

# ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ПЛАЗМОННОЙ СТРУКТУРЕ «СТЕКЛО– $\text{In}_2\text{O}_3 : \text{Sn}$ –СЕГНЕТОЭЛЕКТРИК– $\text{Al}$ С СУБВОЛНОВОЙ РЕШЕТКОЙ»

*Л. М. Блинов\**, *В. В. Лазарев\*\**, *С. Г. Юдин*,

*В. В. Артемов*, *М. В. Горкунов*, *С. П. Палто*

*Институт кристаллографии им. А. В. Шубникова  
(ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» Российской академии наук)  
119333, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 2 апреля 2017 г.

Исследуются спектральные особенности электрооптического эффекта, в котором внешнее напряжение изменяет показатель преломления сегнетоэлектрика-сополимера. Используются три наноструктуры, из которых две играют вспомогательную роль, а основная структура состоит из стеклянной подложки, прозрачного слоя ИТО ( $\text{In}_2\text{O}_3 : \text{Sn}$ ), слоя активного сополимера и слоя  $\text{Al}$  с нанорешеткой. Такая решетка с периодом 400 нм удовлетворяет условиям возбуждения плазмонных резонансов. Во всех структурах исследовались коэффициенты пропускания света в спектральном диапазоне 400–900 нм. В спектрах пропускания наблюдаются два характерных плазмонных провала, один из которых связан с границей сополимер–ИТО, а другой — с границей сополимер– $\text{Al}$ . Слои алюминия и ИТО играют роль электродов, подводящих импульсы напряжения (от 0 до 15 В) к слою сополимера. При исследовании электрооптического эффекта обнаружены спектральные сдвиги полос плазмонного резонанса при увеличении амплитуды как положительных, так и отрицательных импульсов напряжения (квадратичный эффект). Эти сдвиги изменяют эффективные значения показателей преломления ( $n_{eff}$ ) в отдельных элементах структуры, достигая минимальной отрицательной добавки  $\Delta n_{eff} = -0.06$ .

DOI: 10.7868/S0044451017090127

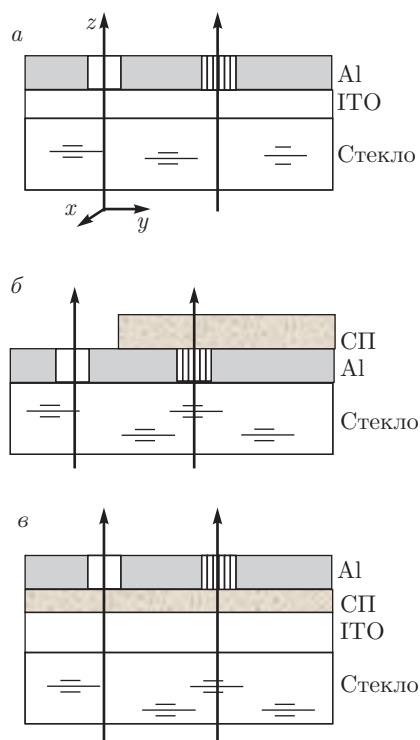
## 1. ВВЕДЕНИЕ

Уникальные оптические свойства металлических наноструктур все чаще приводят к новым достижениям физики, электроники, химии и медицины [1–3]. Особенно интересны манипуляции с коллективными электронными возбуждениями, индуцированными светом и известными как поверхностные плазмоны-поляритоны (SPP). Эти квазичастицы можно рассматривать как взаимодействие затухающих (evanescent) электромагнитных волн с движением поверхностного заряда на границе металл–диэлектрик [4, 5]. В настоящее время плазмонные эффекты наблюдаются в разнообразных металл–диэлектрических наноструктурах. Так, например, субволновым металлическим решеткам свойственно необыкновенно сильное пропускание света

особенно в ТМ-моды, когда электромагнитная волна поляризована вдоль волнового вектора решетки, тогда как в ТЕ-моды при определенных условиях свет практически не проходит сквозь щели той же решетки [6]. Вообще, электромагнитные SPP-волны в наноразмерных структурах распространяются вдоль границы металла с диэлектриком, затухая в направлении, перпендикулярном границе, и продвигаясь вдоль границы на микронные расстояния. При этом плазмонные элементы можно согласовывать с диэлектрическими волноводами, что позволяет разрабатывать миниатюрные (on chip) приборы, такие как модуляторы [7, 8], интерферометры [9], переключатели [10] и фотодетекторы [11, 12]. Заметим, что модуляторы активно разрабатываются для телекоммуникаций на длине волны 1550 нм [8, 13], где плазмоника совмещается со стандартной электронной технологией, хотя при этом происходят потери света в металлах. Поэтому становится важным подбор новых материалов и, особенно, прозрачных диэлектриков и оксидов с достаточно высокой про-

\* E-mail: lev39blinov@gmail.com

\*\* E-mail: lbf@ns.crys.ras.ru



**Рис. 1.** Наноразмерные структуры: *a* — структура 1 «стекло–ITO–Al (с решеткой)»; *b* — структура 2 «стекло–Al (с решеткой)–сополимер (СП)»; *c* — основная структура 3 «стекло–ITO–СП–Al (с решеткой)». Стрелка *z* указывает на направление света, стрелки *x* и *y* соответствуют направлениям поляризации света TE и TM

видимостью, чтобы обеспечить необходимую длину вывода оптической информации к электрическим устройствам.

В большинстве случаев плазмонные наноструктуры металл–диэлектрик–металл работают на электрооптическом эффекте (ЭОЭ), когда внешнее электрическое напряжение изменяет коэффициент преломления подходящей диэлектрической среды. Чаще всего применяются поляризованные полимерные материалы [8], сегнетоэлектрики (в основном  $\text{BaTiO}_3$ ) [10] и оксиды, включая ITO [13]. Кроме того, используются неорганические полупроводники [7] и многослойные квантовые колодцы [14], где под действием напряжения изменяются плотности свободных носителей заряда в активных слоях.

В данной работе мы исследуем спектральные особенности ЭОЭ, когда внешнее напряжение изменяет коэффициенты преломления отдельных элементов гетероструктуры, состоящей из стеклянной подложки, слоя ITO ( $\text{In}_2\text{O}_3:\text{Sn}$ ), слоя сегнетоэлектрика и слоя алюминия с субволновой решеткой (рис. 1*a*). Активным элементом

служит слой сегнетоэлектрика-сополимера (СП), PVDF-TrFE (поливинилиден фторид с трифторэтиленом состава 70:30) [15]. Алюминиевая решетка с периодом 400 нм определяет спектральную картину плазмонного эффекта при прохождении света сквозь структуру. При этом слои ITO и Al играют роль электродов для исследования электрооптического эффекта. Дополнительно использовались две простые гетероструктуры (рис. 1*b, c*) с разными расположениями субволновой решетки, позволяющие более детально сопоставить все спектры коэффициентов пропускания света и характер расположения плазмонных провалов в основной структуре.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТ

### 2.1. Сегнетоэлектрик-сополимер (СП) и оксид ITO

Органический сегнетоэлектрик был выбран по двум причинам. Прежде всего это диэлектрик с высоким удельным сопротивлением  $\rho = 2 \cdot 10^{11}$  Ом·м, который выдерживает напряжение около 10–15 В в слое толщиной 50 нм. Пленки СП чаще всего наносят на стеклянные подложки центрифугированием, напылением в вакууме или методом Ленгмюра–Блоджетт. В структуре 1 (см. рис. 1*a*) сегнетоэлектрик отсутствует, а в структуре 2 (см. рис. 1*b*) слой PVDF-TrFE (65:35) наносился в вакууме  $10^{-5}$  Торр на стеклянную подложку толщиной  $d_{gl} = 2$  мм [16]. Толщина слоя СП  $d_c = 170$  нм измерена интерферометром Линника.

Для пленок толщиной менее 100 нм метод Ленгмюра–Блоджетт оказался более удобным [17], так как для структуры 3 (см. рис. 1*c*) была необходима сверхтонкая пленка СП, чтобы получить сильное поле между электродами. Поэтому СП растворялся в циклогексаноне и вводился в ленгмюровскую ванну с дистиллированной водой, а затем монослой СП переносился на стеклянную подложку, покрытую слоем ITO толщиной  $d_{ITO} \approx 90$  нм. Перенесенные слои отжигались в течение часа при температуре  $110^\circ\text{C}$  для улучшения степени кристалличности материала. Таким образом, слой СП состоял из 10 монослоев, располагающихся между слоями алюминия (с решеткой) и ITO. Толщина слоя СП ( $d_c = 30$  нм) измерена по электрической емкости ( $C = 14$  нФ):  $d_c = \varepsilon_0 \varepsilon S / C$ , где  $\varepsilon_0$  — диэлектрическая постоянная,  $\varepsilon = 8$  — низкочастотная диэлектрическая проницаемость,  $S = 2 \times 3$  мм<sup>2</sup> — площадь пересечения электродов. Небольшая толщина слоя между ITO и Al (с решеткой) позволяет избежать влияния резонансов

**Таблица.** Параметры структур 1–3 ( $d$  — толщина слоя,  $n$ ,  $k$  и  $\varepsilon$  — материальные показатели преломления, поглощения и диэлектрическая проницаемость [18, 21, 23]) на длине волны  $\lambda = 600$  нм

Параметры структур 1–3	Стекло	ITO	СП	Al
$d_1$ , нм	$2 \cdot 10^6$	90	–	120
$d_2$ , нм	$2 \cdot 10^6$	–	170	80
$d_3$ , нм	$2 \cdot 10^6$	90	30	100
$n$	1.52	1.81	1.43	1.14
$k$	0	0.003	0	6.93
$\varepsilon$	2.31	3.28	2.045	–46.7

Фабри–Перо, которые могли бы заметно исказить плазмонный спектр ЭОЭ.

Оптическая анизотропия пленок PVDF–TrFE, приготовленных методом Ленгмюра–Блоджетт, исследовалась ранее. Было установлено [18], что показатели преломления света в плоскости пленки  $xy$  ( $n_{xy} = 1.432$ ) значительно больше показателя преломления в направлении  $z$ , перпендикулярном плоскости ( $n_z = 1.408$ ). Полимерные нити в СП распределяются хаотично в плоскости  $xy$ , а внешнее поле направляется строго по оси  $z$  [19], что и приводит к симметрии и, соответственно, к квадратичному ЭОЭ [20].

Оксидный слой ITO был нанесен в заводских условиях на стеклянную подложку с показателем преломления 1.52 на длине волны  $\lambda = 600$  нм. В диапазоне  $\lambda = 400$ –900 нм пропускание света ITO вместе с подложкой находится в интервале 90–80%. Для исследования ЭОЭ на каждой подложке вытравливались полоски ITO длиной 20 мм, шириной 3 мм и толщиной 90 нм. На краях электродов наносились индиевые контакты как для подачи импульсного напряжения, так и для измерения удельного сопротивления ITO ( $\rho = 1.47 \cdot 10^{-6}$  Ом·м). Примерно такие же значения  $\rho$  соответствуют плотности электронов  $N_0 = (1-2) \cdot 10^{27}$  м<sup>-3</sup> в ITO [21, 22].

## 2.2. Спектры пропускания света сквозь решетки

В этом разделе сопоставляется пропускание света в трех структурах, показанных на рис. 1. Параметры этих структур приведены в таблице и на рис. 2.

В структуре 1 нет слоя сегнетоэлектрика, а слой алюминия [23] напылялся непосредственно на слой ITO [21], заранее нанесенный на стеклянную подложку. Затем с помощью ионно-лучевой литографии (электронный микроскоп Scios) вытравливалась квадратная решетка размером  $30 \times 30$  мкм<sup>2</sup> с периодом штрихов  $\Lambda = 400$  нм. Вблизи решетки вытравливался пустой эталонный квадрат того же размера для сравнения пропускания света с решеткой и без нее. В структуре 2 вытравливалась такая же решетка с эталонным квадратом в слое алюминия, напыленном непосредственно на стеклянную подложку. Затем на слой алюминия напылялся слой СП. В структуре 3 слой алюминия (с решеткой  $\Lambda = 400$  нм) приготавливался уже после нанесения СП. Толщина слоя алюминия измерялась с помощью того же микроскопа Scios. Для измерений спектров пропускания света использовались оптический поляризационный микроскоп Olympus (CX31PF-5) с объективом 40-кратного увеличения и широкополосным поляризатором (Wire-grad UBB01A) и оптоволоконный спектрометр AvaSpec-2048-USB2-UA. Важно, что в нашем случае диаметр области образца, регистрируемой оптоволоконным спектрометром, составляет 50 мкм.

**Структура 1** (см. рис. 1а). Сначала рассмотрим простую структуру 1 «стекло–ITO–Al». В этом случае Al-решетка располагается между слоем ITO и воздухом, и здесь можно наблюдать три особенности в спектре пропускания, связанные с границами (interfaces) Al–воздух, ITO–Al и ITO–стекло. На рис. 3 на кривой 1 видны три плазмонных провала на длинах волн  $\lambda_{SPP} \approx 415, 750, 618$  нм. Первые два значения очень близки к расчетным данным  $\lambda'_{SPP} = 404$  нм (воздух–Al–воздух),  $\lambda'_{SPP} = 754$  нм (ITO–Al–ITO) [24], а комбинация стекло–ITO–стекло не изучалась. Важные положения провалов при  $\lambda_{SPP} = 750$  нм и  $\lambda = 618$  нм, относящиеся к ITO, обсуждаются ниже в связи со структурой 3.

**Структура 2** (см. рис. 1б). Здесь появляется сополимер, и в спектре структуры стекло–Al–СП наблюдаются две особенности, относящиеся к границам стекло–Al и Al–СП. На кривой 2 (рис. 3) видны два плазмонных провала на длинах волн  $\lambda_{SPP} = 639, 524$  нм. Эти экспериментальные данные также близки к расчетным для структур стекло–Al–стекло ( $\lambda'_{SPP} = 621$  нм) и СП–Al–СП ( $\lambda'_{SPP} = 586$  нм). Как и в структуре 1, расчетные данные получены из закона дисперсии для плазмонов [4] при условии, что луч света падает перпендикулярно решетке (направление  $z$ ), а вектор поляризации луча направлен поперек штрихов решетки в

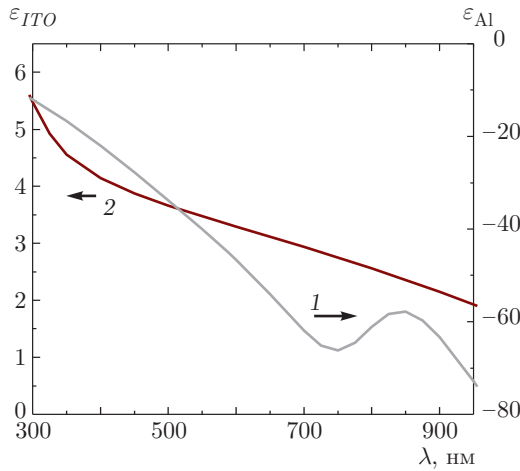


Рис. 2. Спектры диэлектрической проницаемости алюминия (кривая 1) [24] и ИТО (кривая 2) [21]

направлении  $y$  (ТМ-мода). При этом с учетом вектора решетки  $2\pi/\Lambda$  в нулевом дифракционном порядке получена формула

$$\lambda'_{SPP} = \Lambda \sqrt{\frac{\epsilon_{Al}\epsilon}{\epsilon_{Al} + \epsilon}}. \quad (1)$$

Здесь материальные значения диэлектрических проницаемостей  $\epsilon$  относятся к Al ( $\epsilon_{Al}$ ), стеклу ( $\epsilon_{gl}$ ), сополимеру ( $\epsilon_c$ ) [18, 19], а также к оксиду ИТО ( $\epsilon_{ITO}$ ) [21].

При сопоставлении экспериментальных значений  $\lambda_{SPP}$  с расчетными  $\lambda'_{SPP}$  нужно иметь в виду, что в эксперименте, так или иначе, разные границы между слоями могут влиять на оптические свойства всей структуры [9]. Однако несколько видоизмененная формула (1) позволяет оперировать экспериментальными значениями показателя преломления  $n_{SPP} = \lambda_{SPP}/\Lambda$  и эффективными значениями диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{eff}$  [9], используя формулу

$$n_{SPP} = \frac{\lambda_{SPP}}{\Lambda} = \sqrt{\frac{\epsilon_{Al}\epsilon_{eff}}{\epsilon_{Al} + \epsilon_{eff}}}$$

или

$$\epsilon_{eff} = \frac{\epsilon_{Al}}{(\Lambda/\lambda_{SPP})^2 \epsilon_{Al} - 1}. \quad (2)$$

Таким образом, из положений двух спектральных провалов  $\lambda_{SPP}$  на кривой 2 (см. рис. 3) мы получаем эффективные значения  $n_{SPP} = \lambda_{SPP}/400$  для стекла ( $n_{SPP} = 1.6$ ) и для СП ( $n_{SPP} = 1.31$ ), а из найденных значений  $n_{SPP}$ , преобразовав формулу (2), получаем эффективные значения  $\epsilon_{gl,eff} = 2.43$  (стекло) и  $\epsilon_{c,eff} = 1.64$  (СП). Сравнивая эти эффективные значения с материальными значениями

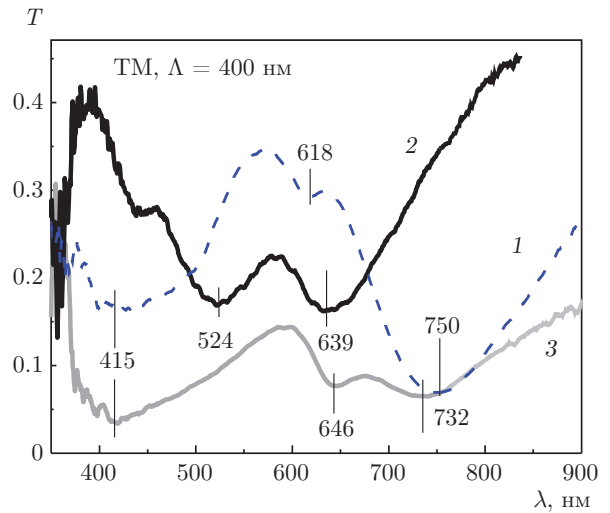


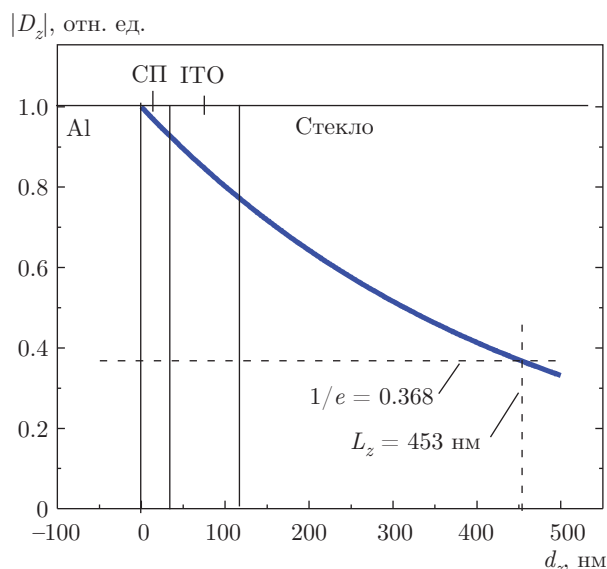
Рис. 3. Спектры коэффициента пропускания света. Кривые 1, 2, 3 соответствуют структурам 1, 2, 3 (см. рис. 1). Цифры на кривых означают длины волн минимумов плазмонных провалов

диэлектрической проницаемости в таблице, видим, что для стекла разность  $\Delta\epsilon$  не велика (0.12), а для СП весьма существенна (-0.405). Последнее требует отдельного обсуждения.

**Структура 3** (см. рис. 1в). В структуре 3 стекло-ИТО-СП-Al между электродами ИТО и Al находится СП, и на него можно подавать электрическое поле. Алюминиевая решетка практически такая же, как в структурах 1 и 2 (толщина  $d_{Al} \approx 100$  нм), но слой СП много тоньше (30 нм), чем в структуре 2 ( $d_c = 170$  нм). На рис. 3 показана кривая 3 в отсутствие внешнего напряжения, где похожие плазмонные провалы ( $\lambda_{SPP} = 646, 732$  нм) заметно сдвинулись в сторону длинных волн. Здесь также хорошо виден провал при  $\lambda = 415$  нм, характерный для границы Al-воздух [24]. На противоположной границе Al-СП появился плазмонный провал, который невозможно интерпретировать как прямое взаимодействие Al с СП, и, вероятнее всего, здесь возникают смешанные моды из-за сильного влияния толстых слоев ИТО и стекла на тонкий слой СП. В связи с этим следует оценить ширину полосы  $L_z$  электромагнитной затухающей моды на границе Al-СП в перпендикулярном к ней направлении ( $z$ ) с помощью уравнения [4, 13]

$$L_z = \text{Im} \left( \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{\frac{\epsilon_{Al} + \epsilon_c}{\epsilon_c^2}} \right). \quad (3)$$

Здесь  $\epsilon_{Al} = -65.6$  ( $\lambda = 732$  нм), см. рис. 2, значение  $\epsilon_c$  для СП соответствует приведенному в таблице, а полученная величина  $L_z = 453$  нм на графи-

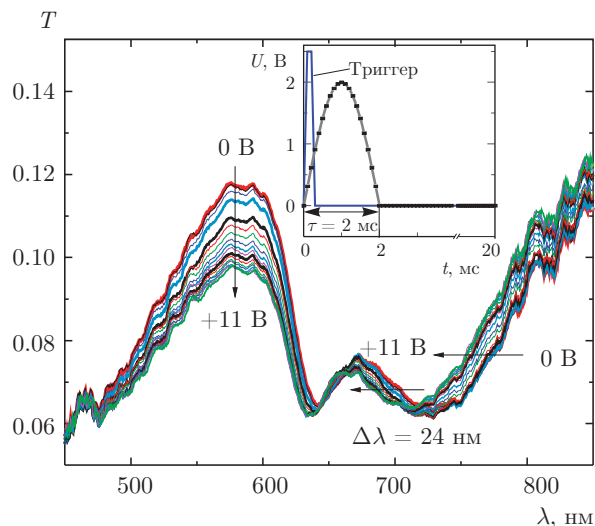


**Рис. 4.** Затухающая электромагнитная мода (индукция  $D_z$ ) на границе Al–СП в зависимости от толщины слоев СП (30 нм), ИТО (90 нм) и стекла ( $2 \cdot 10^6$  нм). Толщина  $d_z$  отсчитывается от границы Al–СП

ке — уровню  $1/e \approx 0.368$  (рис. 4). На рис. 4 видно экспоненциальное затухание электромагнитной моды  $\exp(-d_z/453)$ , а малая толщина слоя СП, по видимому, не играет серьезной роли при формировании его эффективной диэлектрической проницаемости. Скорее всего, здесь фундаментальные значения приобретают толстые слои ИТО и стекла. Действительно, с помощью формулы (2) мы находим довольно большие значения эффективных диэлектрических постоянных в структуре 3:  $\epsilon_{eff} = 3.18$  на плазмонном провале  $\lambda_{SPP} = 732$  нм и  $\epsilon_{eff} = 2.49$  на провале  $\lambda_{SPP} = 646$  нм. Отметим, что значения  $\epsilon_{eff}$  гораздо ближе к величинам материальных параметров стекла и особенно ИТО по сравнению с параметрами СП (см. таблицу). Естественно, что при измерении ЭОЭ в качестве базовых показателей преломления (в нулевом поле) мы использовали эффективные значения  $\sqrt{\epsilon_{eff}} = n_{eff} = 1.78$  ( $\lambda_{SPP} = 732$  нм), а также  $\sqrt{\epsilon_{eff}} = n_{eff} = 1.58$  ( $\lambda_{SPP} = 646$  нм).

### 2.3. Электрооптический эффект

ЭОЭ-спектры образцов измерялись на описанной выше установке с микроскопом Olympus и спектрометром AvaSpec-2048. Для формирования электрических импульсов использовался двухканальный функциональный генератор, входящий в пакет виртуальных приборов PhysLab и разработанный в лаборатории. На одном из каналов формировались ак-

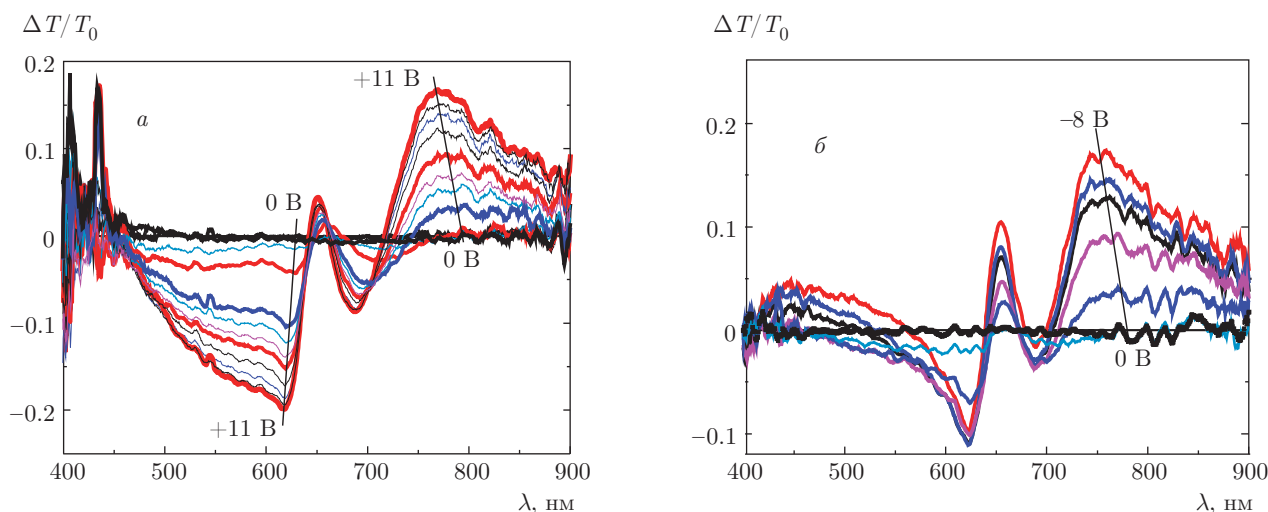


**Рис. 5.** (В цвете онлайн) Группа спектральных кривых коэффициента пропускания света в ТМ-моду при подаче импульсов напряжения от 0 до 11 В. Горизонтальные стрелки показывают на сдвиг плазмонного провала от  $\lambda = 774$  нм до  $\lambda = 753$  нм и от  $\lambda = 704$  нм до  $\lambda = 681$  нм, а вертикальная стрелка означает снижение максимума пика плазмона на величину  $T = 2\%$  ( $\lambda = 646$  нм). На вставке — изображение активирующего и триггерного импульсов

тивирующие импульсы в виде полупериода синусоиды длительностью 2 мс и периода следования 20 мс (см. вставку к рис. 5). Знак импульсов чередовался так, что постоянная составляющая была равна нулю. После усиления импульсное напряжение подавалось на электроды образца таким образом, что общий электрод ИТО всегда заземлялся. С другого канала генератора на спектрометр синхронно подавался запускающий (триггерный) импульс длительностью 0.5 мс с амплитудой 2.5 В и временным интервалом, равным длительности активирующего импульса. Спектры коэффициента пропускания света,  $T(\lambda)$ , всей структуры 3 при воздействии на образец активирующего импульса регистрировались на интервале действия импульса поля и усреднялись по 500 сканам общей продолжительностью 1 с. Таким образом, мы получаем серию усредненных спектров пропускания света в зависимости от амплитуды импульсного напряжения на образце.

На рис. 5 показана группа спектральных кривых коэффициента пропускания ТМ-моды поляризованного света при изменении амплитуды импульсов напряжения от 0 до 11 В. В определенных областях наблюдаются спектральные сдвиги и изменения интенсивности пропускания света. Такие же результаты получены и с отрицательными импуль-

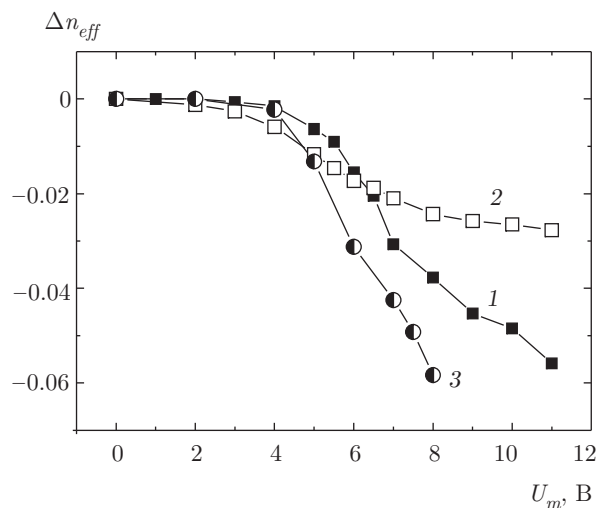




**Рис. 6.** (В цвете онлайн) Группа спектральных разностных кривых  $\Delta T = T - T_0$ , отнесенных к коэффициенту пропускания  $T_0$  и полученных при положительных (а) и отрицательных (б) амплитудах внешнего напряжения от 0 до 11 В. Тонкие наклонные линии указывают на положение спектральных сдвигов в зависимости от напряжения

сами, что характерно для квадратичного эффекта. В области 650–850 нм заметен сдвиг минимума плазмонного провала ( $\lambda = 732$  нм) в сторону малых длин волн на величину  $\Delta\lambda \approx 24$  нм. Другой минимум при  $\lambda = 646$  нм сдвинулся в ту же сторону, но заметно меньше. Что касается области 500–630 нм, максимум пика пропускания при  $\lambda = 579$  нм снизился на 2% под действием внешнего напряжения, оставаясь строго на одном и том же месте.

Используя эффективные значения показателей преломления  $n_{eff} = 1.78$  и  $n_{eff} = 1.58$ , полученные выше, можно вычислить их изменения в зависимости от напряжения,  $\Delta n_{eff}$ , вблизи известных плазмонных провалов. Однако удобнее рассмотреть дифференциальные спектры коэффициента пропускания  $\Delta T(\lambda) = [T(\lambda) - T_0(\lambda)]/T_0(\lambda)$  в зависимости от параметра  $U_m$  ( $T_0(\lambda)$  — спектральная кривая в отсутствие напряжения), где ярче выявляются спектральные сдвиги плазмонного резонанса, а также изменения коэффициента пропускания. На рис. 6 показаны дифференциальные спектры при положительных (поле направлено от Al к ITO) и отрицательных амплитудах напряжения  $U_m$ , начиная с нуля до 11 В. В области двух провалов были вычислены величины  $\Delta\lambda$  для каждой группы спектральных кривых (см. тонкие наклонные линии на рис. 6). Затем по формуле (2) были найдены изменения показателя преломления  $\Delta n_{eff}$  в зависимости от импульсного напряжения  $U_m$ . На рис. 7 приведены кривые 1, 2, 3 таких изменений, которые достигают своих минимальных значений, соответственно  $-0.055$ ,  $-0.028$ ,  $-0.06$ . Заметим, что характерный



**Рис. 7.** Зависимости отрицательной добавки  $\Delta n_{SPP}$  от напряжения в областях спектра  $\lambda = 793\text{--}767$  нм (1),  $\lambda = 629\text{--}617$  нм (2) при напряжении  $U_m = 0 \dots +11$  В и в области  $\lambda = 779\text{--}753$  нм (3) при напряжении  $U_m = 0 \dots -6$  В

изгиб кривых коррелирует с величиной коэрцитивного поля  $E_c = U_m/d_c \approx 2 \cdot 10^8$  В/м, типичного для наноразмерных слоев сегнетоэлектрика.

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Прежде всего рассмотрим, откуда происходят отрицательные величины добавок  $\Delta n_{SPP}$  к показателю поглощения гетероструктуры при включении электрического поля. Выше уже отмечалось, что слой СП, нанесенный по методу Ленгмюра–Бло

джетт, обладает оптической анизотропией с двумя показателями преломления [17], а именно  $n_{xy} = 1.432$  в плоскости слоя  $xy$  и  $n_z = 1.408$  перпендикулярно плоскости. При этом хаотически распределенные в плоскости  $xy$  полимерные цепи и перпендикулярные им диполи, образованные атомами С и F, лишь частично ориентированы вдоль нормали к слою (ось  $z$ ). Электрическое поле, направленное вдоль  $z$  (или  $-z$ ), по мере усиления переориентирует диполи от хаотичного состояния к состоянию вдоль  $z$  (или  $-z$ ), уменьшая тем самым показатель преломления в плоскости слоя, что и фиксируется проходящим вдоль оси  $y$  светом.

Далее возникает вопрос, какие именно границы между слоями в гетероструктуре 3 могут отвечать за результаты ЭОЭ. Сомнительно, что границы Al-воздух и стекло-ITO могут как-то повлиять на показатель преломления при заданном электрическом поле. Тогда остаются лишь две реальных возможности, а именно границы Al-СП и СП-ITO. Если посмотреть внимательно на дифференциальные спектры  $\Delta T(U_m)$  на рис. 6б, то можно заметить два плазмонных провала на расстоянии 60 нм друг от друга. Каждый из этих провалов имеет боковые «крылья», характерные для квадратичного эффекта Штарка [25, 26], однако на расстоянии между провалами два «крыла» сливаются друг с другом. То же происходит и на рис. 6а, но менее заметно, возможно потому, что рис. 6а и 6б заметно различаются, поскольку сегнетоэлектрик ограничен двумя очень разными металлами. Кроме того, под действием внешнего напряжения особенно сильно сдвигается только плазмонный провал в области  $\lambda = 650\text{--}750$  нм. Следовательно, как отмечено в конце разд. 2.2, эффективный показатель преломления  $n_{0,eff} = 1.78$  действительно связан с границей СП-ITO, а показатель  $n_{0,eff} = 1.58$  ( $\lambda_{SP} = 600\text{--}650$  нм) — с границей СП-Al. В результате максимальные значения эффективного показателя преломления  $n_{eff}$  на двух указанных границах снизились до 1.72 и 1.28 в соответствии с отрицательными добавками  $\Delta n_{eff} = -0.055$  и  $\Delta n_{eff} = -0.06$  для  $U_m = +11$  В и  $\Delta n_{eff} = 0.028$  для  $U_m = -8$  В. Интересно отметить тот факт, что в большинстве экспериментальных работ на обсуждаемую здесь тему полученные величины  $\Delta n_{eff}$  почти на порядок меньше, чем в нашем случае.

Работа выполнена в рамках проекта РНФ № 14-12-00553.

## ЛИТЕРАТУРА

1. M. L. Brongersma and V. M. Shalaev, *Science* **328**, 440 (2010).
2. G. V. Naik, V. M. Shalaev, and A. Boltasseva, *Adv. Mater.* **25**, 3264 (2013).
3. S. Jahani and Z. Jacob, *Nat. Nanotech.* **11**, 23 (2016).
4. H. Raether, *Surface Plasmons*, Springer-Verlag, Berlin (1988).
5. W. L. Barnes, A. Dereux, and T. W. Ebbesen, *Nature* **424**, 824 (2003).
6. T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi et al., *Nature* **391**, 667 (1998).
7. J. A. Dionne, K. Diest, L. A. Sweatlock, and H. A. Atwater, *Nano Lett.* **9**, 897 (2009).
8. F. Ren, M. Li, Q. Gao et al., *Opt. Comm.* **352**, 116 (2015).
9. M. J. Dicken, L. A. Sweatlock, D. Pacifici et al., *Nano Lett.* **8**, 4048 (2008).
10. S. W. Liu and M. Xiao, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 143512 (2006).
11. F.-F. Ren, K.-W. Ang, J. Song et al., *Appl. Phys. Lett.* **97**, 191102 (2010).
12. B. Y. Zheng, Y. Wang, P. Nordlander, and N. J. Halas, *Adv. Mater.* **26**, 6318 (2014).
13. M. A. Noginov, L. Gu, J. Livenere et al., *Appl. Phys. Lett.* **99**, 021101 (2011).
14. J. Frigerio, P. Chaisakul, D. Marris-Morini et al., *Appl. Phys. Lett.* **102**, 061102 (2013).
15. T. Furukawa, *Phase Trans.* **18**, 143 (1989).
16. Ю. А. Драгинда, С. Г. Юдин, В. В. Лазарев и др., *Кристаллография* **57**, 447 (2012).
17. A. V. Bune, V. M. Fridkin, S. Ducharme et al., *Nature* **391**, 874 (1998).
18. M. Bai, A. V. Sorikin, D. W. Thomson et al., *J. Appl. Phys.* **95**, 3372 (2004).
19. Y. X. Li, L. Yan, R. P. Shrestha et al., *Thin Sol. Films* **513**, 283 (2006).
20. Л. М. Блинов, В. В. Лазарев, С. П. Палто, С. Г. Юдин, *ЖЭТФ* **141**, 790 (2012).

21. H. Fujiwara and M. Kondo, *Phys. Rev. B* **71**, 075109 (2005).
22. O. Tuna, Y. Selamet, G. Aygun, and L. Ozyuzer, *J. Phys. D* **43**, 055402 (2010).
23. A. D. Rakić, A. B. Djurišić, J. M. Elazar, and M. L. Majewski, *Appl. Opt.* **37**, 5271 (1998).
24. Л. М. Блинов, В. В. Лазарев, С. Г. Юдин, В. В. Артемов, С. П. Палто, М. В. Горкунов, *ЖЭТФ* **150**, 1 (2016).
25. S. Kazaoui, N. Minami, Y. Tanabe et al., *Phys. Rev. B* **58**, 7689 (1998).
26. Л. М. Блинов, В. В. Лазарев, С. Г. Юдин, С. П. Палто, *Опт. и спектр.* **120**, 313 (2016).