

08,16,03

Поляризационная чувствительность и спектральная зависимость поверхностного фототока в тонкой пленке CuSe/Se при наносекундном лазерном возбуждении

© Г.М. Михеев, А.Е. Фатеев, В.М. Стяпшин, В.Я. Когай,
Т.Н. Могилева, Р.Г. Зонов

Удмуртский федеральный исследовательский центр Уральского отделения Российской академии наук,
Ижевск, Россия

E-mail: mikheev@udman.ru

Поступила в Редакцию 10 июня 2026 г.

В окончательной редакции 18 августа 2026 г.

Принята к публикации 18 августа 2026 г.

Методом последовательного вакуумно-термического напыления Se и Cu на стеклянной подложке получена тонкая полупрозрачная пленка CuSe/Se, являющаяся вырожденным полупроводником p -типа. В диапазоне длин волн $\lambda = 240\text{--}2500\text{ nm}$ методом спектроскопической эллипсометрии определены спектры оптических констант синтезированного материала. Установлено, что при $\lambda > 916\text{ nm}$ действительная часть диэлектрической проницаемости пленки становится отрицательной, что подтверждает её плазмонную природу. Показано, что при наклонном облучении пленки наносекундными лазерными импульсами в диапазоне длин волн $\lambda_{\text{ex}} = 250\text{--}2000\text{ nm}$ в ней возбуждаются импульсы поверхностного фототока наносекундной длительности, зависящие от угла падения по закону нечетной функции. При заданном угле падения и заданной поляризации возбуждающего излучения варьированием λ_{ex} можно получить униполярные или биполярные импульсы фототока. Продольный и поперечный поверхностные фототоки зависят от азимута поляризации падающего излучения по законам четной и нечетной функций соответственно. Измерены спектры коэффициента преобразования падающей мощности в продольный и поперечный поверхностные фототоки в диапазоне длин волн $\lambda_{\text{ex}} = 250\text{--}2000\text{ nm}$ наносекундного лазера.

Ключевые слова: селенид меди, тонкопленочная структура, спектры оптических констант, плазмонный материал, коэффициент преобразования в фототок.

DOI: 10.61011/FTT.2026.09.63915.9993

1. Введение

Селениды меди — перспективные халькогенидные материалы для разработки и создания различных фотовольтаических преобразователей. К ним относится ряд соединений с различной стехиометрией: CuSe₂, Cu₇Se₄, Cu₅Se₄, Cu₃Se₂, CuSe, Cu₂Se. Селениды меди также могут существовать в нестехиометрических формах, которые можно представить в виде формулы Cu_{2-x}Se, где $0 < x < 2$ [1–4]. Селениды меди относятся к недорогим и доступным материалам; считаются умеренно токсичными. В отличие от многих полупроводников, селениды меди и их композиты в зависимости от их фазового состава имеют относительно низкое удельное сопротивление $10^{-6}\text{--}10^{-4}\text{ }\Omega\cdot\text{m}$ [5–9]. Ширина запрещенной зоны этих материалов может варьироваться в широком диапазоне энергий от 0.8 до 4.13 eV [10–12].

Из всех перечисленных форм селенидов меди наиболее популярным объектом исследований является селенид меди (II) (CuSe). Это связано с возможностью его применения в солнечной энергетике, при фотокатализе, в составе накопителей энергии, при разработке различных сенсоров и датчиков, а также в биомедицине и фотовольтаике. При комнатной температуре

CuSe является стабильным соединением, однако при нагреве до 53.8 °C его гексагональная структура превращается в орторомбическую, которая при температуре 137 °C вновь переходит в гексагональную [13]. Недавние исследования [14], проведенные из первых принципов, показывают, что селенид меди CuSe обладает сложной энергетической структурой, в которой возможно перекрытие зон на уровне Ферми. В настоящее время имеется большое количество работ, посвященных разработке различных физических и химических методов синтеза CuSe в виде монокристаллических [3,15], нано- [16–19] и пленочных [4,11,20–22] материалов, а также исследованию их структурных, электрических, оптических и других свойств (см., например, [1,2,23–31]).

Селенид меди, имеющий p -тип проводимости [32], благодаря своей особой энергетической структуре является идеальным полупроводником для солнечных элементов с $p\text{--}n$ гетеропереходом [33]. В таких солнечных элементах селенид меди служит в качестве материала, эффективно поглощающего падающие кванты света. Поглощение света в нем сопровождается рождением электронов и дырок, а их пространственное разделение происходит за счет электрического поля $p\text{--}n$ гетеропе-

рехода солнечного элемента, что и приводит к генерации фототока.

Между тем, в работах [34–37] нами было показано, что на поверхности тонких пленок CuSe и CuSe/Se под действием фемтосекундных лазерных импульсов при наклонном падении излучения (на длине волны 795 nm) возможно возбуждение фототока и в отсутствие p – n гетероперехода за счет эффекта увлечения (ЭУ) и поверхностного фотогальванического эффекта (ПФГЭ). Фототок ЭУ обусловлен передачей импульсов падающих фотонов носителям заряда в материале [38–47]. Фототок ПФГЭ возникает за счет анизотропного распределения импульсов возбужденных носителей заряда, определяемого поляризацией падающего луча, и последующего диффузного рассеяния этих носителей на шероховатой поверхности материала [40,44,48,49]. Поверхностные фототоки, возникающие за счет ЭУ и ПФГЭ, существенно зависят от поляризации падающего излучения и характеризуются инвертированием направления фототока при изменении знака угла падения. Генерация поляризационно-чувствительного фототока, обусловленная ЭУ и/или ПФГЭ, наблюдалась также в ряде других пленочных материалов [45,50–58], имеющих поверхностное сопротивление на уровне нескольких десятков Ом на квадрат.

В наносекундном диапазоне длительностей световых импульсов генерация поляризационно-чувствительного фототока в пленках CuSe и CuSe/Se наблюдалась лишь при возбуждении излучением первой–четвертой гармоник YAG:Nd³⁺-лазера и на длинах волн 825 и 725 nm параметрического генератора света [9,59]. Однако для создания быстродействующих фотоприемников, работающих без внешнего источника питания [60], и анализаторов поляризации УФ-ИК излучения, выполненных без использования традиционных оптических элементов [61], представляет интерес исследование угловых и поляризационных зависимостей фототока в указанных пленочных материалах в более широком диапазоне длин волн.

Целью данной работы является исследование оптических характеристик тонкопленочной структуры CuSe/Se, полученной методом последовательного вакуумно-термического напыления Se и Cu, и определение для нее спектральной зависимости коэффициента преобразования мощности наносекундного лазерного излучения в поляризационно-чувствительный фототок в широком диапазоне длин волн 250–2000 nm.

2. Объекты и методы исследований

Синтез нанокompозитной пленочной структуры CuSe/Se производился методом последовательного вакуумно-термического напыления навесок Se и Cu на предварительно очищенную стеклянную подложку размером $37 \times 13 \times 1.5$ mm. Давление остаточных газов в рабочей камере составляло 10^{-3} Pa, подложка

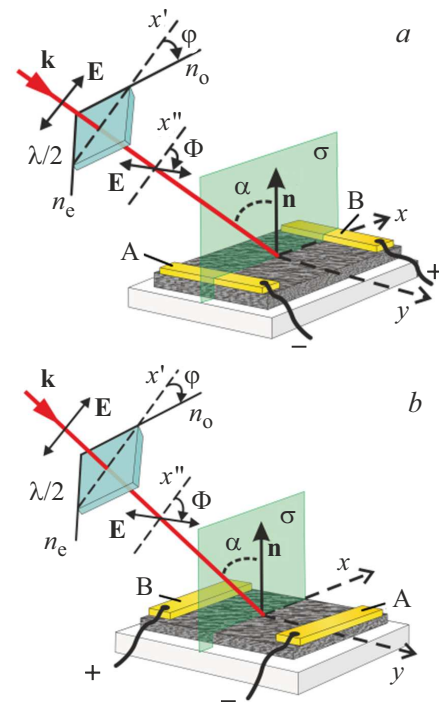


Рис. 1. Оптическая схема измерения продольного (а) и поперечного (б) фототоков в зависимости от азимута поляризации Φ падающего излучения. А и В — измерительные электроды на поверхности исследуемой пленки; $\mathbf{k}$, $\mathbf{E}$ — волновой и электрический векторы падающего излучения ($\mathbf{k} \perp \mathbf{E}$, $\mathbf{k} \perp x' \parallel x''$); $\mathbf{n}$ — нормаль к поверхности пленки; σ — плоскость падения; α — угол падения; n_o , n_e — „быстрая“ и „медленная“ оси пластины $\lambda/2$; ϕ — угол поворота пластины $\lambda/2$; xy — прямоугольная система координат; оси x , x' и x'' лежат в плоскости σ . На рисунке показано положительное направление отсчета углов α и Φ .

находилась при комнатной температуре. Навески особо чистых (99.99 %) Se и Cu массой по 6 mg взвешивались с помощью аналитических весов с точностью до 0.01 mg. В процессе единого вакуумного цикла последовательное испарение навесок Se и Cu (сначала Se, а потом Cu) производилось из танталового и молибденового испарителей эффузионного типа соответственно. Полученная таким способом полупрозрачная пленка серого цвета далее отжигалась на воздухе в течение 30 минут при температуре 140 °C. Для измерения фототока пленка снабжалась двумя пленочными золотыми электродами А и В (см. рис. 1) размерами 5×13 mm, нанесенными на противоположные края ее поверхности вдоль коротких сторон. Нанесение золотых электродов также осуществлялось методом вакуумно-термического напыления.

Измерение толщины пленки h производилось с помощью профилометра Dektak 150 (Bruker). В результате пяти измерений было найдено, что $h = 88.2 \pm 2.7$ nm.

Тип проводимости пленки определялся стандартным термоэлектрическим методом. Зависимость сопротив-

ления пленки от температуры измерялась с помощью лабораторной термической печи и LCR-измерителя East Tester ET4510 LCR (Hangzhou Zhongchuang Electronics Co.) в температурном диапазоне от 23 до 160 °C.

Фазовый состав полученной пленки определялся с помощью рентгеновского дифрактометра D2 PHASER (Bruker) с возбуждающим CuK_α -излучением на длине волны 0.1541 nm. Для обработки спектра рентгеновской дифракции применялась универсальная программа DIFFRAC. EVA, поставленная вместе с дифрактометром. Также для идентификации фазового состава пленки использовался спектрометр комбинационного рассеяния света (KPC) LabRAM HR800 (Horiba Jobin-Yvon) с возбуждающим излучением He-Ne-лазера на длине волны 632.8 nm. Для получения увеличенного изображения поверхности пленки использовался растровый электронный микроскоп (РЭМ) Quattro S (Thermo Fisher Scientific). Встроенные детекторы этого микроскопа позволяли получать изображения исследуемой пленки в режимах фазового и топологического контраста. Элементный состав пленки определялся с помощью дисперсионного рентгеновского дифрактометра Octane Elite Plus (EDAX), встроенного в микроскоп.

Для определения оптических характеристик синтезированной пленки использовался спектроскопический эллипсометр SER 850 series SENresearch 4.0 (SENTECH Instruments GmbH), работающий в области длин волн $\lambda = 240\text{--}2500$ nm. Эллипсометр позволял провести прямое измерение коэффициента пропускания пленки. Для нахождения зависимостей действительной n и мнимой k частей показателя преломления от длины волны λ сначала при p - и s -поляризациях и разных углах падения измерялись спектры эллипсометрических параметров Ψ и Δ , характеризующих амплитудные и фазовые изменения отраженного от пленки пучка света соответственно. Далее с помощью встроенного программного обеспечения SPECTRARAY 4 производилась обработка полученных результатов. При этом находились целевые функции $n(\lambda)$ и $k(\lambda)$, удовлетворительно описывающие измеренные зависимости $\Psi(\lambda)$ и $\Delta(\lambda)$ на основе математической модели, учитывающей состав и строение пленки.

Для возбуждения фототока в исследуемых пленках использовался оптический параметрический генератор света (ПГС) LS-2145OPO-SHG (СП ООО „ЛОТИС ТИИ“), работающий в диапазоне длин волн 250–2000 nm. Для контроля формы лазерных импульсов ПГС использовался быстродействующий фотоприемник SIR5-FC (Thorlabs) со временем нарастания менее 70 ps. Энергия лазерных импульсов измерялась с помощью пирозлектрического измерителя энергии ES111C через интерфейс PM100USB (Thorlabs). Импульсы фототока регистрировались с помощью цифрового осциллографа Tektronix 7704B с полосой пропускания 7 GHz и входным сопротивлением $R_{\text{in}} = 50 \Omega$. Измерительные электроды А и В (рис. 1) напрямую подключались к вход-

ному разьему осциллографа с помощью коаксиального кабеля.

Эксперименты проводились в геометриях измерения продольного (рис. 1, *a*) и поперечного (рис. 1, *b*) фототоков, когда взаимно параллельные измерительные электроды А и В были ориентированы перпендикулярно (рис. 1, *a*) и параллельно (рис. 1, *b*) плоскости падения σ соответственно. Продольный i_x и поперечный i_y фототоки определялись по формулам $i_x = U_x/R_{\text{in}}$ и $i_y = U_y/R_{\text{in}}$, где U_x и U_y — экстремальные значения импульсов напряжения, возникающих на экране осциллографа при продольной и поперечной геометриях измерения соответственно. U_x и U_y могут принимать положительные, нулевые и отрицательные значения в зависимости от условий эксперимента (см. ниже). Угол падения α лазерного пучка на пленку варьировался в диапазоне углов от -73.5 до 73.5° .

Генерация фототока исследовалась при различных азимутах поляризации Φ — углах поворота плоскости колебаний вектора напряженности электрического поля $\mathbf{E}$ относительно плоскости падения лазерного излучения (см. рис. 1). Азимут Φ падающего на пленку излучения регулировался поворотом полуволновой пластины ($\lambda/2$), установленной перпендикулярно падающему пучку. Поворот ее „быстрой“ оси n_o относительно плоскости падения σ на угол φ обеспечивал изменение Φ по закону $\Phi = 2\varphi$. В соответствии с рис. 1 при $\Phi = 0$ и 90° на пленку падает p - и s -поляризованное излучение соответственно.

3. Результаты и их обсуждение

Дифрактограмма исследуемой пленки приведена на рис. 2, *a*. Она представлена с учетом вычета фона от стеклянной подложки. Из этого рисунка следует, что пленка состоит из нанокристаллитов гексагонального CuSe и тригонального селена (t -Se). Из распределения интенсивностей линий отражений, приведенных на штрих-дифрактограмме CuSe (см. PDF 03-065-3562), и представленной дифрактограммы следует, что синтезированная пленка CuSe является высокотекстурированным материалом. Пик (006) при $2\theta = 31.00^\circ$ относится к CuSe. Он имеет наибольшую интенсивность, следовательно, кристаллографические оси большей части нанокристаллитов CuSe ориентированы перпендикулярно поверхности пленки. На фоне интенсивных пиков CuSe при углах $2\theta = 31.00$ и 30.41° виден малоинтенсивный пик при $2\theta = 29.7^\circ$, соответствующий t -Se.

Наличие t -Se в синтезированной пленке подтверждается спектром KPC, представленным на рис. 2, *b*. Приведенный здесь спектр получен в результате сглаживания и вычета фоновой составляющей записанного спектра. Полученный спектр состоит из трех пиков с частотными сдвигами 232, 237 и 260 cm^{-1} , первые два из которых соответственно относятся к колебательным модам E_2 и

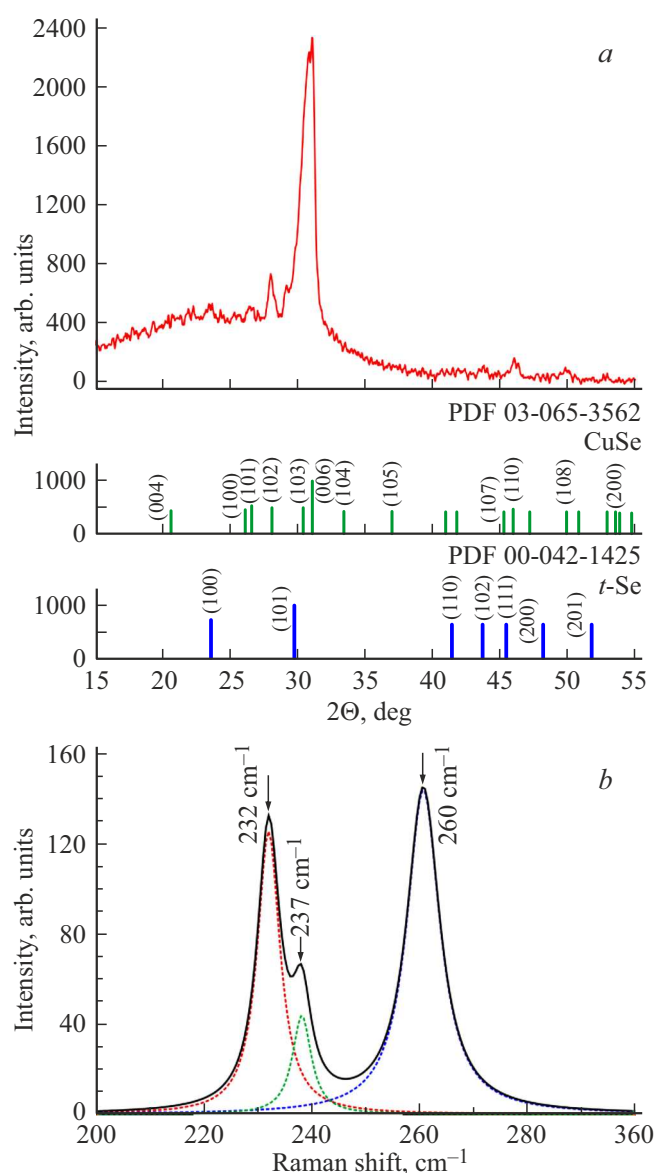


Рис. 2. Дифрактограмма (а) и спектр комбинационного рассеяния света (b) пленочной структуры CuSe/t-Se. Штрих-рентгенограммы и hkl обнаруженных фаз CuSe и t-Se при возбуждении рентгеновским излучением $\text{CuK}\alpha$ приведены под дифрактограммой.

A_1 фазы t-Se [62], а третий пик A_{1g} характерен для фазовой составляющей CuSe [18,63]. Согласно [63] эта мода соответствует валентным колебаниям анионных пар селена, хотя в ряде работ (см., например, [18]) этот пик упрощенно связывают с формированием связей Cu–Se. Однако его большой частотный сдвиг подтверждает его принадлежность к колебаниям халькоген-халькоген. Следует отметить, что в спектрах КРС найденные в различных точках пленки отношения амплитуд пиков E_2 , A_1 и A_{1g} друг к другу приобретают различные значения. Это свидетельствует о неравномерном распределении фазовых составляющих t-Se и CuSe на поверхности

пленки. В этом можно убедиться, наблюдая РЭМ-изображение поверхности пленки, полученное детектором обратно рассеянных электронов, обеспечивающим фазовый контраст (см. рис. 3, а). Из этого рисунка видно, что поверхность состоит из светло-серых и темно-серых областей, относящихся к фазовым составляющим CuSe и t-Se соответственно. Примечательно, что рост кристаллитов CuSe, имеющих светло-серый оттенок, происходит в виде лучей в радиальных направлениях от множества локальных центров, распределенных по поверхности пленки случайным образом (рис. 3, а, вставка). Очевидно, что эти локальные центры соответствуют точкам на пленке, куда попадают кластеры Cu при термическом распылении. Медь обладает высокой реакционной способностью по отношению к селену, что является причиной зарождения и роста нанокристаллитов CuSe. Однако удельные плотности и параметры кристаллических решеток Se и CuSe отличаются, что приводит к возникновению внутренних напряжений.

В результате кристаллиты CuSe начинают расти от поверхности селена в сторону свободного пространства в виде пластинок и дендритов. При облучении их электронным лучом края этих пластинок и лепестков испускают огромное количество вторичных электронов, которые регистрируются детектором топологического контраста (детектором Эверхарта-Торнли) РЭМ, что приводит к возникновению изображения, похожего на ковер с цветами (см. рис. 3, b). При большем увеличении микроскопа на поверхности синтезированной пленки становятся хорошо различимы наночастицы меди размером около 40 nm (рис. 3, c, d).

Термоэлектрические измерения показали, что синтезированная пленка является полупроводниковым материалом p -типа. При этом было установлено, что в интервале температур от 23 до 160 °C сопротивление пленки возрастает с увеличением температуры по линейному закону. Это означает, что синтезированная пленка является вырожденным полупроводником p -типа. Удельное сопротивление ρ материала пленки составляет $3.83 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{m}$, что примерно в 230 раз превышает показатель меди.

Во вставке на рис. 4, а приведен спектр коэффициента пропускания T синтезированной пленки, измеренный относительно подложки. Видно, что пленка является полупрозрачной во всем исследуемом диапазоне $\lambda = 240\text{--}2500 \text{ nm}$. Максимальное значение коэффициента пропускания 0.33 достигается при длине волны $\lambda_{\text{max}} = 719 \text{ nm}$. Зависимость T от λ несимметрична относительно точки λ_{max} .

Полупрозрачный оптический материал характеризуется комплексным показателем преломления $\langle n \rangle = n + ik$. Мнимая часть комплексного показателя преломления k называется коэффициентом экстинкции. В результате обработки спектров $\Psi(\lambda)$ и $\Delta(\lambda)$, измеренных при разных углах падения с помощью спектроскопического эллипсометра, найдены спектры $n(\lambda)$ и $k(\lambda)$. Они приведены на рис. 4, b. Видно, что в диапазонах длин волн до 1100 nm

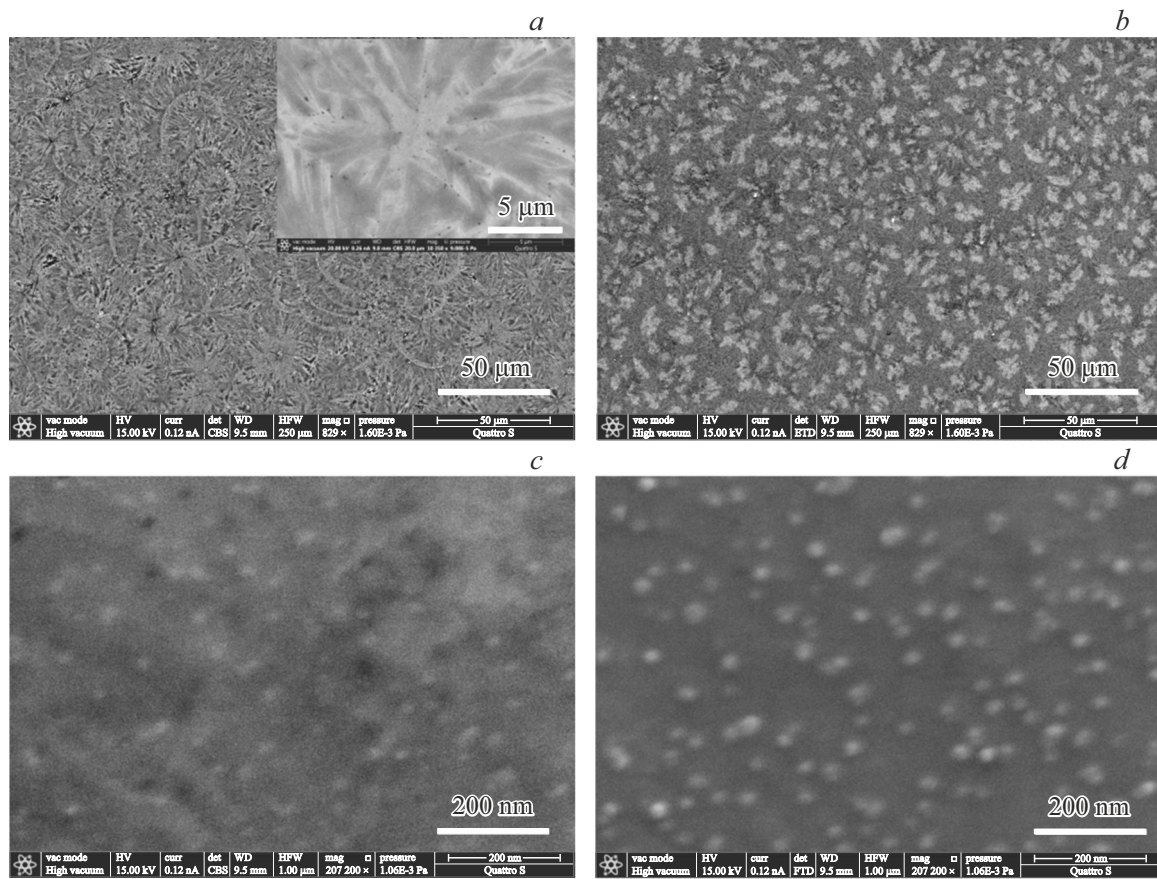


Рис. 3. Изображения поверхности пленки, полученные детекторами фазового (*a, c*) и топологического (*b, d*) контраста растрового электронного микроскопа. Во вставке показано увеличенное изображение участка поверхности пленки, соответствующего попаданию кластера Си на предварительно сформированный слой Се на стеклянной подложке.

для $n(\lambda)$ и до 744 nm для $k(\lambda)$ обе зависимости являются сложными и имеют по несколько локальных минимумов и максимумов. В более длинноволновой области наблюдается монотонное возрастание n и k . Следует также отметить, что при $\lambda = 916$ nm n и k принимают равные значения, а в диапазоне $916 < \lambda < 2500$ nm справедливо соотношение $k > n$.

Известно, что через k выражается коэффициент поглощения $\beta = 4\pi k/\lambda$, характеризующий экспоненциальное уменьшение интенсивности пучка света при его прохождении через поглощающую однородную среду. Использование этого соотношения и спектральной зависимости $k(\lambda)$, приведенной на рис. 4, *b*, позволяет найти спектр $\beta(\lambda)$.

Он представлен на рис. 4, *a*. Из него видно, что спектральная зависимость $\beta(\lambda)$ имеет три локальных минимума (при $\lambda = 391, 558, 835$ nm) и три локальных максимума (при $\lambda = 438, 644, 1418$ nm). Максимальные и минимальные значения коэффициента поглощения достигаются на длинах волн 240 и 2500 nm соответственно. Примечательно, что в диапазоне длин волн $240 \leq \lambda \leq 400$ nm увеличение λ сопровождается резким уменьшением β , а в диапазоне $400 < \lambda \leq 2500$ nm

β уменьшается со значительно меньшей производной. Сравнение спектров $T(\lambda)$ и $\beta(\lambda)$, приведенных на рис. 4, *a*, показывает, что по спектру $T(\lambda)$ даже в грубом приближении трудно судить об особенностях спектра $\beta(\lambda)$.

Важной характеристикой оптических материалов является их спектр комплексной диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\lambda) = \varepsilon'(\lambda) + i\varepsilon''(\lambda)$, где $\varepsilon'(\lambda)$ и $\varepsilon''(\lambda)$ — ее действительная и мнимая части соответственно, причем $\varepsilon'(\lambda) = n^2(\lambda) - k^2(\lambda)$, $\varepsilon''(\lambda) = 2n(\lambda)k(\lambda)$ [64]. Спектры $\varepsilon'(\lambda)$ и $\varepsilon''(\lambda)$, рассчитанные исходя из найденных спектров $n(\lambda)$ и $k(\lambda)$, приведены на рис. 4, *c*. Из этого рисунка видно, что во всем исследуемом диапазоне длин волн ε'' принимает положительные значения. При $\lambda > 781$ nm ε'' возрастает монотонно с увеличением λ и достигает своего максимального значения 28 при $\lambda = 2500$ nm. Однако зависимость $\varepsilon'(\lambda)$ носит иной характер. На длине волны $\lambda_0 = 916$ nm ε' меняет знак. Причем при $\lambda > 916$ nm модуль ε' также монотонно возрастает с увеличением λ . Отрицательные значения ε' при положительных величинах ε'' характерны для материалов, обладающих плазмонными свойствами [65–71]. То есть в инфракрас-

ном диапазоне синтезированная пленка CuSe/Se ведет себя как плазмонный материал, оптические свойства которого определяются свободными носителями заряда.

Известно, что для вырожденного полупроводника ϵ' и ϵ'' можно описать моделью Друде:

$$\epsilon' = \epsilon_\infty - \frac{\omega_p^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (1)$$

$$\epsilon'' = \frac{\omega_p^2 \tau}{\omega(1 + \omega^2 \tau^2)}, \quad (2)$$

где ϵ_∞ — диэлектрическая проницаемость при бесконечно высокой частоте, τ — время релаксации свободных носителей заряда, $\omega_p^2 = Ne^2/(\epsilon_0 m^*)$ — плазменная частота, N и m^* — концентрация и эффективная масса носителей заряда соответственно, e — заряд электрона, ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума. Из уравнения (1) следует, что

$$\omega_p^2 = \epsilon_\infty \omega_0^2 \left(1 + \frac{1}{\omega_0^2 \tau^2}\right), \quad (3)$$

где $\omega_0^2 = (2\pi c/\lambda_0)^2$, c — скорость света. Из уравнений (1) и (2) можно найти и оценить $\tau = \epsilon_\infty \lambda_0 / 2\pi c \epsilon''$. Принимая во внимание, что $\epsilon''(\lambda_0) = 5.66$ (см. рис. 4, c) и $\epsilon_\infty = 11$ [72], можно получить, что $\tau = 0.94$ fs. С учетом этого из уравнения (3) можно определить значение ω_p^2 . Согласно [72] эффективная масса m^* дырок в CuSe варьируется в пределах $(0.2-0.4)m_0$, где m_0 — масса электрона. Все это позволяет оценить концентрацию свободных носителей заряда по формуле $N = \epsilon_0 \omega_p^2 m^* / e^2$. Найденное значение N находится в диапазоне $(3.7-7.4) \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. В рамках модели Друде проводимость $\sigma_0 = 1/\rho$ можно определить через микроскопические параметры носителей заряда (N и m^*) следующим образом: $\sigma_0 = Ne\tau/m^*$. Из этой формулы можно определить, что при $m^* = (0.2-0.4)m_0$ концентрация носителей N варьируется в пределах $(1.96-3.93) \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Таким образом, значение N , полученное из электрических измерений, почти в 1.9 раза ниже оптического. Это указывает на то, что в пленке есть границы зерен или дефекты (см. рис. 3), которые увеличивают электрическое сопротивление, но не влияют на высокочастотный плазмонный отклик. Подвижность носителей заряда μ определяется по формуле $\mu = e\tau/m^*$. При $m^* = (0.2-0.4)m_0$ подвижность μ находится в диапазоне $8.31-4.15 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$.

Наши измерения показали, что когда лазерные импульсы ближнего ИК-диапазона ($\lambda_{\text{ex}} = 1537-2000 \text{ nm}$) с длительностью $\Delta t \sim 11.5 \text{ ns}$ падают на поверхность материала под конечным углом, то в пленке возбуждаются униполярные импульсы фототока наносекундной длительности (рис. 5, a). Причем при заданной Δt увеличение энергии E_{in} падающих импульсов приводит к возрастанию $U_{x,y}$ по линейному закону. В связи с этим в

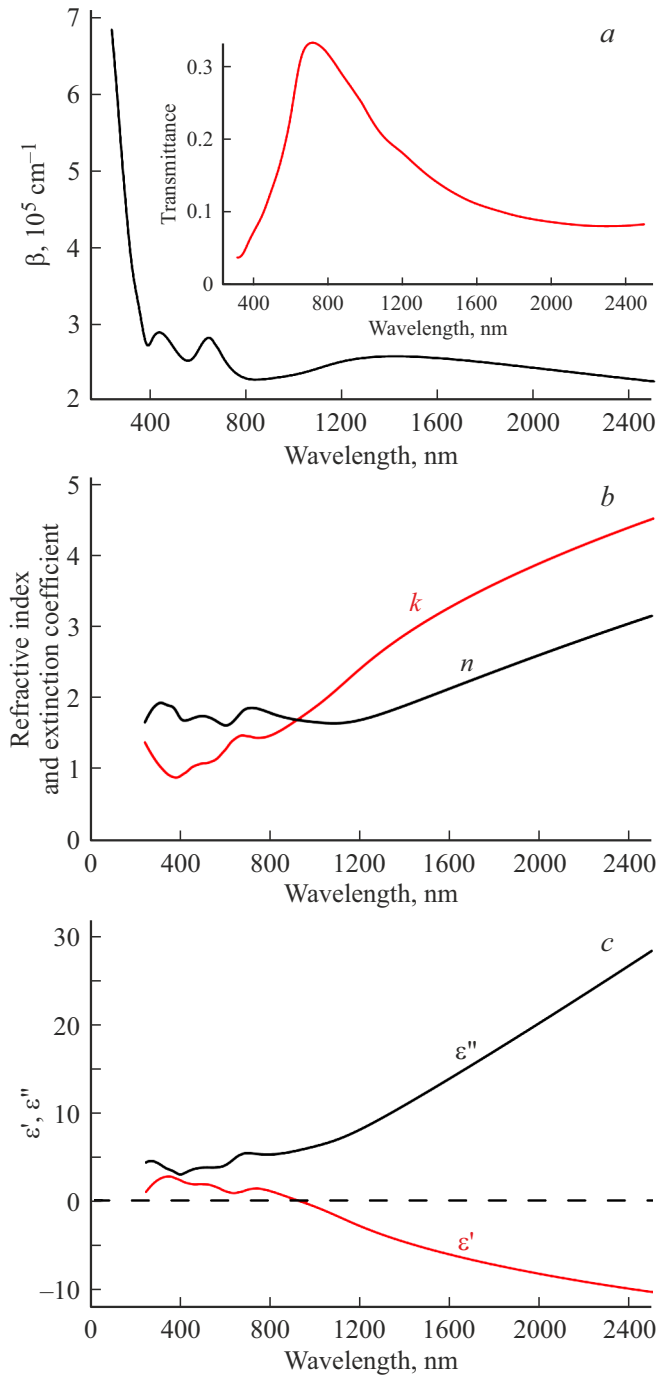


Рис. 4. Спектральные зависимости: коэффициента поглощения β (a); коэффициента пропускания (вставка); действительной (n) и мнимой (k) частей комплексного показателя преломления (b); действительной (ϵ') и мнимой (ϵ'') частей диэлектрической проницаемости (c) тонкой пленки CuSe/Se.

экспериментах исследовались зависимости коэффициентов преобразования мощности P_{in} ($P_{\text{in}} = E_{\text{in}}/\Delta t$) лазерных импульсов в продольный $\eta_x = i_x/P_{\text{in}}$ и поперечный $\eta_y = i_y/P_{\text{in}}$ фототоки от азимута линейной поляризации Φ , угла падения α и длины волны возбуждающего излучения λ_{ex} .

При заданном угле падения коэффициент преобразования η_x в продольный фототок при $\lambda_{\text{ex}} = 1537\text{--}2000\text{ nm}$ существенно зависит от Φ (рис. 6, а, кривая 1), принимая максимальное и минимальное значения для p - и s -поляризаций соответственно. Зависимость $\eta_x(\alpha, \Phi)$

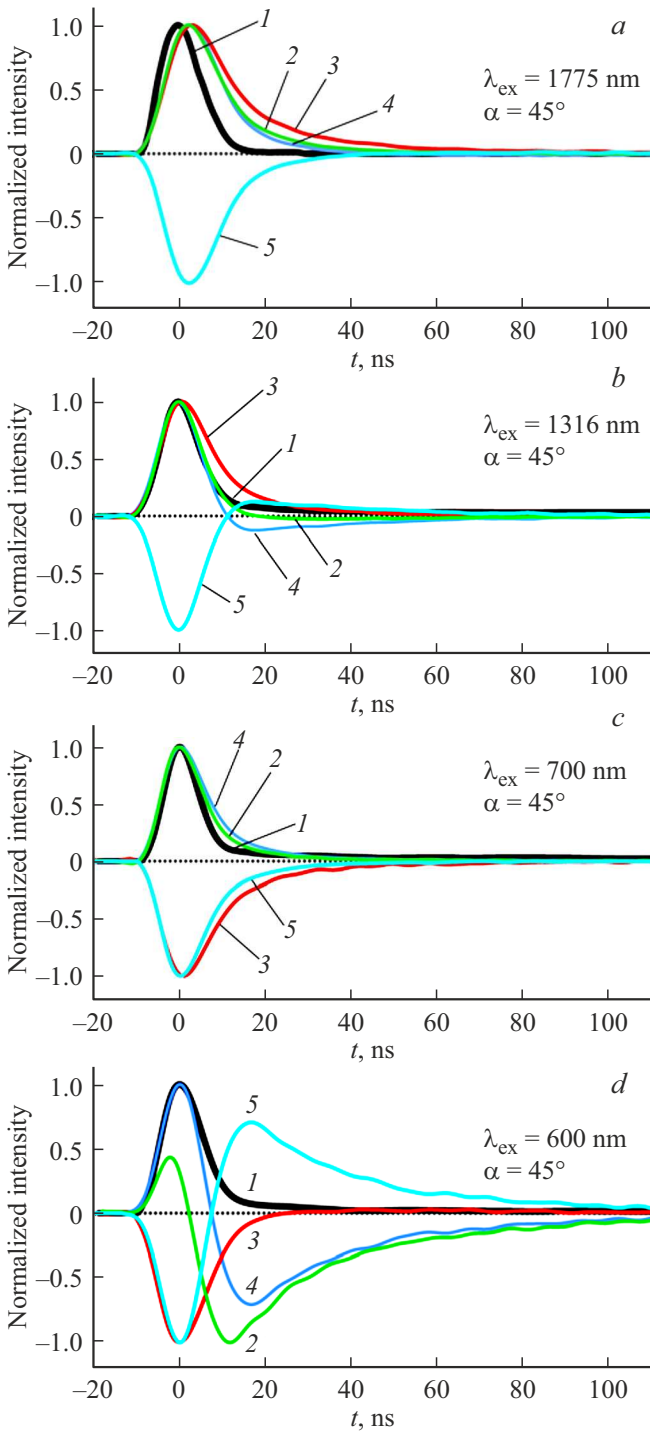


Рис. 5. Временные формы импульсов возбуждающего излучения (1), продольного фототока при p - (2) и s -поляризациях (3), поперечного фототока при $\Phi = -45^\circ$ (4) и $\Phi = 45^\circ$ (5) на длинах волн лазерной накачки 1775 (а), 1316 (б), 700 (с) и 600 нм (д).

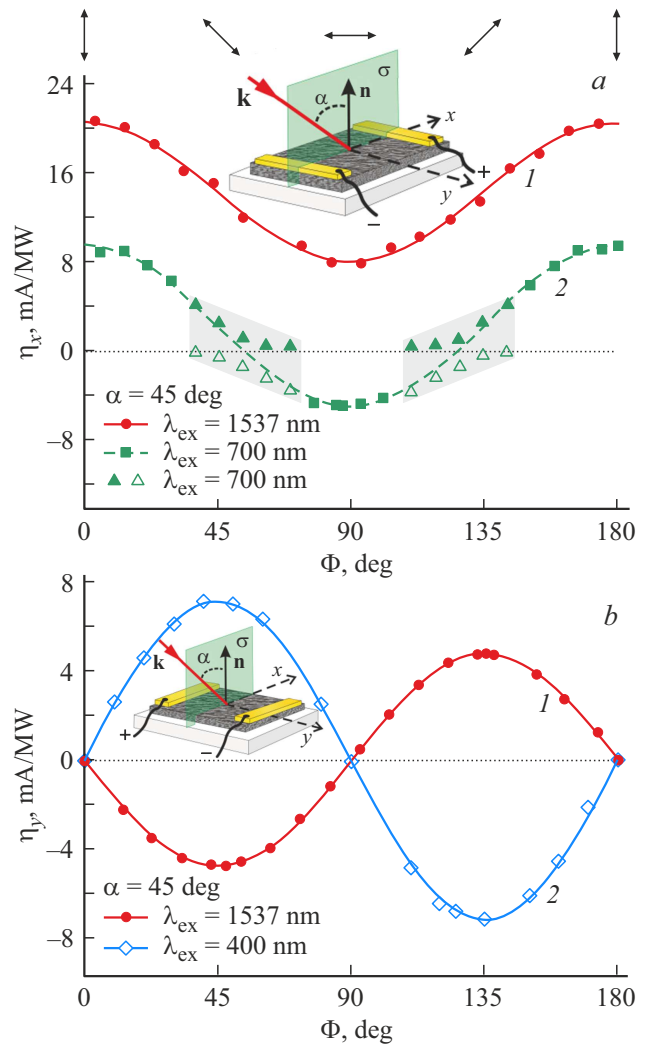


Рис. 6. Зависимости коэффициентов преобразования мощности наносекундных лазерных импульсов в продольный фототок (а) на длинах волн 1537 (кривая 1) и 700 нм (кривая 2) и в поперечный фототок (б) на длинах волн 1537 (кривая 1) и 400 нм (кривая 2) (точки — эксперимент, сплошные линии — аппроксимации) от азимута линейной поляризации Φ при угле падения $\alpha = 45^\circ$. Области биполярных импульсов затемнены. Сверху показаны направления вектора электрического поля относительно плоскости падения σ при наблюдении навстречу лучу. Во вставках показаны пиктограммы схем экспериментов.

в указанном диапазоне длин волн является четной функцией Φ и может быть описана формулой:

$$\eta_x(\alpha, \Phi) = \eta_x(\alpha, \Phi = 0) \cos^2 \Phi + \eta_x(\alpha, \Phi = 90^\circ) \sin^2 \Phi, \quad (4)$$

где $\eta_x(\alpha, \Phi = 0) \equiv \eta_{x,p}(\alpha)$ и $\eta_x(\alpha, \Phi = 90^\circ) \equiv \eta_{x,s}(\alpha)$ обозначают коэффициенты преобразования для p - и s -поляризаций возбуждающего излучения соответственно.

Коэффициент преобразования в поперечный фототок η_y при $\lambda_{\text{ex}} = 1537\text{--}2000\text{ nm}$ также критичен к азимуту поляризации Φ . При угле падения α зависимость $\eta_y(\Phi)$

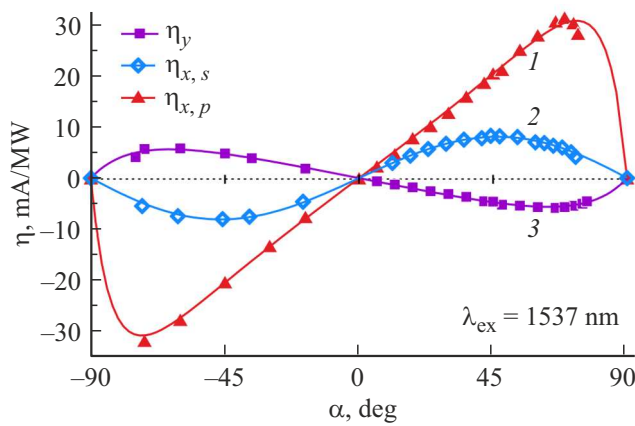


Рис. 7. Зависимости коэффициентов преобразования мощности лазерных импульсов от угла падения α в продольный фототок при p - (кривая 1) и s -поляризациях (кривая 2), а также в поперечный фототок при $\Phi = 45^\circ$ (кривая 3), где точки — экспериментальные данные, кривые — аппроксимирующие функции $\eta_{x,p} = 184 \times \sin 2\alpha / (2.83 \cos \alpha + 1)^2$, $\eta_{x,s} = 8.98 \sin 2\alpha / (0.077 \cos \alpha + 1)^2$, $\eta_y = -18.15 \sin 2\alpha / (1.36 \cos \alpha + 1)^2$.

выражается следующей нечетной функцией:

$$\eta_y(\alpha, \Phi) = \eta_y(\alpha, \Phi = 45^\circ) \sin 2\Phi, \quad (5)$$

где $\eta_y(\alpha, \Phi = 45^\circ)$ — коэффициент преобразования при заданном α и $\Phi = 45^\circ$ (рис. 6, б, кривая 1). Отсюда следует, что при p - и s -поляризациях поперечный фототок отсутствует.

В ходе экспериментов было также установлено, что коэффициенты преобразования $\eta_{x,p}$, $\eta_{x,s}$ и η_y существенно зависят от угла падения α (рис. 7), причем они обращаются в нуль при нормальном падении излучения на пленку ($\alpha = 0$) и стремятся к нулю при $\alpha \rightarrow \pm 90^\circ$. Коэффициенты преобразования $\eta_{x,p}$, $\eta_{x,s}$ и η_y являются нечетными функциями угла падения, т.е. выполняются следующие соотношения:

$$\begin{aligned} \eta_{x,p}(\alpha) &= -\eta_{x,p}(-\alpha); & \eta_{x,s}(\alpha) &= -\eta_{x,s}(-\alpha); \\ \eta_y(\alpha) &= -\eta_y(-\alpha). \end{aligned} \quad (6)$$

Из рис. 7 также следует, что при $\lambda_{\text{ex}} = 1537 \text{ nm}$ модули коэффициентов преобразования $\eta_{x,p}(\alpha)$, $\eta_{x,s}(\alpha)$ и $\eta_y(\alpha = 45^\circ, \alpha)$ принимают максимальные значения при углах падения 74 , 46 и 63° соответственно.

Дальнейшие исследования показали, что при фиксированном угле падения $\alpha = 45^\circ$ коэффициенты преобразования $\eta_{x,p}$, $\eta_{x,s}$ и η_y (рис. 8) и временные формы импульсов продольного и поперечного фототоков существенно зависят от λ_{ex} . В диапазоне $1537 \leq \lambda_{\text{ex}} \leq 2000 \text{ nm}$ импульсы продольного фототока при p - и s -поляризациях, а также поперечного фототока являются унipoлярными. Причем полярности импульсов продольного фототока

при p - и s -поляризациях совпадают (рис. 5, а). Примечательно, что в диапазоне $1537 \leq \lambda_{\text{ex}} \leq 2000 \text{ nm}$ наблюдается слабый спад коэффициентов преобразования $\eta_{x,p}$, $\eta_{x,s}$ и η_y с увеличением λ_{ex} (рис. 8). В диапазоне $1094 \leq \lambda_{\text{ex}} \leq 1440 \text{ nm}$ на заднем фронте импульса продольного фототока, полученного при p -поляризации, возникает слабый отрицательный хвост с экстремумом отрицательной части равным $U_{x,p,n}$ (рис. 5, б). На зависимости $\eta_{x,p}(\alpha = 45^\circ)$ от λ_{ex} (рис. 8, а) эта область выделена серым фоном, а соответствующие отрицательные значения показанных точек найдены по формуле $\eta_{x,p} = U_{x,p,n} \Delta t / (R_{\text{in}} E_{\text{in}})$. При переходе из области $625 \leq \lambda_{\text{ex}} < 1094 \text{ nm}$ в область $375 \leq \lambda_{\text{ex}} \leq 575 \text{ nm}$ положительный унipoлярный импульс продольного фототока при p -поляризации становится отрицательным унipoлярным, а в диапазоне λ_{ex} , лежащем между вышеуказанными областями, импульс фототока является би-

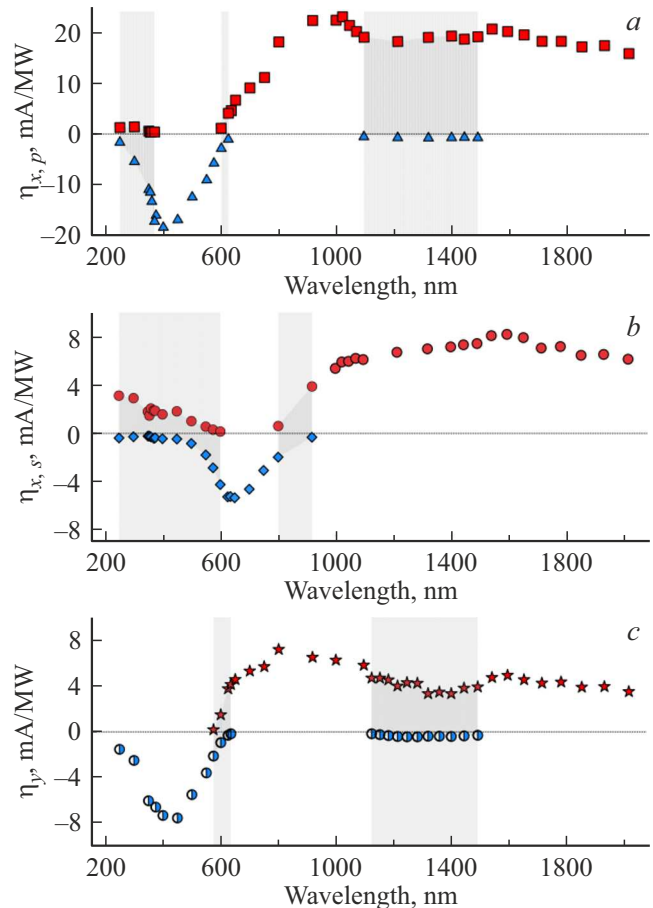


Рис. 8. Спектральные зависимости коэффициентов преобразования лазерной мощности в продольный фототок при p - (а) и s -поляризациях (б), а также в поперечный фототок при $\Phi = 45^\circ$ (с), полученные при угле падения $\alpha = 45^\circ$. На участках длин волн, закрашенных серым фоном, наблюдается генерация биполярных импульсов (точки с положительными и отрицательными значениями показывают амплитуды положительных и отрицательных частей коэффициентов преобразования соответственно).

полярным. При возбуждении фототока с длиной волны $250 \leq \lambda_{\text{ex}} \leq 370 \text{ nm}$ импульсы продольного фототока при p -поляризации также являются биполярными.

Похожим образом ведут себя и зависимости коэффициентов преобразования $\eta_{x,s}(\alpha = 45^\circ)$ и $\eta_y(\alpha = 45^\circ, \Phi = 45^\circ)$ от λ_{ex} (рис. 8, b, c). При этом спектральные интервалы, в которых формируются униполярные импульсы продольного и поперечного фототока, лишь частично перекрываются между собой. Все это в совокупности с формами импульсов продольного и поперечного фототоков на длинах волн 1775, 1316, 700 и 600 nm, приведенными для примера на рис. 5, $a-d$, указывает на сложный механизм генерации импульсов фототока при варьировании λ_{ex} .

Следует отметить, что при изменении полярности импульсов поперечного фототока с изменением λ_{ex} , например, с 1775 на 400 nm, поляризационная зависимость поперечного фототока, выражаемая формулой (5), сохраняется (рис. 6, b , кривая 2). В тех участках спектра λ_{ex} , в которых для p - и s -поляризаций излучения наблюдаются униполярные импульсы продольного фототока противоположной полярности, плавное изменение Φ приводит к постепенному переходу униполярных импульсов одной полярности к импульсам другой полярности через зону биполярных импульсов (рис. 6, a кривая 2). При этом общий вид поляризационной зависимости продольного фототока, выражаемой формулой (4), для любых λ_{ex} также сохраняется. Нужно также отметить, что во всем диапазоне изменения λ_{ex} от 250 до 2000 nm при любой поляризации фототок отсутствует при нормальном падении света на пленку, а временная форма импульса инвертируется при изменении знака угла падения. Таким образом, угловые зависимости (6) справедливы для любого значения $250 \leq \lambda_{\text{ex}} \leq 2000 \text{ nm}$.

Найденные экспериментальные зависимости продольного и поперечного фототоков от азимута поляризации и угла падения, представленные на рис. 6 и 7, являются типичными для фототоков, возникающих за счет ПФГЭ и ЭУ [44,46,51,73]. Переход из одной полярности униполярных импульсов фототока в противоположную через промежуточные области генерации биполярных импульсов при изменении λ_{ex} в УФ- и видимой области спектра (см. рис. 8) можно объяснить конкурирующими процессами между ЭУ и ПФГЭ, возникающими при оптических переходах с уровней тяжелых и легких дырок в CuSe или t -Se [59]. Очевидно, что эти процессы определяются сложной энергетической структурой материала пленки, на что указывает спектр коэффициента поглощения (рис. 4, a), содержащий ряд локальных минимумов и максимумов. При увеличении λ_{ex} в области длин волн выше $\sim 1064 \text{ nm}$ возможны межподзонные переходы, конкуренция которых при ЭУ и ПФГЭ может приводить к биполярным импульсам фототока. По-видимому, когда λ_{ex} становится более $\sim 1500 \text{ nm}$, межподзонные переходы выключаются и остается только внутризонное (друдовское) поглощение свободными носителями в пределах одной доминирующей подзоны. Когда в

процессе генерации фототока участвуют только дырки в одной зоне, исчезает любая кинетическая конкуренция. В результате импульс фототока всегда направлен в одну сторону, что делает его униполярным. Точная энергетическая структура синтезированной пленки нам неизвестна, поэтому вышесказанное является лишь возможным объяснением полученных результатов на качественном уровне.

Экспериментально найденные спектры коэффициентов преобразования в продольный и поперечный фототок, приведенные на рис. 8, являются научной базой для разработки и создания фотовольтаических преобразователей света на основе тонкопленочных структур CuSe/Se. В частности, униполярность продольного фототока при s -поляризации в области $\lambda_{\text{ex}} \geq 998 \text{ nm}$ позволяет использовать синтезированную пленку для регистрации наносекундных лазерных импульсов в инфракрасной области спектра. Несмотря на слабую биполярность импульсов поперечного фототока в диапазоне $1121 \leq \lambda_{\text{ex}} \leq 1487 \text{ nm}$, синтезированную пленку можно использовать для создания широкополосного анализатора поляризации лазерного излучения по схеме, предложенной в [61]. Такой анализатор поляризации может работать в диапазонах 250–550 nm и 650–2000 nm. В силу ограничения по длине волны возбуждающего излучения используемого лазера эксперименты при $\lambda_{\text{ex}} > 2000 \text{ nm}$ не проводились. Однако из хода спектральных зависимостей, приведенных на рис. 8, следует, что синтезированная пленка может работать в качестве поляризационно-чувствительного фотовольтаического преобразователя и при $\lambda_{\text{ex}} > 2000 \text{ nm}$.

4. Заключение

Таким образом, в данной работе экспериментально показано, что тонкопленочная структура, синтезированная последовательным вакуумно-термическим напылением Se и Cu на стеклянную подложку, позволяет преобразовывать наносекундные лазерные импульсы с длиной волны 250–2000 nm в импульсы поверхностного фототока наносекундной длительности. При этом, в согласии с механизмами ЭУ и ПФГЭ, коэффициенты преобразования в продольный и поперечный фототок являются нечетными функциями угла падения, а поперечный фототок является гармонической функцией азимута поляризации возбуждающего излучения. В зависимости от λ_{ex} импульсы продольного и поперечного фототоков могут быть либо униполярными той или иной полярности, либо биполярными. Импульсы продольного фототока при p - и s -поляризациях, а также поперечного фототока при азимуте поляризации 45° являются униполярными в диапазоне длин волн 1537–2000 nm, а коэффициенты преобразования лазерной мощности в соответствующие фототоки в указанном диапазоне длин волн проявляют слабый спад с увеличением длины волны возбуждающего излучения. Коэффициенты пре-

образования лазерной мощности в продольный фототок при угле падения 45° для p - и s -поляризаций, а также в поперечный фототок при азимуте поляризации 45° на длине волны возбуждения 2000 nm для лазерных импульсов с длительностью 11 ns составляют 15.8, 6.1 и 3.5 mA/MW соответственно. Полученные результаты могут найти применение при разработке и создании быстродействующих фотоприемников и анализаторов поляризации, работающих в диапазоне длин волн от 250 до 2000 nm и выше.

Благодарности

Авторы выражают благодарность К.Г. Михееву (Удмуртский филиал РАН) за проведение исследований на спектрометре комбинационного рассеяния света.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ (номер госрегистрации 1022040600237-3-1.3.2). Эксперименты выполнены с использованием оборудования центра коллективного пользования „Центр физических и физико-химических методов анализа и изучения свойств и поверхностных характеристик наноструктур, материалов и изделий“ Удмуртского федерального исследовательского центра УрО РАН.

Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

- [1] S.R. Gosavi, N.G. Deshpande, Y.G. Gudage, R. Sharma. *J. Alloys Compd.* **448**, 1–2, 344 (2008).
- [2] Y. Ma, H. Ji, Z. Jin, J. Wang, X. Zheng, R. Yuan, H. Li, S. Zhao. *Integr. Ferroelectr.* **181**, 1, 102 (2017).
- [3] S.R. Patel, S.H. Chaki, Z.R. Parekh, M.P. Deshpande. *Opt. Mater. (Amst.)* **151**, 115344 (2024).
- [4] A.A. Faremi, P.A. Olubambi, S.S. Oluyamo. *Mater. Lett.* **314**, 131868 (2022).
- [5] I.A. Ezenwa, N.A. Okereke, L.N. Okoli. *IPASJ Int. J. Electr. Eng.* **1**, 6, 1 (2013).
- [6] J.A. Perez-Taborda, L. Vera, O. Caballero-Calero, E.O. Lopez, J.J. Romero, D.G. Stroppa, F. Briones, M. Martin-Gonzalez. *Adv. Mater. Technol.* **2**, 7, 1700012 (2017).
- [7] Z. Wu, J. Wu, Y. Li, G. Li. *Ceram. Int.* **46**, 13, 21617 (2020).
- [8] P. Fan, X. Huang, T.-B. Chen, F. Li, Y.-X. Chen, B. Jabar, S. Chen, H.-L. Ma, G.-X. Liang, J.-T. Luo, X.-H. Zhang, Z.-H. Zheng. *Chem. Eng. J.* **410**, 128444 (2021).
- [9] A.E. Fateev, V.S. Antropova, V.Y. Kogai, R.G. Zonov, T.N. Mogileva, G.M. Mikheev. *Opt. Mater. (Amst.)* **151**, 115361 (2024).
- [10] S. Sonia, P.S. Kumar, D. Mangalaraj, N. Ponpandian, C. Viswanathan. *Appl. Surf. Sci.* **283**, 802 (2013).
- [11] N. Ghobadi, S. Chobin, S. Rezaee, R. Shakoury. *Surfaces and Interfaces* **21**, 3, 100706 (2020).
- [12] V. Kumar, S. Thakur, J. Prakash, K. Kansal, H.C. Swart, M. Bechelany, A.K. Tripathi. *Sustain. Energy Fuels* **10**, 1, 56 (2026).
- [13] S. Stolen, H. Fjellvåg, F. Grønvold, J.T. Sipowska, E.F. Westrum Jr. *J. Chem. Thermodyn.* **28**, 7, 753 (1996).
- [14] A. Batool, M.I. Imran, C. Cao. *ChemistrySelect* **9**, 21, e202400305 (2024).
- [15] Y. Mao, H. Zou, Q. Wang, C. Huang. *Sci. China Chem.* **59**(7), 7, 903 (2016).
- [16] A. Zhang, Q. Ma, Z. Wang, M. Lu, P. Yang, G. Zhou. *Mater. Chem. Phys.* **124**, 2–3, 916 (2010).
- [17] T.P. Vinod, X. Jin, J. Kim. *Mater. Res. Bull.* **46**, 3, 340 (2011).
- [18] I.G. Shitu, J.Y.C. Liew, Z.A. Talib, H. Baqiah, M.M.A. Kechik, M.A. Kamarudin, N.H. Osman, Y.J. Low, I.I. Lakin. *ACS Omega* **6**, 16, 10698 (2021).
- [19] V. Kumar, J. Prakash, S. Kumar, A. Kumar. *Nano-Structures. Nano-Objects* **39**, 101276 (2024).
- [20] S. Thirumavalavan, K. Mani, S. Sagadevan. *Mater. Res.* **18**, 5, 1000 (2015).
- [21] V.P. Malekar, S.A. Gangawane, V.J. Fulari. *Mater. Today Proc.* **47**, 5709 (2021).
- [22] O.O. Olanmi, S.I. Akinsola, E.A. Aregbesola, K.A. Yusuf, A.B. Alabi, D.A. Ajani, F.O. Omoniyi. *FUOYE J. Pure Appl. Sci.* **10**, 2, 108 (2025).
- [23] V.M. Garcia, P.K. Nair, M.T.S. Nair. *J. Cryst. Growth* **203**, 1–2, 113 (1999).
- [24] M.A. Malik, P. O'Brien, N. Revaprasadu. *Adv. Mater.* **11**, 17, 1441 (1999).
- [25] K.S. Kim, H.C. Jeong, J.Y. Cho, D.H. Kang, H.K. Kim, H.M. Yoo, I.W. Shim. *Bull. Korean Chem. Soc.* **24**, 5, 647 (2003).
- [26] P. Kumar, K. Singh, O.N. Srivastava. *J. Cryst. Growth* **312**, 19, 2804 (2010).
- [27] Y. Gu, Y. Su, D. Chen, H. Geng, Z. Li, L. Zhang, Y. Zhang. *CrystEngComm* **16**, 39, 9185 (2014).
- [28] Y.-Q. Liu, H.-D. Wu, Y. Zhao, G.-B. Pan. *Langmuir* **31**, 17, 4958 (2015).
- [29] A. Zyoud, K. Murtada, H. Kwon, H.-J. Choi, T. Woo, M.H.S. Helal, M. Faroun, H. Bsharat, D. Park, H.S. Hilal. *Solid State Sci.* **75**, 2017, 53 (2018).
- [30] X. Hou, P. Xie, S. Xue, H. Feng, L. Li, Z. Liu, R. Zou. *Mater. Sci. Semicond. Process.* **79**, 92 (2018).
- [31] P. Maiti, M.K. Rajbhar, B. Das, A. Mishra, B. Kumar, S. Varma, K. Kar. *J. Environ. Chem. Eng.* **12**, 3, 112785 (2024).
- [32] C. Guille, J. Herrero. *J. Mater. Sci.* **52**, 24, 13886 (2017).
- [33] S.B. Ambade, R.S. Mane, S.S. Kale, S.H. Sonawane, A.V. Shaikh, S.-H. Han. *Appl. Surf. Sci.* **253**, 4, 2123 (2006).
- [34] Г.М. Михеев, В.Я. Когай, Р.Г. Зонов, К.Г. Михеев, Т.Н. Могилева, Ю.П. Свирко. *Письма в ЖЭТФ* **109**, 11, 739 (2019).
- [35] G.M. Mikheev, V.Y. Kogai, T.N. Mogileva, K.G. Mikheev, A.S. Saushin, Y.P. Svirko. *Appl. Phys. Lett.* **115**, 6, 061101 (2019).
- [36] G.M. Mikheev, V.Y. Kogai, K.G. Mikheev, T.N. Mogileva, A.S. Saushin, Y.P. Svirko. *Mater. Today Commun.* **21**, 100656 (2019).
- [37] A.E. Fateev, T.N. Mogileva, V.Y. Kogai, K.G. Mikheev, G.M. Mikheev. *Appl. Sci.* **12**, 14, 6869 (2022).
- [38] А.М. Данишевский, А.А. Кастальский, С.М. Рыбкин, И.Д. Ярошецкий. *ЖЭТФ* **58**, 2, 544 (1970).
- [39] A.F. Gibson, M.F. Kimmitt, A.C. Walker. *Appl. Phys. Lett.* **17**, 2, 75 (1970).

- [40] V.L. Gurevich, R. Laiho. *Phys. Solid State* **42**, 10, 1807 (2000).
- [41] E.L. Ivchenko. *Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures*. Springer (2004). 427 p.
- [42] M.M. Glazov, S.D. Ganichev. *Phys. Rep.* **535**, 3, 101 (2014).
- [43] V.M. Kovalev, A.E. Miroshnichenko, I.G. Savenko. *Phys. Rev. B* **98**, 16, 165405 (2018).
- [44] G.M. Mikheev, A.S. Saushin, V.M. Styapshin, Y.P. Svirko. *Sci. Rep.* **8**, 1, 8644 (2018).
- [45] J.H. Strait, G. Holland, W. Zhu, C. Zhang, B.R. Ilic, A. Agrawal, D. Pacifici, H.J. Lezec. *Phys. Rev. Lett.* **123**, 053903 (2019).
- [46] A.S. Saushin, G.M. Mikheev, V.V. Vanyukov, Y.P. Svirko. *Nanomaterials* **11**, 11, 2827 (2021).
- [47] X. Xue, W. Du, W. Tao, Y. Huang, Z. Lei, L. Zhu, Y. Zou. *Laser Photonics Rev.* **18**, 6, 2301146 (2024).
- [48] В.Л. Альперович, В.И. Белиничер, В.Н. Новиков, А.С. Терехов. *Письма в ЖЭТФ* **31**, 10, 581 (1980).
- [49] G.M. Mikheev, V.Y. Kogai, K.G. Mikheev, T.N. Mogileva, A.S. Saushin, Y.P. Svirko. *Opt. Express* **29**, 1, 2112 (2021).
- [50] T. Hatano, T. Ishihara, S. Tikhodeev, N. Gippius. *Phys. Rev. Lett.* **103**, 10, 103906 (2009).
- [51] P.A. Obraztsov, G.M. Mikheev, S.V. Garnov, A.N. Obraztsov, Y.P. Svirko. *Appl. Phys. Lett.* **98**, 9, 091903 (2011).
- [52] G.M. Mikheev, A.G. Nasibulin, R.G. Zonov, A. Kaskela, E.I. Kauppinen. *Nano Lett.* **12**, 1, 77 (2012).
- [53] Г.М. Михеев, А.С. Саушин, О.Ю. Гончаров, Г.А. Дорофеев, Ф.З. Гильмутдинов, Р.Г. Зонов. *ФТТ* **56**, 11, 2212 (2014).
- [54] M. Akbari, M. Onoda, T. Ishihara. *Opt. Express* **23**, 2, 823 (2015).
- [55] Г.М. Михеев, А.С. Саушин, В.В. Ванюков. *Квантовая Электроника* **45**, 7, 635 (2015).
- [56] К.Г. Михеев, Р.Г. Зонов, Д.Л. Булатов, А.Е. Фатеев, Г.М. Михеев. *Письма в ЖТФ* **46**, 9, 51 (2020).
- [57] R. Zonov, A. Fateev, A. Obraztsov, G. Mikheev. *Phys. Status Solidi B* **260**, 9, 2200540 (2023).
- [58] S. Sun, J. Wei, J. Wang, H. Chen, Y. Yang, G. Eda, K.-P. Loh, Y. Liu, C.-W. Qiu. *Chem. Rev.* **126**, 2, 1470 (2026).
- [59] A.S. Saushin, V.V. Vanyukov, A.E. Fateev, R.G. Zonov, V.Y. Kogai, G.M. Mikheev. *Opt. Mater. (Amst.)* **142**, 113973 (2023).
- [60] Г.М. Михеев, Р.Г. Зонов, А.Н. Образцов, Ю.П. Свирко, А.П. Волков. *Приборы и Техника Эксперимента* **3**, 84 (2005).
- [61] Г.М. Михеев, В.М. Стяпшин. *Приборы и Техника Эксперимента* **1**, 93 (2012).
- [62] J. Qin, G. Qiu, J. Jian, H. Zhou, L. Yang, A. Charnas, D.Y. Zemlyanov, C.-Y. Xu, X. Xu, W. Wu, H. Wang, P.D. Ye. *ACS Nano* **11**, 10, 10222 (2017).
- [63] M. Ishii, K. Shibata, H. Nozaki. *J. Solid State Chem.* **105**, 2, 504 (1993).
- [64] B.K. Yadav, P. Singh, C.P. Yadav, D.K. Pandey, D. Singh. *Z. Naturforsch. A* **75**, 9, 781 (2020).
- [65] P.B. Johnson, R.W. Christy. *Phys. Rev. B* **6**, 12, 4370 (1972).
- [66] P. Hlubina, M. Lunackova, D. Ciprian. *Opt. Mater. Express* **9**, 3, 992 (2019).
- [67] H. Reddy, U. Guler, Z. Kudyshev, A.V. Kildishev, V.M. Shalaev, A. Boltasseva. *ACS Photonics* **4**, 6, 1413 (2017).
- [68] C.-C. Chang, J. Nogan, Z.-P. Yang, W.J.M. Kort-Kamp, W. Ross, T.S. Luk, D.A.R. Dalvit, A.K. Azad, H.-T. Chen. *Sci. Rep.* **9**, 1, 15287 (2019).
- [69] K.C. Maurya, V.M. Shalaev, A. Boltasseva, B. Saha. *Opt. Mater. Express* **10**, 10, 2679 (2020).
- [70] S.D. Marchi, S. Nuñez-Sánchez, G. Bodelón, J. Pérez-Juste, I. Pastoriza-Santos. *Nanoscale* **12**, 46, 23424 (2020).
- [71] K. Joshi, H. Sahoo, S. Mujumdar. *J. Opt.* **54**, 5, 2991 (2025).
- [72] V.V. Gorbachev, I.M. Putilin. *Phys. Stat. Sol.* **16**, 2, 553 (1973).
- [73] N. Noginova, V. Rono, F.J. Bezares, J.D. Caldwell. *New J. Phys.* **15**, 11, 113061 (2013).

Редактор В.В. Емцев