополнительным условием, приводящим к компенсации дифракционного распывания, может быть использование поверхностных плазмон-поляритонов.

### ПЛАЗМОННЫЙ ВОЛНОВОД НА ГРАНИЦЕ МЕТАЛЛ–ДИЭЛЕКТРИК С ТЕПЛОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

Одна из целей настоящей работы – исследование возможности формирования стационарного оптического волновода для поверхностной плазмонной волны, а также для объемной электромагнитной волны, имеющей ТЕ-поляризацию, при помощи двух параллельных плазмонных пучков накачки на границе металл–диэлектрик с тепловой дефокусирующей нелинейностью.

Свойства поверхностных плазмон-поляритонов могут быть описаны в рамках классической электродинамики. Решая систему уравнений Максвелла, можно получить два самосогласованных решения – две волны с различными поляризациями. Первое решение определяет так называемые ТМ-моды (отличны от нуля только компоненты  $E_x$ ,  $E_z$  и  $H_y$ ), второе – ТЕ-моды (отличны от нуля только  $H_x$ ,  $H_z$  и  $E_y$ ). Известно, что поверхностные плазмон-поляритоны в средах без оптической активности имеют ТМ-поляризацию. Для существования поверхностных плазмон-поляритонов необходимо выполнение следующих условий [7]:

$$\operatorname{Re}(\varepsilon_1) < 0 \text{ при } \varepsilon_2 > 0; \quad (1)$$

волновое число поверхностного плазмон-поляритона должно быть равно в случае двухслойной границы металл–диэлектрик:

$$\beta = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}, \quad (2)$$

где  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  – диэлектрические проницаемости металла и диэлектрика соответственно. Также для возбуждения плазмон-поляритона объемной волной необходимо выполнение условия фазового синхронизма.

В случае выполнения необходимых условий, магнитное поле плазмон-поляритона, распространяющегося по оси  $Z$  вдоль границы, ортогональной  $X$ , будет удовлетворять соотношению [7]

$$H_y = A_0(y, z) \exp(-\gamma_{1,2}|x| + i\beta z), \quad (3)$$

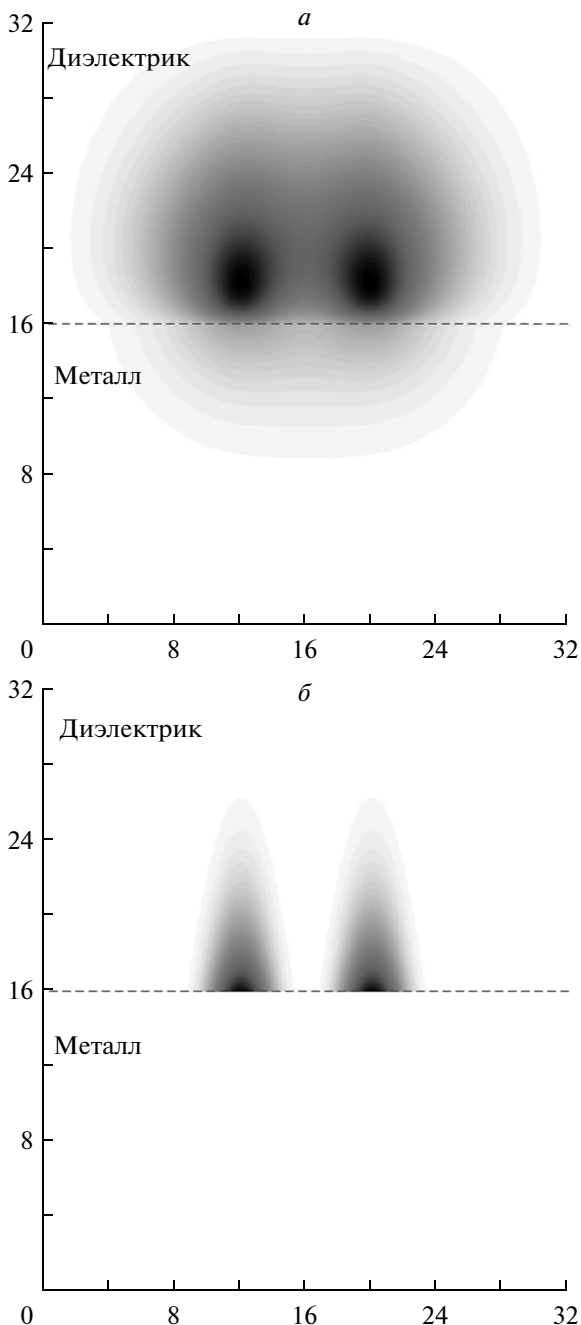
где  $A_0(y, z)$  – амплитуда плазмона,  $\gamma_{1,2} = \varepsilon_{1,2}/(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)^{1/2}$  – коэффициенты локализации в металле и диэлектрике. Следует отметить, что в случае, если поперечные размеры плазмон-поляритона ограничены на поверхности раздела металл–диэлектрик, то плазмонный пучок будет испытывать дифракционное распывание. Амплитуда пучка  $A_0(y, z)$  при этом должна удовлетворять двумерному уравнению Гельмгольца с коэффициентом дифракции, равным  $(2\beta)^{-1}$ . Таким образом в случае ТМ-поляризованного излучения задача сводится к компенсации дифракционного распывания волнового пучка в направлении оси  $Y$ . Данная задача может быть решена при использовании диэлектрика с тепловой дефокусирующей нелинейностью путем формирования индуцированной оптической неоднородности в виде канала, созданной двумя параллельными плазмонными пучками накачки. Особенностью данной конфигурации является тот факт, что оптические пучки описываются двумерными уравнениями, в то время как процессы переноса тепла происходят по трем координатам.

Как было сказано выше, формирование стационарного индуцированного волновода в среде с тепловой дефокусирующей нелинейностью в случае объемных пучков невозможно, так как в случае трубчатого пучка накачки локальный максимум показателя преломления на оси пучка исчезает из-за тепловой диффузии [5, 6]. Однако в случае поверхностных плазмон-поляритонов достаточно ограничить сигнальную волну лишь по одной координате при помощи двух параллельных пучков накачки. Возможность локализации пучка вдоль одной из координат была показана экспериментально в работе [6] на примере объемных пучков. Чтобы доказать аналогичную возможность локализации поверхностных волн, было проведено теоретическое исследование, результаты которого приведены далее.

Для описания процессов распределения тепла было численно решено уравнение теплопроводности для неоднородных сред:

$$\operatorname{div}(\chi(x) \operatorname{grad}(T(x, y))) = \delta I(x, y), \quad (4)$$

где  $\chi(x)$  – коэффициент теплопроводности,  $\delta$  – коэффициент поглощения оптического излучения поверхностной волны,  $I(x, y)$  – распределение интенсивности пучков накачки. Изменение температуры вдоль направления распространения плазмонных пучков не учитывалось, так как предполагалось, что самовоздействие и затухание невелики и интенсивность пучков накачки слабо меняется по координате  $z$ . При этом распределение накачки соответствовало двум параллельным



**Рис. 1.** Распределение температуры (а) и профиль плазмон-поляритонных пучков накачки на границы металл–диэлектрик (б).

плазмон-поляритонным пучкам и было равно, согласно выражению (3),

$$I(x, z) = I_0 \exp\left(-\left(\left(z - \frac{a}{2}\right)^2 + \left(z + \frac{a}{2}\right)^2\right)/\Delta z^2\right) \times \exp(-\gamma(x)|x|), \quad (5)$$

где  $a$  — расстояние между пучками накачки,  $\Delta z$  — ширина плазмонных пучков накачки  $I_0 = A_0^2$ .

На рис. 1а представлено распределение тепла в сечении системы, ортогональном направлению распространения света  $Z$ . Можно видеть, что на границе металл–диэлектрик с тепловой нелинейностью наблюдается локальный минимум температуры между пучками накачки. Благодаря тому что показатель преломления убывает с ростом температуры, можно утверждать, что на поверхности раздела металл–диэлектрик сформирован волноводный канал для поверхностного плазмон-поляритона. Более того, на рис. 1б можно видеть, что локальный минимум температуры наблюдается не только вдоль поверхности металл–диэлектрик, но и в направлении, ортогональном границе. Следовательно, можно ожидать, что объемные электромагнитные волны будут удерживаться вблизи поверхности металла за счет индуцированной оптической неоднородности. В первую очередь интерес представляет удержание вблизи поверхности металла ТЕ-волны, так как эта волна в линейной среде не может быть преобразована в поверхностную.

#### РАСПРОСТРАНЕНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ПУЧКА ВБЛИЗИ ГРАНИЦЫ МЕТАЛЛ–ДИЭЛЕКТРИК С ТЕПЛОВОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

Для рассмотрения возможности локализации объемной волны вблизи поверхности металла за счет тепловой оптической нелинейности была рассмотрена следующая задача. На границу металл–диэлектрик со стороны диэлектрика под малым углом  $\theta$  падает световая волна, в то время как на поверхности в плоскости границы на расстоянии  $\alpha$  друг от друга распространяются два параллельных плазмонных пучка накачки.

Для изучения возможности распространения света в индуцированном волноводе была поставлена следующая задача: пусть при  $x \geq 0$  находится диэлектрик с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_0$ , а при  $x < 0$  — металл с проницаемостью  $\epsilon_m$ . Волновое уравнение для ТЕ-моды ( $H_x, H_z, E_y \neq 0$ ) имеет вид

$$\Delta E_y = \frac{1}{c^2} \epsilon(x) \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2}. \quad (6)$$

Соответственно для ТМ-моды ( $E_x, E_z, H_y \neq 0$ ) волновое уравнение запишется в виде

$$\Delta E_y = \frac{1}{c^2} \epsilon(x) \frac{\partial^2 H_y}{\partial t^2} - \frac{1}{\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x} \frac{\partial H_y}{\partial x}. \quad (7)$$

В предположении того, что пучок является монохроматическим и слаборасходящимся, и того,

Параметры, определяющие взаимодействие ТЕ-волны с оптической неоднородностью сформированной плазмой накачки

Материал	Отношение коэффициентов теплопроводности воздуха и металла	Глубина локализации в воздухе, $10^{-3}$ см		Глубина локализации в металле, $10^{-6}$ см		Поперечный размер индуцированного волновода, мкм	
Длина волны света, мкм		1.5	10.6	1.5	10.6	1.5	10.6
Ag	$5.1 \cdot 10^{-5}$	2.16	9.59	2.61	3.14	0.26	2.77
Au	$6.9 \cdot 10^{-5}$	2.28	9.69	2.48	3.08	0.26	2.77
Cu	$5.5 \cdot 10^{-5}$	1.92	8.43	2.94	3.55	0.25	2.68
Al	$10.5 \cdot 10^{-5}$	3.7	1.65	1.54	1.86	0.28	2.98
Ti	$98.7 \cdot 10^{-5}$		7.65		3.74		1.93

что амплитуда мало меняется по координате  $z$  ( $\left| \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} \right| \ll \left| ik \frac{\partial A}{\partial z} \right|$ ) из (6) и (7) может быть получено уравнение для амплитуды пучка

$$\frac{\partial^2 A}{\partial x_n^2} - \frac{i}{2} \frac{\partial A}{\partial z_n} = \frac{\delta \varepsilon}{\varepsilon_0} A + \frac{\partial \ln \left( 1 + \frac{\delta \varepsilon}{\varepsilon_0} \right)}{\partial x_n} \frac{\partial A}{\partial x_n}, \quad (8)$$

где  $z_n = kz$ ,  $x_n = kx$  – безразмерные координаты,  $k = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\varepsilon_0}$  – волновое число,  $\varepsilon = \varepsilon_0 + \delta \varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость среды. В выражении (8) следует последнее слагаемое в правой части считать равным нулю в случае ТЕ-поляризации.

Для выявления возможности удержания ТЕ-волны в индуцированном волноводе уравнение (8) было исследовано численно. Граничные условия были заданы следующим образом:

$$\begin{cases} A(z=0) = A_0 \exp \left( -\frac{\left( x - \frac{L}{2} - b \right)^2}{2\delta x^2} \right) \exp(ikx \sin \theta), \\ A(x=0) = 0, \\ A(x=L) = 0, \end{cases} \quad (9)$$

где  $b$  – константа, определяющая положение пучка,  $\theta$  – угол, под которым распространяется сигнальный пучок по отношению к пучку накачки. Распределение возмущения диэлектрической проницаемости определялось из решения уравнения теплопроводности (4) с учетом условия (5). Положение падающего оптического пучка вдоль оси  $Y$  соответствовало центру между плазмонными пучками накачки. Расчеты были выполнены численно для границ металл–воздух на длинах волн 10.6 и 1.5 мкм. Основные характеристики взаимодействия оптического ТЕ-пучка с индуцированной плазмонными пучками неоднородностью приведены в таблице для различных металлов. Можно видеть, что ширина индуцированного вол-

новода слабо зависит от материала, тем не менее очевидно, что металлы с высокой локализацией плазмона и низкой теплопроводностью (например, титан) обеспечивают меньший по размерам индуцированный канал.

На рис. 2 приведены распределения поля ТЕ-волны, падающей на поверхность меди (на рисунке металлу соответствует область  $x < 16$ ) на длинах волн 10.6 и 1.5 мкм. Можно видеть, что при падении на границу металла и диэлектрика объемной волны ТЕ-мода захватывается в волноводный канал, различия между рисунками 2а и 2б заклю-

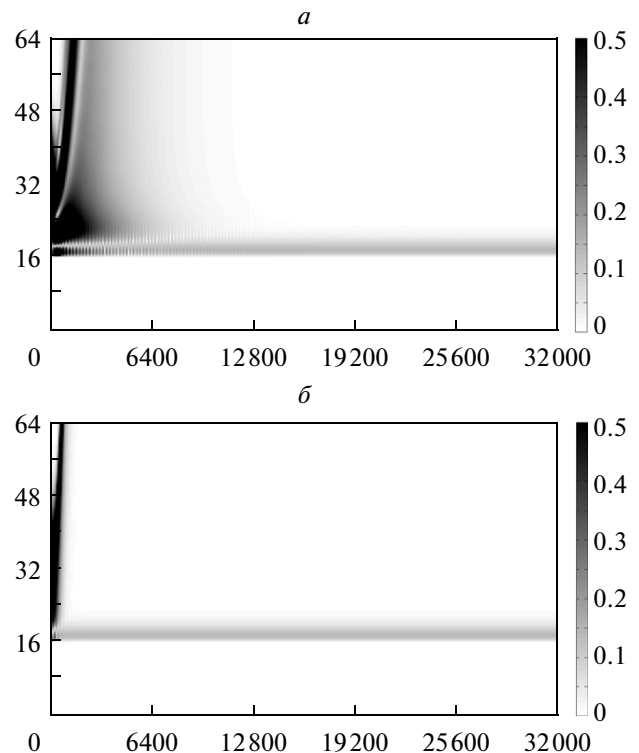


Рис. 2. Распределение поля ТЕ-волны, падающей на поверхность меди на длинах волн 10.6 мкм (а) и 1.5 мкм (б).

чены только в масштабе, на длине волны 1.5 мкм заметно меньше сказывается дифракция на расходимости объемной волны отраженной от поверхности металла. Графики на рис. 2 получены для случая малого расстояния между плазмонными пучками накачки или для одиночного пучка. Анализ показывает, что в подобном волноводе возможно распространение нескольких мод, если использовать более мощные пучки накачки, расположенные на большем друг от друга расстоянии как показано на рис. 1. В случае одиночного пучка для большинства известных материалов максимум температуры находится слишком близко к поверхности, и волноводный канал оказывается слишком узким для распространения нескольких мод.

Распределения интенсивности на рис. 2 представлены в нормированных координатах. Размер области по оси  $X$  равен  $64\lambda$ , длина области по оси  $Z$  равна  $3.2 \cdot 10^4\lambda$ . Ширина пучка —  $40\lambda$ . Положение максимума неоднородности относительно поверхности металла может быть найдено в таблице. Угол падения пучка на поверхность металла был равен  $\theta = 3^\circ$ . Данные, приведенные на рис. 2 доказывают, возможность распространения ТЕ-моды в индуцированном волновом канале, поперечные размеры которого порядка величины локализации поверхностного плазмон-поляритона.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, на основе анализа процессов распространения тепла в слоистой среде показано, что если оптическая волна имеет ТМ-поляризацию, то она может быть преобразована в поверхностный плазмон-поляритон, который будет распространяться на границе металл–диэлектрик внутри индуцированного волновода. Из-за сильного различия коэффициента теплопроводности металла и диэлектрика максимум температуры немного смещается от границы металл–диэлектрик в глубь диэлектрика. Это явление иллюстрирует распределение температуры вдоль направления, ортогонального границе раздела и проходящего на равном расстоянии от пучков накачки на рис. 1. Следовательно, над поверхностью металла

формируется волноводный канал, который позволит и ТЕ-волне распространяться вблизи поверхности металла.

Таким образом, при распространении света в среде с тепловой дефокусирующей нелинейностью вблизи нагретой поверхности металла может наблюдаться захват излучения как ТМ-, так и ТЕ-поляризации в индуцированный волноводный канал.

На основе полученных результатов предлагается следующая модель для устройства управления распространением поверхностных плазмон-поляритонов на границе металл–диэлектрик, где диэлектрик обладает тепловой нелинейностью: на металлическую пластину с жидким или газообразным диэлектриком помещаются нагреватели, которые создают заданный профиль температуры. Со стороны диэлектрика на металлическую пластину падает свет, который преобразуется в поверхностную волну. Благодаря заданному профилю и эффекту полного внутреннего отражения, плазмонная волна распространяется в заданном направлении. Изменяя профиль температуры, можно осуществлять переключение каналов и модуляцию амплитуды поверхностных пучков.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 14-02-01012, 14-02-90050.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wang Z. Micro-ring Based Planar Lightwave Circuit Devices for Optical Communications. University of Maryland, Baltimore County, 2009.
2. Rubinov A.N., Korda I.M., Zinkevich E.A. // Quantum Electron. 2002. V. 32. № 4. P. 319.
3. Perron D., Wu M., Horvath C. // Opt. Lett. 2011. V. 36(14). P. 2731.
4. Григорьева Л.Н., Князев Г.А., Толстук А.Л. // Учен. зап. физ. фак-та МГУ М.: изв-во МГУ, 2014. 144343–1–144343–4.
5. Lobanov V.E., Kalinovich A.A., Sukhorukov A.P. // Laser Phys. 2009. V. 19. № 5. P. 1112.
6. Knyazev G.A., Sukhorukov A.P. IEEE Xplore. // Proce. International Workshop on Nonlinear Photonics (NLP). 2011. P. 1, 2, Kharkov, Ukraine.
7. Maier S.A. Plasmonics: Fundamentals and Applications. Springer Science + Business Media LLC, 2007.