Письма в ЖЭТФ, том 107, вып. 8, с. 491 – 496 © 2018 г. 25 апреля

Плазмонное усиление фототока в гибридной структуре с субволновой алюминиевой решеткой

В. В. Лазарев[+], *Л. М. Блинов*[+], *И. В. Симдянкин*[+], *С. Г. Юдин*[+], *В. В. Артемов*[+], *М. В. Горкунов*[+*], *С. П. Палто*[+1)]

[+]*Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова ФНИЦ "Кристаллография и фотоника" РАН, 119333 Москва, Россия*

[*]*Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", 115409 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 22 февраля 2018 г.

После переработки 15 марта 2018 г.

В гибридной фотоэлектрической структуре, включающей пленку из смеси органических полупроводников и субволновую металлическую решетку на одном из электродов, экспериментально обнаружена сильная анизотропия возбуждения фототока. Результаты объясняются в рамках численной модели, показывающей различный характер локализации оптического поля в зависимости от поляризации света и соответственно поляризационно-селективного возбуждения плазмонов.

DOI: 10.7868/S0370274X18080040

В последние десятилетия фотовольтаические системы на основе органических материалов привлекают огромное внимание [1, 2]. Свойства этих систем постоянно улучшаются как для детектирования оптических сигналов, так и для использования в качестве преобразователей солнечной энергии в электрическую, что позволяет им конкурировать с кремниевыми структурами. Простейшая фотовольтаическая структура включает в себя стеклянную подложку, прозрачный ITO электрод (тонкий слой на основе оксидов олова и индия), активный слой донорно-акцепторной смеси двух полупроводниковых органических материалов и металлический электрод (Al или Ag). Экситоны активного слоя, возбуждаемые светом, диссоциируют на электроны и дырки, которые в свою очередь под действием встроенного или внешнего электрического поля движутся к электродам. Внутреннее поле, возникающее из-за разности работ выхода электродов (например, слоев ITO и Al), порождает фототок даже при отсутствии внешнего источника электрического напряжения. К сожалению, довольно значительная часть фотонов либо не приводит к образованию свободных носителей заряда, либо образовавшиеся электронно-дырочные пары рекомбинируют слишком быстро – до достижения электродов. Поэтому важной задачей является поиск способов увеличения квантовой эффективности. Один из интересных подходов связан с использованием плазмонных резонансов в металлических наноструктурах [3, 4]. Об усилении фототока сообщалось при внесении наночастиц золота и серебра в буферный слой между ITO-электродом и активным слоем [5–7]. В этом случае максимум внешней квантовой эффективности плазмонной структуры увеличивался на 10–20 %. Примерно такие же результаты были предсказаны численным моделированием [8, 9]. Исследования смеси полифлуоренов и фуллерена в структурах с плазмонными металлическими решетками [10] продемонстрировали повышенное поглощение излучения из-за возбуждения плазмонных резонансов. В работе [11] теоретически показано, что использование металлических решеток способно на 50 % увеличить эффективность поглощения в фотоэлектрически активной пленке.

В настоящей работе мы сообщаем о наблюдении очень сильной анизотропии возбуждения фототока в смесевой композиции фталоцианина цинка и фуллерена в структуре, которая содержит алюминиевую субволновую решетку. Особенностью такой системы с решеткой является наличие в ней TM-поляризованных резонансов. Наблюдаемая сильная анизотропия не может быть объяснена лишь с позиции увеличения эффективности поглощения в плазмонной структуре [11]. Обнаруженный эффект мы связываем с особенностями локализации оптического поля, которые изучаются с помощью численного моделирования пространственного распределения оптического поля.

Схема образца показана на рис. 1. Пленка из смесевой композиции органических полупроводни-

1) e-mail: serguei.palto@gmail.com

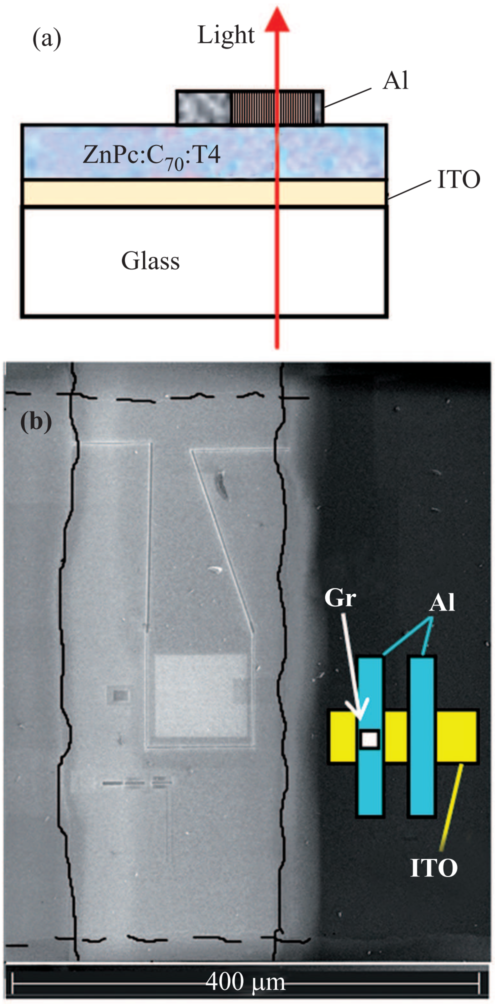

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Схематическое изображение фотоэлектрического элемента с субволновой алюминиевой решеткой со структурой слоев: "стеклянная подложка – ITO-(ZnPc:C_{70})-AlGr" (вид сбоку, в разрезе). (b) – Изображение, полученное с помощью электронного микроскопа, для элемента с решеткой (вид сверху); нарисованные сплошные и штриховые линии показывают область соответственно алюминиевого и ITO электродов; для уменьшения эффекта шунтирования паразитной емкостью (см. текст) часть площади пересечения ITO и Al исключена из электрической схемы протравленным с помощью ионного пучка разрезом. На вставке к (b) показан вид сверху всего образца, включающего два фотовольтаических элемента: с решеткой (Gr) и без решетки

ков фталоцианина цинка и фуллерена C_{70} с добавлением тефлона (T4) (ZnPc:C_{70}:T4), приготовленной в весовом соотношении 2:1:2, наносилась на стеклянную подложку с ITO электродом методом вакуумного напыления. Отметим, что композиция (ZnPc:C_{70}) была детально исследована нами в работе [12]. Модификация материала тефлоном способствует увеличению временной стабильности фотоэлектрического отклика, который, в противном случае, деградирует [13]. Толщина пленки составляла ~ 170 нм. Поверх пленки, перпендикулярно полоске ITO электрода, методом вакуумного напыления изготовлены две полоски алюминиевых электродов (рис. 1b). Площадь области пересечения нижнего (ITO) и верхнего (Al) электродов составляет примерно 600×200 мкм. Толщина пленок алюминиевых электродов, найденная из сравнения экспериментальных оптических спектров пропускания с вычисленными спектрами в предположении дисперсионной модели алюминия, заложенной в программном обеспечении [14], составляет примерно 30 нм. Таким образом, на подложке были сформированы два фотовольтаических элемента ITO-ZnPc:C_{70}:T4-Al. Далее, для одного из элементов на алюминиевом электроде в области пересечения с ITO-электродом, методом ионно-лучевой литографии на растровом электронно-ионном микроскопе *Scios* с помощью цифрового шаблона была создана субволновая решетка (80×77 мкм, период 390 ± 10 нм).

Оптические свойства субволновых решеток с близким значением периода (~ 400 нм), нанесенных на подложки из кварцевого стекла, уже исследовались нами в работах [15, 16]. При нормальном падении TM поляризованного света у поверхности данных решеток возбуждаются поверхностные плазмонные волны. Это подтверждается тем, что в окрестности длин волн ~ 400 нм и ~ 600 нм, соответствующих резонансному возбуждению плазмонных волн на границах "воздух–решетка" и "решетка–стекло" в спектрах пропускания возникают характерные провалы. Отметим, что при нормальном падении света условие резонансного возбуждения реализуется тогда, когда x-компонента волнового вектора плазмонных волн $k_{sp,x} \sim (\varepsilon_m n^2/(\varepsilon_m + n^2))^{1/2}$, где ε_m – действительная часть комплексной диэлектрической проницаемости алюминия, а n – показатель преломления граничащей с металлом среды, совпадает с волновым числом решетки $2\pi/\Lambda$ (Λ – пространственный период решетки). Поэтому выбор периода решетки ~ 390 нм обусловлен и тем, что в нашем случае спектральные области поглощения молекул C_{70} (380–550 нм) и ZnPc (580–800 нм) очень хорошо перекрываются с ожидаемыми спектральными областями резонансного возбуждения плазмонов. Спектральная ширина области резонансного возбуждения поверхностных плазмонных волн зависит от спектральной дисперсии показателя преломления органической пленки (n). Из-за интенсивных полос поглощения показатель преломления пленки испытывает очень сильную дисперсию в видимом спектральном диапазоне (n изменяется от 1.5 до 2.5), что должно приводить к уширению спектральной области резонансного возбуждения плазмонов, и, как следствие, увеличению эффективного поглощения энергии плазмонов пленкой в широкой спектральной области.

Поскольку площадь, занимаемая субволновой решеткой ($S_g = 0.0062\,мм^2$) много меньше площади пересечения нижнего и верхнего электродов ($\sim 0.12\,мм^2$), то область с решеткой обрезалась ионным пучком так, чтобы исключить часть площади пересечения электродов ITO и Al из электрической схемы. Это необходимо для того, чтобы увеличить долю фотоэлектрического вклада (I_g) от области с решеткой в общий фототок (I), который генерируется и в области пересечения ITO со сплошной частью алюминиевого электрода ($I_{\text{ITO-Al}}$). При измерениях фотоэлектрического отклика свет от источника падал со стороны прозрачного ITO электрода и фокусировался на всю область пересечения электродов. В результате упомянутой дополнительной процедуры ионного травления отношение площади пересечения сплошных электродов ($S_{\text{ITO-Al}}$) к площади решетки в фотоэлектрическом элементе было уменьшено и составило величину $\alpha = S_{\text{ITO-Al}}/S_g \cong 5$. Для суммарного фототока от ячейки с решеткой имеет место выражение:

$$I = j_g S_g + j_0 \alpha S_g, \qquad (1)$$

где j_g, j_0 – плотности фотоэлектрического тока соответственно в области решетки и в области перекрытия сплошных электродов ITO и Al.

На рис. 2 показаны спектры фотоэлектрического отклика (ампер-ваттные характеристики) для двух поляризаций светового возбуждения. Для TE-поляризованного света вектор электрического поля параллелен штрихам решетки, а для TM-поляризованного света – перпендикулярен. Как видно из представленных спектров, наблюдается анизотропия возбуждения фототока. Например, в области длины волны ~ 500 нм чувствительность и соответственно фототок (I_{TM}) при возбуждении TM-поляризованным светом почти в два раза превышает фототок (I_{TE}) при использовании TE-поляризованного света той же мощности. Отметим также, что для второго фотоэлектрического элемента без решетки анизотропия возбуждения не наблюдается, а чувствительность близка к таковой для образца с решеткой, возбуждаемого TE-поляризованным светом (кривая *3*, рис. 2). С учетом формулы (1) для отношения плотностей

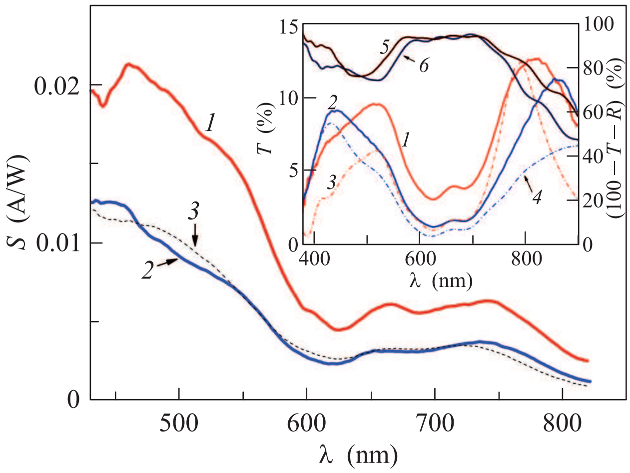

Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектры ампер-ваттной чувствительности при возбуждении фототока линейно поляризованным светом для образцов с решеткой (кривые *1*, *2*) и без решетки (кривая *3*). Кривые *1* и *2* измерены соответственно для TM- и TE-поляризованного света. В случае образца без решетки отклик (кривая *3*) не зависит от поляризации возбуждающего света. На вставке показаны экспериментальные (*1*, *2*) и рассчитанные (*3*, *4*) спектры пропускания образца с решеткой для TM (кривые *1*, *3*) и TE (кривые *2*, *4*) поляризаций, а также рассчитанные спектры доли поглощенной энергии для TM (кривая *5*) и TE (*6*) поляризованного света (шкала справа)

фототоков в области решетки при возбуждении светом разной поляризации имеем:

$$\frac{j_{g,\text{TM}}}{j_{g,\text{TE}}} = \frac{I_{\text{TM}} - j_0\alpha S_g}{I_{\text{TE}} - j_0\alpha S_g} \equiv \frac{I_{\text{TM}}}{I_{\text{TE}}}\left(1 + \alpha\frac{j_0}{j_{g,\text{TE}}}\right) - \alpha\frac{j_0}{j_{g,\text{TE}}}. \qquad (2)$$

Учитывая, что согласно экспериментальным данным (см. рис. 2) $j_0 \cong j_{g,\text{TE}}$, отношение $I_{\text{TM}}/I_{\text{TE}}$ находится в диапазоне $1.5 \div 2$, а значение $\alpha \cong 5$, из (2) получаем значения $j_{g,\text{TM}}/j_{g,\text{TE}}$ в диапазоне $4 \div 7$. Таким образом, наблюдается значительная анизотропия возбуждения фототока, а наличие субволновой решетки приводит к повышению эффективности преобразования TM-поляризованного света в фотоэлектрический ток.

На первый взгляд полученный результат объясняется теоретическими результатами работы [11], где авторы отмечают, что наличие металлической субволновой решетки может способствовать существенному (до 50 %) увеличению эффективности поглощения TM-поляризованного света тонкопленочными солнечными элементами. Однако, если посмотреть на экспериментальные спектры оптического пропускания элемента с решеткой для TM- и TE-поляризованного света (соответственно кривые *1* и *2* на вставке к рис. 2), то легко видеть, что коэффициент пропускания ТМ-поляризованного света в области длины волны 500 нм превышает таковой для ТЕ-поляризованного света. Последнее означает, что, в предположении примерно равных потерь в металле, количество ТЕ-поляризованного света, отраженного от решетки в органическую пленку, больше, чем в случае ТМ-поляризации. Так как отраженный свет повторно поглощается в пленке, то возникают сомнения в более эффективном поглощении ТМ-поляризованного света.

Для прояснения ситуации мы провели численное моделирование нашей конкретной системы с использованием программного обеспечения OptiFDTD [14]. В данном программном обеспечении реализовано численное решение уравнений Максвелла с использованием метода конечных разностей во временном домене (finite difference time domain, FDTD). Основной целью являлся расчет пространственного распределения компонент электромагнитного поля в системе, состоящей из стеклянной подложки, слоя ITO, фоточувствительного органического слоя ($ZnPc{:}C_{70}{:}T4$) и алюминиевого электрода с решеткой, при нормальном падении света со стороны стеклянной подложки.

Для проведения вычислений необходимы дисперсионные модели материалов всех элементов слоистого образца. Дисперсионная модель алюминия имеется в базе данных OptiFDTD. Что касается прозрачных в видимом диапазоне ITO и стекла, то мы пренебрегли спектральной зависимостью их диэлектрических проницаемостей и использовали постоянные во всем видимом диапазоне значения коэффициентов преломления (1.8 и 1.52 для ITO и стекла соответственно). Для описания спектральной дисперсии $ZnPc{:}C_{70}{:}T4$ в OptiFDTD мы использовали модель Селлмейера (Sellmeier), которая однозначно связана с моделью Лорентца (Lorentz). В рамках этой модели спектральная зависимость (от длины волны λ) комплексной диэлектрической проницаемости описывается соотношением:

$$\varepsilon(\lambda) = \varepsilon_\infty + \sum_k \frac{A_k}{\lambda^2 + iB_k\lambda + \lambda_k^2}, \tag{3}$$

где ε_∞ – диэлектрическая проницаемость на бесконечной частоте, k – количество резонансов, A_k, B_k – соответственно коэффициенты, отражающие силы осцилляторов и демпфирование (характеристика ширины полосы поглощения) для k-го резонанса на длине волны λ_k. Для удовлетворительного описания экспериментального спектра пропускания пленки $ZnPc{:}C_{70}{:}T4$ толщиной 170 нм (рис. 3) нам

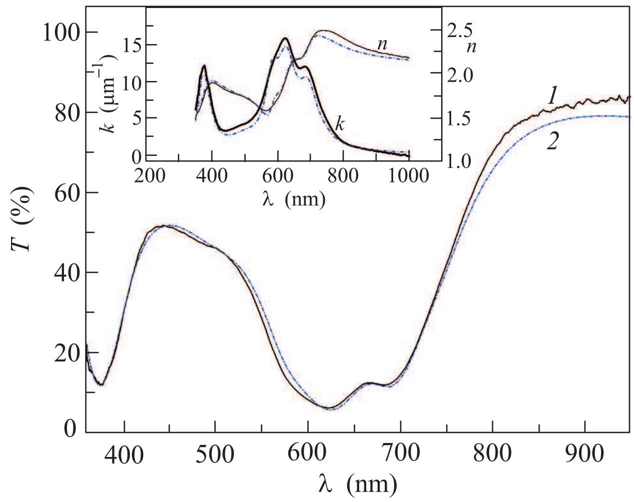

Рис. 3. Экспериментальный (*1*) и теоретический (*2*) спектры пропускания пленки $ZnPc{:}C_{70}{:}T4$ толщиной 170 нм. На вставке спектры показателей поглощения (k) и преломления (n), которые соответствуют эксперименту (сплошные линии) и теоретической модели (штриховые линии)

потребовалось семь полос резонансного поглощения со следующими параметрами: $\{(A_1, B_1, \lambda_1), \ldots, (A_k, B_k, \lambda_k)\} = \{(0.1, 0.04\,\text{мкм}, 0.375\,\text{мкм}), (0.035, 0.05\,\text{мкм}, 0.39\,\text{мкм}), (0.07, 0.14\,\text{мкм}, 0.5\,\text{мкм}), (0.07, 0.07\,\text{мкм}, 0.585\,\text{мкм}), (0.26, 0.07\,\text{мкм}, 0.63\,\text{мкм}), (0.17, 0.065\,\text{мкм}, 0.695\,\text{мкм}), (0.02, 0.07\,\text{мкм}, 0.74\,\text{мкм})$ и $\varepsilon_\infty = 3.5$. Соответствующие теоретические спектры показателей преломления и поглощения находятся как:

$$n(\lambda) = \mathrm{Re}(\sqrt{\varepsilon(\lambda)}),\ k(\lambda) = -\frac{4\pi}{\lambda}\mathrm{Im}(\sqrt{\varepsilon(\lambda)}). \tag{4}$$

Эти зависимости показаны на вставке к рис. 3 штриховыми линиями в сравнении со спектрами (сплошные кривые), полученными на основе экспериментальных измерений спектров пропускания, отражения с последующим применением хорошо известного соотношения Крамерса–Кронига (К-К). Видно, что в целом совпадение с кривыми, полученными из экспериментальных данных, хорошее. Заметное, но не значимое для нашего рассмотрения, рассогласование имеется лишь в длинноволновой области спектра ($\lambda > 850$ нм), что указывает на необходимость использования в модели большего количества осцилляторов в длинноволновой части спектра. Отметим, что в данном случае мы не стремились к идеальной подгонке вычисленных спектров к экспериментальным кривым, так как само приготовление смесевого материала, его последующее вакуумное напыление, а также применение К-К к данным, измеренным в ограниченном спектральном диапазоне, сопряжено с внесением погрешностей, которые мы оцениваем на уровне относительной погрешности в диапазоне 10–20 %.

В итоге, вычисленные спектры пропускания нашего слоистого образца с Al-решеткой (период 380 нм) для TM- и TE-поляризаций (см. вставку к рис. 2) достаточно хорошо согласуются с экспериментальными кривыми в диапазоне 380–800 нм. Некоторый сдвиг ($\sim 3\,\%$) экспериментальных спектров вверх по шкале пропускания связан с утечками света как через технологические щели, которые образовались в результате упомянутой “обрезки” ионным пучком области с решеткой, так и через области сплошных электродов (пленки Al достаточно тонкие и полностью не блокируют свет). Результаты вычислений, так же как и эксперимент показывают большее значение коэффициента пропускания для TM-поляризованного света в сравнении с TE-поляризованным светом в области 500–800 нм. Нами также рассчитаны спектры для доли поглощенной энергии ($100\,\% - T(\lambda) - R(\lambda)$, где $T(\lambda)$ и $R(\lambda)$ соответственно спектры пропускания и отражения) всей системой для TM- и TE-поляризаций (кривые *5*, *6* на вставке к рис. 2). Как видно, в спектральной области 600–700 нм доля поглощенной энергии превышает 90 % и примерно одинакова для TM- и TE-поляризованного света. Несколько большее (примерно на 10 %) поглощение TM-поляризованного света имеет место в спектральной области 500–600 нм, а также в самой длинноволновой области (свыше 750 нм). Само по себе столь незначительное увеличение эффективности поглощения TM-поляризованного света не может объяснить экспериментально наблюдаемого многократного увеличения плотности фототока при возбуждении TM-поляризованным светом.

Удовлетворительное совпадение вычислений с экспериментом позволяет нам доверять и результатам вычислений пространственного распределения компонент электрического поля на оптической частоте, соответствующей длине волны 500 нм, рис. 4.

На рис. 4a показано распределение амплитуды оптического поля вдоль оси x (вдоль волнового вектора решетки) непосредственно на границе раздела между слоем ZnPc:C_{70}:T4 и Al-решеткой. Как видно, характер распределения TE-поляризованного поля (компонента $E_{y,\mathrm{TE}}$) принципиально отличается от распределения поля TM-поляризованного света (компонента $E_{x,\mathrm{TM}}$). Если TE-поле локализовано в области щелей решетки, то TM-поле оказывается

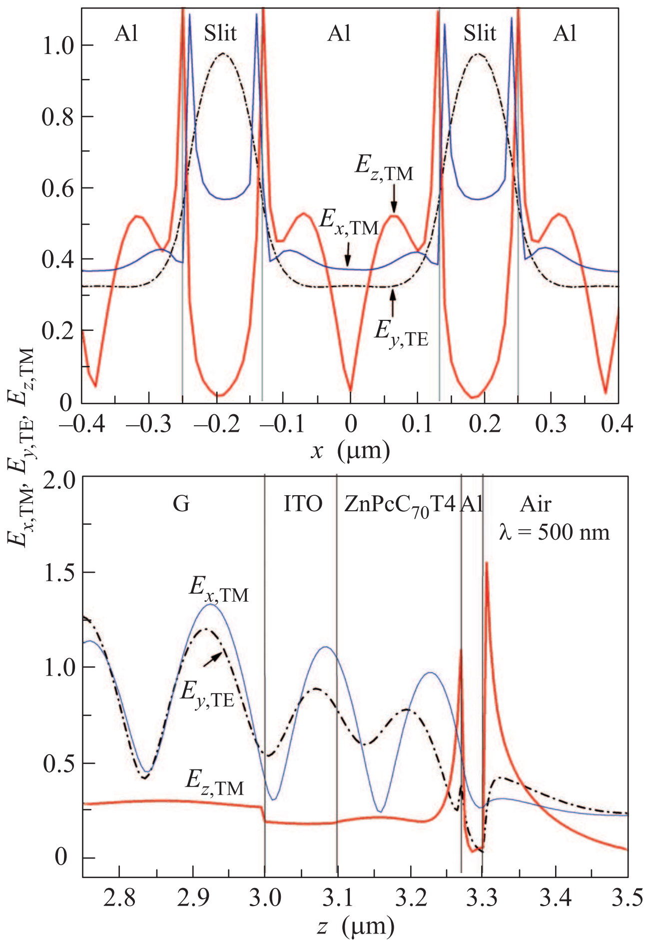

Рис. 4. (Цветной онлайн) Пространственное распределение амплитуды x-, y- и z- компонент электрического поля оптической частоты ($\lambda = 500$ нм) на границе между пленкой ZnPc:C_{70}:T4 и алюминиевой решеткой (a) и по толщине образца (b) для $x = 0.13$ мкм (край щели решетки и начало Al). Ось x параллельна волновому вектору решетки. Значения всех полей нормированы на амплитуду поля, создаваемого тем же источником, в однородной среде из стекла. Моделирование выполнено для решетки с периодом 380 нм и размером 10 мкм в направлении x

локализованным вблизи поверхности полосок алюминия, которые являются электродом фотовольтаического элемента. Более того, TM-поляризованная волна также возбуждает вторичное поле, поляризованное вдоль направления z (на рисунке обозначено как $E_{z,\mathrm{TM}}$; подстрочный индекс “TM” в данном случае указывает, что это поле возбуждается TM-поляризованным светом), которое также сильно локализовано в области электрода. Именно поле $E_{z,\mathrm{TM}}$ ассоциируется с плазмонными состояниями на поверхности металлической решетки.

Вероятность возбуждения экситонных состояний пропорциональна интенсивности света или квадрату электрического поля. Легко видеть, что везде вблизи электрода имеет место неравенство: $(E_{x,\mathrm{TM}})^2 + (E_{z,\mathrm{TM}})^2 > (E_{y,\mathrm{TE}})^2$. Таким образом, вблизи электрода ТМ-поляризованный свет должен возбуждать экситоны существенно эффективнее, чем ТЕ-поляризованный свет. Например, согласно рис. 4a на краю полоски электрода ($x = \pm 0.13$ мкм) $(E_{x,\mathrm{TM}})^2 + (E_{z,\mathrm{TM}})^2$ примерно в 8 раз превышает $(E_{y,\mathrm{TE}})^2$. Ситуация становится обратной лишь в центре щели, где интенсивность ТЕ-поляризованного поля достигает максимума и более чем в два раза превышает интенсивность ТМ поля. Однако, в центре щели отсутствует встроенное статическое электрическое поле (это поле связано с разностью работ выхода для ITO и Al, см. [12]). Действительно, силовые линии статического встроенного поля берут начало у поверхности алюминиевых электродов (полосок решетки) и направлены к противоположному ITO электроду. Вблизи электродов силовые линии поля должны быть нормальны к поверхности электродов. Поэтому, в силу симметрии электродной системы решетки, в щелях, между алюминиевыми полосками решетки, статическое поле должно отсутствовать. Таким образом, в щелях, где интенсивность ТЕ-поляризованного света максимальна, отсутствует локальное статическое поле, которое необходимо для возникновения дрейфового фототока в направлении к электроду. Ситуация оказывается похожей и в случае распределения полей вдоль направления z (по толщине слоев), рис. 4b. Вблизи электродов, где имеется встроенное статическое поле, суммарная интенсивность оптических полей, порожденных падающим ТМ-поляризованным светом, оказывается существенно выше интенсивности ТЕ-поляризованного поля. Это и объясняет наблюдаемую анизотропию возбуждения фототока.

Отметим, что роль поверхностных плазмонов в экспериментально наблюдаемом усилении фототока в 4–7 раз сводится не только к увеличению локальной амплитуды электрического поля световой волны. Немаловажным фактором является и то, что локализация поля и рост интенсивности возбуждения экситонов имеют место именно вблизи электродов, где вероятность рекомбинации электронно-дырочных пар до того, как заряд достигнет электрода, мала из-за малого расстояния до электрода. Анизотропия возбуждения фототока в исследованной системе напрямую связана с поляризационной селективностью возбуждения плазмонных резонансов решетки металлических щелей. В случае, когда практически значимым параметром является фототок, возникающий при облучении неполяризованным светом, будет предпочтительнее использовать не щелевую решетку, а более сложные двумерные металлические наноструктуры, плазмонные резонансы которых в равной степени возбуждаются светом ТМ- и ТЕ-поляризаций.

Исследования выполнены за счет гранта Российского научного фонда (проект # 14-12-00553). Работа С.Г. Юдина по разработке смесевого материала ZnPc:C_{70}:T4 осуществлена при поддержке Федерального агентства научных организаций (соглашение # 007-ГЗ/Ч3363/26). Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП ФНИЦ "Кристаллография и фотоника РАН" при поддержке Минобрнауки.

1. В. А. Миличко, А. С. Шалин, И. С. Мухин, А. Э. Ковров, А. А. Красилин, А. В. Виноградов, П. А. Белов, К. Р. Симовский, УФН **186**, 801 (2016).
2. E. Manna, T. Xiao, J. Shinar, and R. Shinar, Electronics **4**, 688 (2015).
3. H. A. Atwater and A. Polman, Nature Mater. **9**, 205 (2010).
4. J. A. Schuller, E. S. Barnard, W. Cai, Y. C. Jun, J. S. White, and M. L. Brongersma, Nature Mater. **9**, 193 (2010).
5. F. C. Chen, J.-L. Wu, C.-L. Lee, Y. Hong, C.-H. Kuo, and M. H. Huang, Appl. Phys. Lett. **95**, 013305 (2009).
6. S. F. Chen, F. Cheng, Y. Mei, B. Peng, M. Kong, J. Y. Hao, R. Zhang, Q. H. Xiong, L. H. Wang, and W. Huang, Appl. Phys. Lett. **104**, 213903 (2014).
7. Y. Yang, X. Lin, J. Qing, Z. Zhong, J. Ou, C. Hu, X. Chen, X. Zhou, and Y. Chen, Appl. Phys. Lett. **104**, 123302 (2014).
8. J. K. Mapel, M. Singh, M. A. Baldo, and K. Celebi, Appl. Phys. Lett. **90**, 121102 (2007).
9. A. Williamson, É. McClean, D. Leipold, D. Zerulla, and E. Runge, Appl. Phys. Lett. **99**, 093307 (2011).
10. K. Tvingstedt, N.-K. Persson, O. Inganäs, A. Rahachou, and I. V. Zozoulenko, Appl. Phys. Lett. **91**, 113514 (2007).
11. C. Min, J. Li, G. Veronis, J.-Y. Lee, S. Fan, and P. Peumans, Appl. Phys. Lett. **96**, 133302 (2010).
12. С. П. Палто, А. В. Алпатова, А. Р. Гейвандов, Л. М. Блинов, В. В. Лазарев, С. Г. Юдин, Оптика и спектроскопия **124**, 210 (2018).
13. V. V. Lazarev, L. M. Blinov, S. G. Yudin, and S. P. Palto, Crystallography Reports **62**, 309 (2017).
14. https://optiwave.com/optifdtd-overview/
15. S. P. Palto, M. I. Barnik, I. V. Kasyanova, A. R. Geivandov, N. M. Shtykov, V. V. Artemov, and M. V. Gorkunov, JETP Lett. **103**(1), 25 (2016).
16. M. V. Gorkunov, I. V.Kasyanova, V. V. Artemov, M. I. Barnik, A. R. Geivandov, and S. P. Palto, Phys. Rev. Appl. **8**(5), 054051 (2017).