

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
имени М.В. ЛОМОНОСОВА

*На правах рукописи*

**Колчин Александр Валерьевич**

**Структурные, оптические и электрофизические свойства  
фазопеременных пленок  $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ , облученных  
фемтосекундными лазерными импульсами**

1.3.11 Физика полупроводников

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Москва – 2024

Работа выполнена на кафедре общей физики и молекулярной электроники физического факультета Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова

Научный руководитель: **Заботнов Станислав Васильевич**  
кандидат физико-математических наук

Официальные оппоненты: **Манцевич Владимир Николаевич**  
доктор физико-математических наук, профессор,  
Московский государственный университет имени  
М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра  
физики полупроводников и криоэлектроники

**Кучерик Алексей Олегович**  
доктор физико-математических наук, проректор по  
научной работе и цифровому развитию,  
Владимирский государственный университет имени  
А.Г. и Н.Г. Столетовых, доцент

**Смаев Михаил Петрович**  
кандидат физико-математических наук,  
высококвалифицированный старший научный  
сотрудник, Физический институт имени П.Н. Лебедева  
РАН, отдел оптики низкотемпературной плазмы

Защита диссертации состоится 21 марта 2024 года в 15 часов 20 минут на заседании диссертационного совета МГУ.013.5 Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова по адресу: 119991, гор. Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 8, криогенный корпус, конференц-зал.

E-mail: [perov@magn.ru](mailto:perov@magn.ru)

С диссертацией можно ознакомиться в отделе диссертаций научной библиотеки МГУ имени М.В. Ломоносова (Ломоносовский просп., д. 27) и на портале: <https://dissovet.msu.ru/dissertation/2871>

Автореферат разослан \_\_\_\_\_ 2024 года

Ученый секретарь диссертационного совета,  
кандидат физико-математических наук

Т.Б. Шапаева

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

### Актуальность темы исследования

Исследования халькогенидного полупроводника  $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$  (GST225) актуальны при разработке перезаписываемых носителей информации и элементов перестраиваемой (реконфигурируемой) фотоники. Применение тонких пленок из данного материала в перечисленных областях обусловлено существенным контрастом между оптическими и электрофизическими свойствами аморфной и кристаллической фаз данного соединения и тем, что тонкие пленки на его основе выдерживают  $10^5$ – $10^{13}$  циклов переключения (обратимых фазовых переходов).

Фазовые переходы в GST225 могут быть инициированы такими внешними воздействиями, как нагрев, приложение электрического тока или облучение светом высокой интенсивности. В последнем случае значительный интерес представляют фемтосекундные лазерные технологии. Режим облучения ультракороткими (фемтосекундными) лазерными импульсами является наиболее благоприятным с точки зрения термодинамики не только для максимально однородной нанокристаллизации облучаемых приповерхностных слоев изначально аморфного материала за счет воздействия импульсов на временной шкале меньше характерных времен термической диффузии, но и при определенных условиях для реаморфизации вещества, когда такое воздействие приводит к так называемому стеклованию, заключающемуся в невозможности сохранения кристаллической фазы при быстрых нагреве и охлаждении. Поэтому соединение GST225 можно классифицировать как фазопеременный материал. В реализациях оптической памяти его лазерно-индуцированная кристаллизация отвечает за запись информации, а реаморфизация – за стирание.

Также в ряде случаев фемтосекундное лазерное облучение (ФЛО) приводит к формированию лазерно-индуцированных поверхностных периодических структур (ЛИППС). Их период обычно соизмерим с длиной волны воздействующего излучения и сильно меньше диаметра лазерного пятна. ЛИППС могут обуславливать искусственную анизотропию оптических и электрофизических свойств облученных пленок GST225. Вследствие этого возможно рассматривать такие структуры в качестве дифракционных решеток, устройств микрополяризационной оптики и для увеличения плотности записываемой лазерным лучом информации.

Несмотря на заметные успехи по исследованию структурированных в результате ФЛО тонких пленок GST225, в настоящее время остается много вопросов в этой области. В частности, требуются систематические экспериментальные исследования и расчеты, позволяющие связать фазовые переходы и формирование ЛИППС в таких образцах в зависимости от энергетических параметров структурирующих лазерных импульсов, времени облучения и типа используемых подложек, на которые наносятся тонкие пленки.

В данном случае важно проанализировать вклад комплексной диэлектрической проницаемости облучаемой пленки непосредственно во время облучения, когда согласно модели Друде происходит так называемая металлизация поверхности за счет генерации электрон-дырочной плазмы в поле мощных лазерных импульсов. Необходимы также систематический анализ возникающей после облучения искусственной анизотропии и нахождение в рамках соответствующих моделей основных взаимосвязей ее электрофизических и оптических характеристик со структурными и морфологическими изменениями в модифицированных тонких пленках. Перечисленные факторы обеспечивают актуальность и новизну исследований, представленных в диссертации.

**Целью диссертационной работы является** установление основных взаимосвязей между структурными, оптическими и электрофизическими свойствами полупроводниковых пленок GST225, облученных фемтосекундными лазерными импульсами с различными плотностями энергии различное время, с учетом обратимых фазовых переходов и формирования периодического рельефа поверхности.

#### **Основные научные задачи работы**

1. Исследовать изменение рельефа и фазового состава поверхности тонких пленок GST225 после ФЛО с варьируемыми числом и плотностью энергии лазерных импульсов.
2. Описать основные механизмы лазерно-индуцированной модификации тонких пленок GST225 на различных подложках (металлическая и диэлектрическая) в результате ФЛО.
3. Провести моделирование, позволяющее связать период формируемых ЛИППС и наблюдаемые фазовые переходы с параметрами лазерных импульсов, оптическими и теплофизическими характеристиками тонких пленок GST225 во время облучения.
4. Изучить оптические и электрофизические свойства тонких пленок GST225, в которых в результате облучения фемтосекундными лазерными импульсами возникла искусственная анизотропия, обусловленная присутствием ЛИППС и растровым перемещением модифицирующего лазерного луча.
5. Объяснить величины наблюдаемой оптической и электрофизической анизотропии с помощью параметров периодической модуляции рельефа и фазовых состояний в облученных пленках.

#### **Объекты исследования**

Для ФЛО использовались слои GST225 толщиной 130–200 нм в аморфной фазе, нанесенные на подложки методом магнетронного распыления. В качестве основы для нанесения халькогенидных слоев использовалось 2 типа подложек: кремниевые пластины с оксидным слоем ( $\text{SiO}_2/\text{c-Si}$ ) – диэлектрические подложки и кремниевые пластины с оксидным слоем, покрытые слоями нитрида титана и вольфрама ( $\text{W/TiN/SiO}_2/\text{c-Si}$ ) – металлические подложки.

### **Научная новизна работы**

На основании проведенных в диссертационной работе экспериментов и расчетов был получен ряд новых научных результатов по структурным, оптическим и электрофизическим свойствам аморфных тонких пленок GST225, модифицированных фемтосекундными лазерными импульсами:

1. Экспериментально и теоретически показано, что ФЛО тонких пленок GST225 при варьировании числа и энергии лазерных импульсов, типа подложки приводит к формированию ЛИППС с различными волновыми и субволновыми периодами в результате генерации поверхностных плазмон-поляритонов при интенсивном фотовозбуждении свободных носителей заряда в облучаемом полупроводнике или самоорганизации в упорядоченные кластеры/островковые пленки при переносе вещества в расплаве.
2. Показано, что изначально аморфные пленки GST225 при ФЛО сначала кристаллизуются, а при увеличении числа экспонирующих импульсов наблюдается реаморфизация закристаллизованной области.
3. На основании экспериментальных данных и расчетов в рамках двухтемпературной модели доказана связь процессов формирования ЛИППС различных типов с лазерно-индуцированными фазовыми переходами.
4. Показано, что возникновение ЛИППС обуславливает оптическую анизотропию облученных аморфных тонких пленок GST225. Величина коэффициента отражения для двух взаимно перпендикулярных поляризаций зондирующего света может достигать 4% в диапазоне длин волн 900–1900 нм.
5. Показано, что после ФЛО при растровом перемещении луча тонкие пленки GST225 проявляют электрофизическую анизотропию в плоскости образца. В диапазоне температур 200 – 400 К удельная проводимость вдоль закристаллизованных полос сканирования лазерным лучом на 1 – 5 порядков больше, чем в ортогональном направлении.

### **Практическая значимость работы**

Полученные данные о структуре, оптических и электрофизических свойствах тонких пленок GST225 после ФЛО могут быть использованы для проектирования новых и усовершенствования существующих устройств фазовой памяти на основе данного материала, разработки отдельных устройств реконфигурируемой фотоники и элементов фотонных и микроэлектронных интегральных схем, чувствительных к поляризации падающего света и(ли) направлению приложенного тока.

### **Положения, выносимые на защиту**

1. Период ЛИППС в тонких пленках GST225, подвергшихся ФЛО, определяется плотностью энергии и числом импульсов, коэффициентом отражения подложки. Формирование ЛИППС с близким к длине волны периодом при температурах выше порога кристаллизации и ниже порога плавления GST225 происходит за счет механизма генерации

поверхностных плазмон-поляритонов при интенсивном фотовозбуждении носителей заряда и изменении комплексной диэлектрической проницаемости приповерхностного слоя согласно теории Друде. Формирование упорядоченных вытянутых кластеров/островковых пленок с периодом в 1.4 – 10 раз меньшим длины волны структурирующего излучения происходит в результате самоорганизации при переносе вещества в расплаве, образующемся при нагреве свыше температуры плавления 880 К, за счет конвекции Марангони и неустойчивостей Рэлея–Плато.

2. Кристаллизация изначально аморфных пленок GST225 в результате ФЛО импульсами с длиной волны 1250 нм, плотностью энергии 0.1 Дж/см<sup>2</sup> и числом менее 300 объясняется в рамках двухтемпературной модели фазовым переходом GST225 из аморфной фазы в состояние с гранецентрированной кубической решеткой при превышении температуры 410 К, обратный переход в аморфное состояние при более длительном облучении – переходом пленки в расплавленное состояние и последующим быстрым остыванием при скоростях до 250 К/нс, обеспечивающих стеклование материала.

3. Анизотропия коэффициентов отражения тонких пленок GST225 достигает контраста 4% в спектральном диапазоне 900 – 1900 нм для зондирующего излучения с ортогональными поляризациями, обусловлена наличием ЛИППС и объясняется в рамках обобщенной модели Бруггемана, учитывающей чередование внутри ЛИППС аморфных и кристаллизованных областей.

4. Различие удельной проводимости в температурном диапазоне 200 – 400 К при приложении постоянного тока в плоскости тонких пленок GST225, подвергшихся ФЛО при растровом перемещении луча, в направлении вдоль полос сканирования на 1 – 5 порядков выше данной величины для ортогонального направления за счет формирования кристаллизованных каналов с высокой электропроводностью вдоль полосы сканирования лазерным лучом и наличием аморфных областей с низкой электропроводностью по ее краям.

**Достоверность и обоснованность результатов** обеспечивается их воспроизводимостью и согласованностью при использовании взаимодополняющих друг друга экспериментальных методов и расчетных моделей, таких как растровая электронная, атомно-силовая и оптическая микроскопия, спектроскопия комбинационного рассеяния света, рентгеновская дифрактометрия, энергодисперсионная рентгеновская спектроскопия, инфракрасная фурье-спектроскопия, измерение температурных характеристик проводимости, моделирование в рамках теории Сайпа–Друде–Бонзе, двухтемпературной модели и обобщенной модели Бруггемана.

## **Публикации и апробация работы**

Изложенные в диссертации научные результаты опубликованы в 21 работе: 5 статьях в рецензируемых научных журналах, индексируемых в базах данных Web of Science, Scopus, RSCI [A1 – A5]; 1 статье в рецензируемом журнале издательства MDPI [A6] и 15 тезисах докладов на профильных всероссийских и международных конференциях по физике полупроводников и наноматериалов, оптике и лазерным технологиям: международная конференция «Лазерные, плазменные исследования и технологии» (Москва, Россия, 2019, 2020, 2021); международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов» (Москва, Россия, 2019); международная конференция по сверхбыстрым оптическим наукам «UltrafastLight» (Москва, Россия, 2019, 2020, 2021); международная конференция по фотонике и информационной оптике (Москва, Россия, 2020, 2021); международный симпозиум «Fundamentals of laser-assisted micro and nanotechnologies (FLAMN)» (Санкт-Петербург, Россия, 2019); европейская конференция по новым материалам для фотоники, оптоэлектроники и электроники «SPb-POEM» (Санкт-Петербург, Россия, 2021); международная конференция «Аморфные и микрокристаллические полупроводники» (Санкт-Петербург, Россия, 2021); всероссийская конференция молодых ученых «Нанoeлектроника, нанoфотоника и нелинейная физика» (Саратов, Россия, 2021); международная конференция по передовым лазерным технологиям «ALT» (Москва, Россия, 2021); азиатская школа-конференция по физике и технологии наноструктурных материалов «ASCO-NANOMAT» (Владивосток, Россия, 2022).

## **Личный вклад автора**

Формулирование темы диссертации, обоснование задач исследования, планирование работы и анализ полученных результатов проводились автором совместно с научным руководителем. Автор лично провел эксперименты по ФЛО аморфных тонких пленок GST225 в различных режимах, а также измерил спектры комбинационного рассеяния света и получил изображения образцов методом оптической микроскопии. Электрофизические измерения, получение данных методами атомно-силовой и растровой электронной микроскопии, рентгеновской дифрактометрии, энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии, инфракрасной фурье-спектроскопии получены автором диссертации с соавторами опубликованных работ при его непосредственном участии в экспериментах. Интерпретация всех полученных экспериментальных данных и моделирование в рамках теории Сайпа-Друде-Бонзе, двухтемпературной модели и обобщенной модели Бруггемана выполнены автором лично.

## **Структура и объем диссертации**

Диссертационная работа состоит из введения; основной части, состоящей из четырех глав, в которых изложено содержание диссертации; заключения, содержащего основные

результаты и выводы; раздела со списком сокращений и условных обозначений; раздела с благодарностями и списка литературы.

Общий объем работы составляет 125 страниц машинописного текста, 37 рисунков, 4 таблицы, 53 формулы и 119 цитируемых работ.

## **КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ**

**Во введении** обоснована актуальность темы, сформулированы цель и основные научные задачи диссертационной работы, описаны изучаемые объекты, сформулирована научная новизна и практическая значимость проводимого исследования, представлены положения, выносимые на защиту, апробация работы, личный вклад автора и структура диссертации.

**В первой главе** представлен обзор литературы по основным свойствам и применениям халькогенидного полупроводника GST225, а также фемтосекундной лазерной модификации тонких пленок на его основе.

**В разделе 1.1** описаны структурные, электрофизические и оптические свойства аморфной и кристаллической фаз GST225. Продемонстрировано, каким образом микро- и наноструктуры из данного фазопеременного материала могут быть применены для создания устройств перезаписываемой и энергонезависимой памяти, перестраиваемой нанофотоники и нейроморфных систем.

Эффективным инструментом для изготовления таких устройств и управления ими является облучение фемтосекундными лазерными импульсами. Поэтому **в разделе 1.2** подробно проанализированы основные особенности быстрых фазовых переходов и формирования ЛИППС в результате воздействия сверхкороткими лазерными импульсами на тонкие пленки GST225.

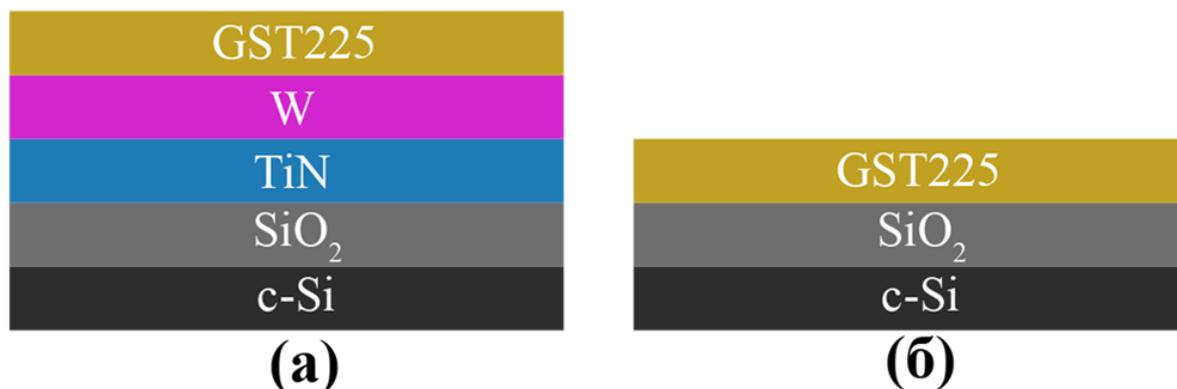
Для объяснения фемтосекундной лазерной модификации необходимо знать основные подходы к описанию фазовых переходов и изменению морфологии поверхности. **В разделе 1.3** обоснованы применение двухтемпературной модели для анализа фемтосекундного лазерно-индуцированного нагрева тонкопленочных структур и учет возбуждения свободных носителей заряда при таком воздействии; описаны основные подходы к объяснению формирования ЛИППС в результате генерации поверхностных плазмон-поляритонов и процессов переноса вещества в расплаве.

В конце первой главы **делаются выводы из обзора литературы и ставятся задачи исследований.**

**Вторая глава** посвящена технологиям формирования аморфных тонких пленок GST225 на различных подложках, их последующей обработке фемтосекундными лазерными импульсами, а также методикам исследования их структурных, электрофизических и оптических свойств до и после облучения.

В разделе 2.1 сказано, что образцы аморфных тонких пленок GST225 с толщинами 130–200 нм были сформированы путем магнетронного распыления поликристаллической мишени на подложки, классифицируемые как проводящие и диэлектрические. Проводящие подложки представляют из себя многослойные структуры W/TiN/SiO<sub>2</sub>/c-Si, а диэлектрические – SiO<sub>2</sub>/c-Si (рис. 1). Толщины подслоев W, TiN и SiO<sub>2</sub> составили 140±10 нм, 30±5 нм и 1000±40 нм соответственно. Толщина, фазовый состав и структура формируемых тонких пленок контролировались с помощью методик атомно-силовой микроскопии (АСМ), Оже-спектроскопии и рентгеновской дифракции.

Дополнительно для исследования особенностей лазерно-индуцированных фазовых переходов, а также изменения стехиометрии в германатных аморфных структурах с помощью плазмохимического осаждения на подложки из стекла были изготовлены многослойные тонкопленочные структуры (10 пар слоев) на основе аморфного гидрогенизированного кремния (a-Si:H, толщина слоя 5 нм) и аморфного гидрогенизированного германия (a-Ge:H, толщина слоя 10 нм).



**Рисунок 1.** Схематическое изображение исходных образцов аморфных тонких пленок GST225, осажденных на проводящие W/TiN/SiO<sub>2</sub>/c-Si (а) и диэлектрические подложки SiO<sub>2</sub>/c-Si (б).

Эксперименты по ФЛО тонких пленок GST225 были осуществлены с помощью хром-форстеритовой лазерной системы производства ООО «Авеста-Проект». На выходе из системы импульсы имели линейную поляризацию, длительность 135 фс и энергию до 1 мДж при частоте повторения 10 Гц. С помощью светофильтров и различной фокусировки излучения плотность энергии импульсов варьировалась в диапазоне 0.1–1.2 Дж/см<sup>2</sup>.

Параметры облучения аморфных тонких пленок GST225 на проводящих (M1, M2) и диэлектрических (D1–D8, S1–S3) подложках в зависимости от плотности энергии лазерных импульсов и их удельного числа на пятно указаны в таблице 1. Образцы M1, M2, D1–D8 были сформированы в виде отдельных линий с целью изучения лазерной модификации тонких пленок GST225 при различных временах экспозиции и плотностях энергии импульсов и нахождения оптимальных параметров для реализации растрового режима, продемонстрированного в случае образцов S1–S3. Образцы S1–S3 с облученными

квадратными площадками площадью  $3 \times 3 \text{ мм}^2$  изготавливались для изучения рентгеноструктурных, оптических и электрофизических свойств модифицированных аморфных тонких пленок GST225.

**Таблица 1.** Параметры плотности энергии и числа перекрытия импульсов на пятно при облучении образцов аморфных тонких пленок GST225 с различными толщинами и типами подложек.

Образец	Толщина пленки, нм	Тип подложки	Плотность энергии, Дж/см <sup>2</sup>	Число импульсов
M1	130	W/TiN/SiO <sub>2</sub> /c-Si	0.1	70
M2			1.2	
D1	130	SiO <sub>2</sub> /c-Si	0.1	3
D2				6
D3				15
D4				30
D5				60
D6				150
D7				300
D8				750
S1	200		0.2	240
S2			0.1	50
S3				200

Перемещение образцов во всех случаях осуществлялось с помощью автоматизированных механических трансляторов «Standa» по двум декартовым координатам в плоскости пленки. Варьирование удельного числа импульсов  $N_s$ , падающих на поверхность за время перемещения пучка на диаметр пятна, достигалось путем изменения скорости сканирования  $V$ . Значение  $N_s$  определяется по формуле:

$$N_s = v \cdot D / V, \quad (1)$$

где  $v$  – частота следования импульсов,  $D$  – диаметр пятна.

Аналогичным образом в растровом режиме подверглись обработке многослойные структуры a-Si:H/a-Ge:H при облучении 20 импульсами с плотностями энергии 0.1 и 1.1 Дж/см<sup>2</sup>.

В разделе 2.2 описаны методики анализа структурных свойств образцов. Изображения облученной поверхности тонких пленок GST225 были получены с помощью оптической (ОМ, Olympus BX41) и растровой электронной микроскопии (РЭМ, Carl Zeiss Supra 40). Профилограммы лазерно-индуцированного рельефа были измерены методом атомно-силовой микроскопии (АСМ, NT-MDT SolverPro).

Изменения фазового состава анализировались на основании данных спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС) и рентгеновской дифракции. В первом случае использовался КРС-спектрометр Horiba Jobin Yvon HR800, позволяющий регистрировать спектры при возбуждении лазерным излучением с длинами волн 633 нм и 488 нм. Во втором случае использовался рентгеновский дифрактометр Rigaku Smart Lab, оснащенный источником возбуждения в виде линии К-серии меди на длине волны 1.5 Å. Измерения проводились в геометрии Брэгга-Брентано.

Стехиометрия тонких пленок GST225 до и после ФЛО анализировалась с помощью методики энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (ЭДРС) и использования приставки Oxford Instruments Xplore-15 к РЭМ-микроскопу Tescan Vega 3.

Спектры оптического отражения исходных и облученных тонких пленок GST225 в ближнем инфракрасном (ИК) диапазоне (900–1900 нм) при угле падения  $13^\circ$  были измерены с помощью ИК-Фурье-спектрометра Bruker IFS-66v/S. Для анализа влияния анизотропного структурирования на оптические свойства были измерены спектры падающего света, поляризованного вдоль и перпендикулярно полос (следов) сканирования структурирующим лазерным лучом.

Для измерения проводимости облученной области тонких пленок GST225 была осаждена термическим способом группа контактов размером  $1.3 \times 1.3 \text{ мм}^2$ . Их расположение было подобрано таким образом, чтобы сделать возможным изучение протекания тока вдоль и поперек полос сканирования. Также алюминиевые электроды были осаждены и на необлученную области тонких пленок GST225 для исследования проводимости исходных образцов. Для нахождения значений удельной проводимости производилось измерение вольтамперных характеристик при подаче постоянного тока с напряжением 5 В с помощью пикоамперметра Keithley 6487. Использование азотного криостата ARS DE-204SE позволило получить температурные зависимости удельной проводимости в диапазоне 200–400 К с шагом измерения 5 К.

**Раздел 2.3** посвящен описанию методов оценки периодов ЛИППС за счет генерации поверхностных плазмон-поляритонов и упорядоченного переноса вещества в расплаве в результате ФЛО, моделированию лазерно-индуцированного нагрева тонких пленок GST225 с помощью двухтемпературной модели.

Формирование ЛИППС в рамках плазмон-поляритонного механизма описывается с помощью так называемой модели Сайпа-Друде-Бонзе [1, 2]. В ее рамках предполагается интерференция фотоиндуцированного плазмон-поляритона с падающим излучением, приводящая к возникновению стоячей поверхностной электромагнитной волны и периодической модуляции рельефа облучаемой пленки, и вводится фактор эффективности  $\eta(k_x, k_y)$ , характеризующий вероятность появления ЛИППС с определенными периодом и ориентацией, которые зависят от нормализованных компонент вектора возникающих

поверхностных решеток  $k_i = \lambda/L$  ( $i=x, y$  – декартовы координаты в плоскости образца), где  $\lambda$  – длина волны структурирующего излучения,  $L$  – период возникающих ЛИППС.

Применение данной теории базируется на расчете концентрации свободных носителей заряда  $n_e$  по глубине пленки  $z$ :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} - D_a \frac{\partial^2 n_e}{\partial z^2} = \alpha \frac{(1-R)I(z,t)}{\hbar\omega} + \beta \frac{(1-R)^2 I^2(z,t)}{2\hbar\omega} - \frac{n_e}{\tau_{ee}}, \quad (2)$$

где  $D_a$  – коэффициент амбиполярной диффузии,  $\omega$  – частота лазерного излучения,  $I(z, t)$  – интенсивность фемтосекундных лазерных импульсов,  $\tau_{ee}$  – время межэлектронных столкновений,  $R$  – коэффициент оптического отражения,  $\alpha$  и  $\beta$  – коэффициенты одно- и двухфотонного поглощения в GST225, соответственно.

Одновременно согласно теории Друде с учетом фотоиндуцированной генерации свободных носителей заряда рассчитывается комплексная диэлектрическая проницаемость пленки  $\varepsilon^*(z, t)$  во время облучения фемтосекундными лазерными импульсами:

$$\varepsilon^*(z, t) = \varepsilon - \frac{4\pi e_0^2 n_e(z,t)}{m^* \varepsilon_0 (\omega^2 + \tau_{ee}^{-2})}, \quad (3)$$

где  $e_0$  и  $m^*$  – заряд и эффективная масса электрона соответственно.

В случае превышения порога плавления GST225 формирование ЛИППС в виде нанокластеров или островковых пленок может происходить за счет термокапиллярного механизма, когда вещество перераспределяется в лазерно-индуцированном расплаве в результате эффекта Марангони. Радиус струек расплавленного материала и период формируемых структур экспоненциально увеличивается со временем после ФЛО. Рост размеров структуры ограничен в зависимости от того, что наступит раньше, или остыванием расплава, или неустойчивостью Рэлея–Плато, приводящей к разрыву струй и формированию при достижении характерного времени распада  $t$  упорядоченного массива сфер равного размера. В первом случае ЛИППС будут представлять собой вытянутые в определенном направлении нанокластеры/островковые пленки, во втором – упорядоченные массивы сфер равного размера с периодом:

$$\Lambda = 4.6 \left( \frac{\gamma(T)t^2}{\rho} \right)^{1/3}, \quad (4)$$

где  $\gamma(T)$  – поверхностное натяжение в расплаве при температуре  $T$ ,  $\rho$  – плотность вещества.

Моделирование лазерно-индуцированного нагрева пленки GST225 по глубине и времени с целью описания наблюдаемых фазовых переходов проводилось в среде MATLAB с помощью двухтемпературной модели, позволяющей рассчитать электронную ( $T_e$ ) и решеточную ( $T_l$ ) температуры.

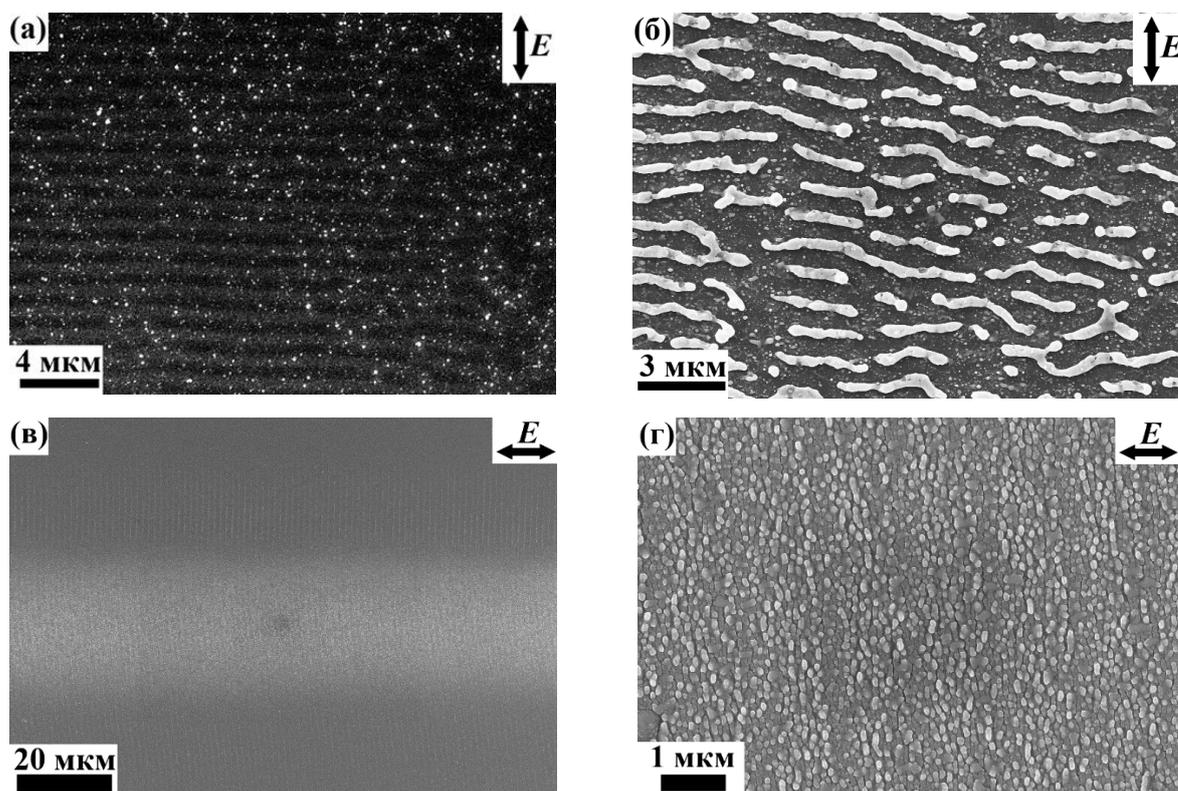
В **третьей главе** представлены результаты экспериментов, приводящих к модификации рельефа и фазового состава тонких пленок GST225 с металлическими и диэлектрическими подслоями в результате фемтосекундного лазерного облучения в зависимости от числа импульсов и их плотности энергии. Проведен анализ формирования

ЛИППС с различными периодами в рамках плазмон-поляритонного и термокапиллярного механизмов их возникновения. Представлено моделирование динамики нагрева и остывания тонких пленок GST225 в результате фемтосекундного лазерного облучения, позволяющее описать фазовые переходы из аморфной фазы в кристаллическую и обратно при таком воздействии.

**Раздел 3.1** описывает эксперименты по формированию ЛИППС вследствие ФЛО тонких пленок GST225 и численные оценки, позволяющие объяснить возникновение таких структур.

В *подразделе 3.1.1* представлены результаты по определению порогов абляции  $F_{th}$  исследуемых пленок GST225 в случае одноимпульсного облучения [3]. Значения данной величины для пленок на проводящих и диэлектрических подложках составили  $F_{th}=77\pm 8$  мДж/см<sup>2</sup> и  $F_{th}=129\pm 13$  мДж/см<sup>2</sup> соответственно. Такое отличие может быть обусловлено тем, что глубина проникновения излучения с длиной волны  $\lambda=1250$  нм в аморфном GST225 составляет  $1/\alpha\approx 400$  нм, которая значительно больше толщин облучаемых аморфных тонких пленок 130–200 нм. Как следствие, существенный вклад в структурирование поверхности может оказывать излучение, отраженное от границы между тонкой пленкой и металлическим или диэлектрическим подслоем на подложке. Для длины волны структурирующего излучения  $\lambda=1250$  нм коэффициент отражения оксида кремния (SiO<sub>2</sub>) составляет  $R\approx 0.1$ . В то же время аналогичная величина для вольфрамовой подложки характеризуется значением  $R\approx 0.9$ . В последнем случае значительная доля падающего излучения не проходит в кремниевую подложку, а отражается обратно в тонкий слой GST225, обеспечивая его дополнительный нагрев и соответствующее уменьшение порога абляции.

В *подразделе 3.1.2* показано, что ФЛО импульсами с плотностью энергии  $F=0.1$  Дж/см<sup>2</sup> (образец М1) и числе перекрывающихся импульсов  $N_s=70$  на тонкие пленки на проводящих подложках приводит к формированию ЛИППС с периодом  $L=1100$ – $1200$  нм, направленных ортогонально поляризации лазерного излучения (рис. 2 а). В свою очередь, с ростом плотности энергии до  $F=1.2$  Дж/см<sup>2</sup> (образец М2) наблюдалось формирование островковых пленок, упорядоченных в том же направлении, но с меньшим периодом  $L=800$ – $1000$  нм (рис. 2 б).

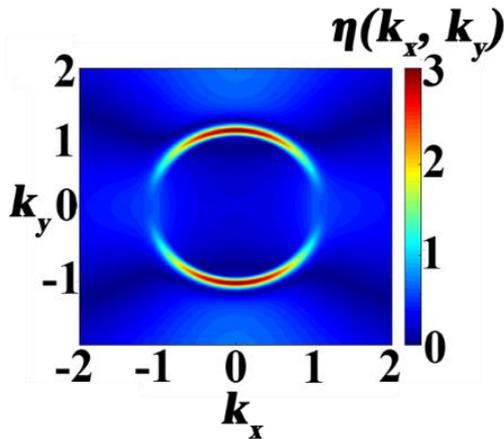


**Рисунок 2.** РЭМ-изображения образцов M1 (а), M2 (б) и D8 (в, г) при различных увеличениях. Стрелками указано направление поляризации электрического поля  $E$ .

Возможность формирования ЛИППС в тонких пленках GST225 на диэлектрических подложках исследовалось при фиксированной плотности энергии импульсов  $F=0.1$  Дж/см<sup>2</sup>, но при систематическом изменении их числа. При значениях  $N_s=3-60$  (образцы D1–D5) формирование ЛИППС зарегистрировано не было. При значении  $N_s=150$  и выше (образцы D6–D8) наблюдалось возникновение поверхностных решеток с близким к длине волны периодом  $\Lambda=1150-1350$  нм (рис. 2 в). Наблюдаемые ЛИППС направлены ортогонально к поляризации лазерного излучения. Дополнительно в образцах D7 и D8 в центре полосы сканирования лазерным лучом регистрировалось формирование структур иного типа – квазиупорядоченных кластеров, направленных ортогонально к поляризации структурирующего излучения с периодом  $\Lambda=100-160$  нм (рис. 2 г).

Объяснение формирования наблюдаемых в эксперименте ЛИППС сделано в *подразделе 3.1.3*. Возникновение поверхностных решеток с близким к длине волны структурирующего излучения периодом в образцах M1 и D6–D8 хорошо согласуется с плазмон-поляритонным механизмом образования ЛИППС и соответствующими расчетами. Во-первых, согласно формулам (2, 3), для используемых лазерных импульсов с длительностью  $\tau=135$  фс и плотностью энергии  $F=0.1$  Дж/см<sup>2</sup> возможно изменение диэлектрической проницаемости от значения  $\epsilon \approx 18.2+2.06i$  для необлученной поверхности до величины  $\epsilon^* \approx -7.6+2.6i$  ( $n_e=2.0 \cdot 10^{22}$  см<sup>-3</sup>), свидетельствующее о переходе поверхности в металлоподобное состояние во время облучения и возможности генерации поверхностных

плазмон-поляритонов на границе раздела тонкой пленки и воздуха. Во-вторых, результаты расчетов в рамках теории Сайпа–Друде–Бонзе фактор эффективности  $\eta(k_x, k_y)$  достигает локального максимума в точках  $|k_x|=0$ ,  $|k_y|=1.05$ , что соответствует образованию поверхностных решеток с периодом  $\Lambda=1200\pm 50$  нм, направленных ортогонально поляризации структурирующего излучения (рис. 3).

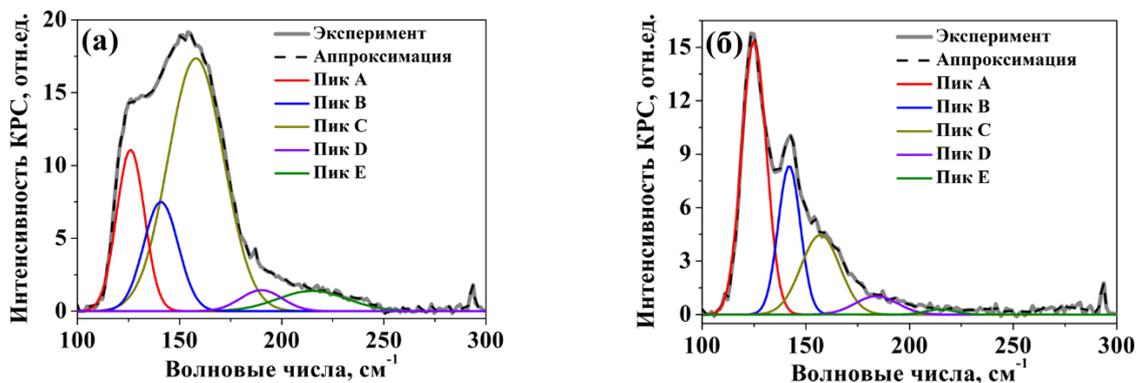


**Рисунок 3.** Двумерное распределение фактора эффективности  $\eta(k_x, k_y)$ , демонстрирующее формирование поверхностного рельефа с периодом 1200 нм при длине волны структурирующего излучения 1250 нм с поляризацией вдоль оси  $y$ .

При этом вытянутая форма кластеров свидетельствует о застывании расплава до предельного момента формирования массива упорядоченных сфер, оцененного по формуле (4), как  $t=27.0$  нс для образца М2 и  $t=1.53$  нс для образца D8. То есть времена застывания расплава при возможных лазерно-индуцированных фазовых переходах в тонких пленках GST225 находятся на субнаносекундной временной шкале, что находит дальнейшее подтверждение при моделировании нагрева и остывания в рамках двухтемпературной модели.

В разделе 3.2 рассмотрены обратимые фазовые переходы в аморфных тонких пленках GST225 в результате фемтосекундного лазерного облучения. В подразделе 3.2.1 представлен спектр КРС необлученной аморфной части образца S1 (рис. 4 а), который в целом представляет собой ассиметричное крыло в диапазоне волновых чисел  $110\text{--}250\text{ см}^{-1}$ . Полученный спектр возможно описать в качестве результата наложения 5 колебаний, расположенных на волновых числах  $126\text{ см}^{-1}$  (пик А),  $141\text{ см}^{-1}$  (пик В),  $158\text{ см}^{-1}$  (пик С),  $190\text{ см}^{-1}$  (пик D) и  $215\text{ см}^{-1}$  (пик Е) (табл. 2).

В то же время в рамках теории Сайпа–Друде–Бонзе не удастся адекватно описать возникновение кластерных структур с субволновыми периодами. Тем не менее, в случаях облучения высокоэнергичными лазерными импульсами (образец М2) или их большим числом (образцы D7, D8) возможно образование расплава, в котором происходит перенос вещества в результате конвекции Марангони с разрывами в массивы упорядоченных структур вследствие неустойчивости Рэлея–Плато.



**Рисунок 4.** Спектры КРС исходного (а) и облученного (б) образца S1.

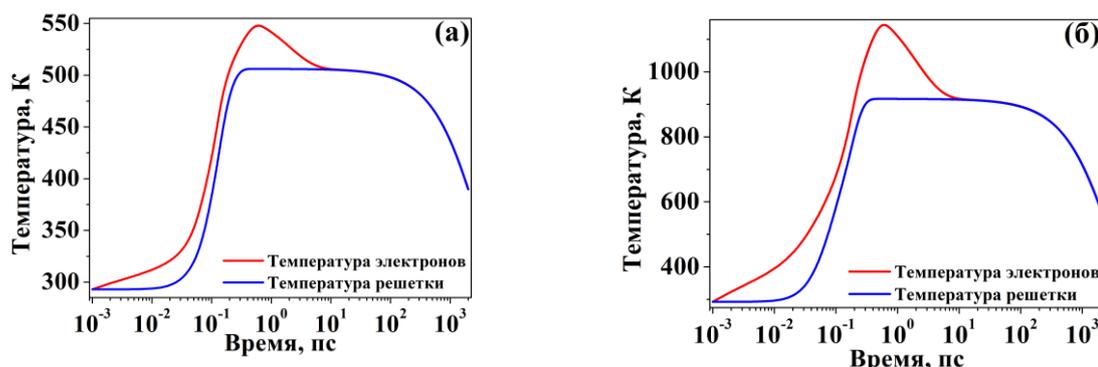
**Таблица 2.** Расшифровка колебаний, представленных в спектрах КРС исходных и облученных пленок GST225.

Пик	Положение, см <sup>-1</sup>		Мода колебаний
	Аморфный GST225	Кристаллический GST225	
A	126±4	124±3	Тетраэдр GeTe <sub>4-n</sub> Ge <sub>n</sub> (n=0,1,2)
B	141±5	142±3	Пирамиды SbTe <sub>3</sub>
C	158±8	157±5	Пирамиды SbTe <sub>3</sub>
D	190±6	190±6	Тетраэдр GeTe <sub>4-n</sub> Ge <sub>n</sub> (n=0,1,2)
E	215±10	215±4	Тетраэдр GeTe <sub>4-n</sub> Ge <sub>n</sub> (n=0,1,2)

Спектр КРС облученной части образца S1 (рис. 4 б) также представляет из себя ассиметричную широкую полосу в том же диапазоне волновых чисел. Однако, после ФЛЮ наблюдается спад интегральной интенсивности пика С относительно интегральных интенсивностей пиков А и В. Согласно литературным данным [4], такие изменения демонстрируют лазерно-индуцированный переход из аморфного состояния GST225 в кристаллическую фазу с гранецентрированной кубической (ГЦК) решеткой. Это вызвано тем, что данный фазовый переход сопровождается перемещением атомов германия и сурьмы в сверхрешетке GeTe/Sb<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> за счет сил Ван-дер-Ваальса. Полученный результат согласуется с данными рентгеновской дифрактометрии, представленными в *подразделе 3.2.2.*

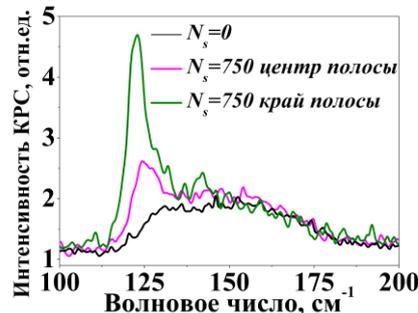
Вывод о наблюдаемой лазерно-индуцированной кристаллизации дополнительно подтверждается результатами расчетов в рамках двухтемпературной модели в *подразделе 3.2.3.* Решеточная температура может достигать значений  $T_l \approx 500$  К и по всей толщине тонкой пленки превышает температуру перехода в ГЦК кристаллическое состояние 410 К

(рис. 5 а). Со временем происходит охлаждение облученной области со скоростями 50–80 К/нс, характерными для осуществления такого фазового перехода. Окончательно охлаждение до температуры кристаллизации происходит на временах около 1 нс.



**Рисунок 5.** Временные зависимости электронной и решеточной температуры на поверхности ( $z=0$ ) аморфной (а) и закристаллизованной (б) тонкой пленки GST225.

С увеличением времени экспозиции лазерными импульсами в тонких пленках GST 225 может происходить реаморфизация ранее закристаллизованной области. Визуально реаморфизованные области видны в центре полос сканирования лазерным лучом, где его интенсивность выше из-за гауссова профиля по сечению, в виде светлых полос (рис. 2 в). В *подразделе 3.2.4* наличие реаморфизации доказывается при анализе спектров КРС (рис. 6). Для  $N_s=150-750$  (образцы D6–D8) в центре полосы сканирования наблюдается спад интегральных интенсивностей пиков А ( $126\text{ см}^{-1}$ ) и В ( $141\text{ см}^{-1}$ ) относительно пика С ( $158\text{ см}^{-1}$ ) и края полосы, что прямо противоположно тенденциям при кристаллизации, обсуждавшимся выше и представленными в спектрах КРС на рисунке 4.



**Рисунок 6.** Спектры КРС исходной пленки GST225 ( $N_s=0$ ) и облученного образца D8 в центре и на краю полосы сканирования лазерным лучом.

Наблюдаемая реаморфизация также может быть обоснована результатами расчетов в рамках двухтемпературной модели, представленными в *подразделе 3.2.5*. Отличие от случая кристаллизации заключается в замене в расчетах констант для аморфной пленки GST225 на соответствующие величины для уже закристаллизованной на ранней стадии облучения области.

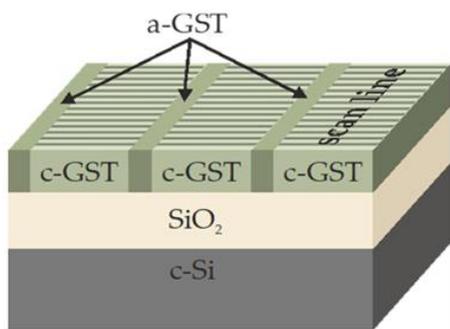
На поверхности тонкой пленки ( $z=0$  нм) решетка закристаллизованного GST225 в течение  $t=300$  фс после начала воздействия лазерного импульса нагревается до температуры около 910 К (рис. 5 б). Данное значение превышает температуру плавления GST225 880 К. Температура электронов достигает максимума более 1100 К в момент времени  $\sim 600$  фс. Далее происходит достаточно быстрое охлаждение решетки со скоростью  $\sim 250$  К/нс, что на порядок больше минимально необходимой для аморфизации скорости 10 К/нс [5]. За счет высокой скорости охлаждения и относительно небольшой разницы в  $\sim 30$  К между максимальной температурой решетки и температурой плавления затвердевание (охлаждение до температуры 880 К) аморфного слоя происходит за время около 100 пс, что соответствует предельным временам переключения оптических характеристик в результате фазовых переходов в GST225 и согласуется со сделанным выше на основании морфологии сформированных островковых пленок/кластеров предположением насчет застывания лазерно-индуцированного расплава на субнаносекундной временной шкале.

Проведенные в рамках двухтемпературной модели расчеты показывают непосредственную корреляцию между формированием ЛИППС с периодом около длины волны структурирующего излучения и кристаллизацией пленки GST225, формирование же островковых пленок/кластеров с периодом в 1.4 – 10 раз меньшим длины волны происходит при достижении температуры плавления с последующими быстрым остыванием и аморфизацией облученной области.

В *подразделе 3.2.6* на основании ЭДРС говорится о сохранении стехиометрического состава пленки GST225 после облучения. Анализируется возможность изменения стехиометрии германатных соединений на примере многослойных структур типа a-Si:H/a-Ge:H за счет диффузии атомов германия в слой a-Si:H вследствие ФЛО импульсами с длиной волны 1250 нм, кристаллизации слоев германия и соответствующего увеличения поглощения и нагрева в них. Однако в случае химически более сложного соединения GST225 его стехиометрия остается неизменной вследствие отсутствия диффузии атомов в прозрачный и слабо нагревающийся на рассматриваемой длине волны подслоя оксида кремния.

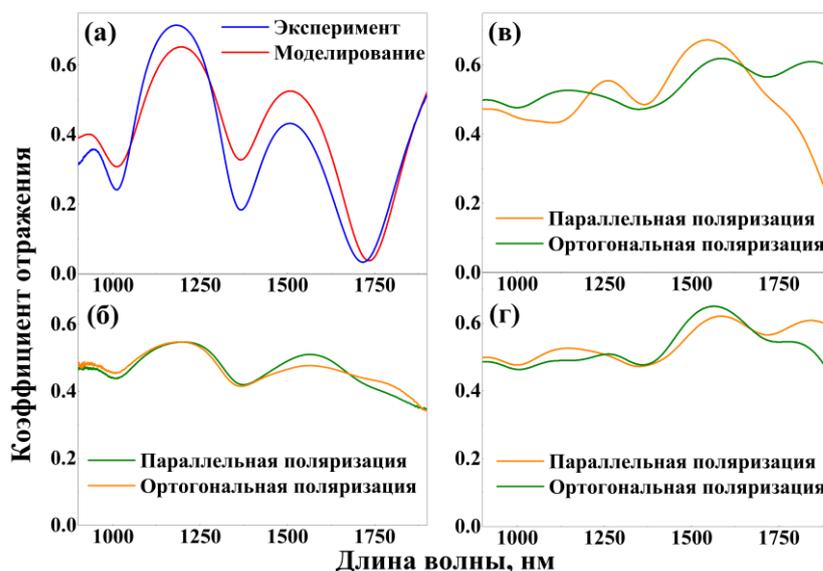
В **четвертой главе** описано влияние лазерно-индуцированных структурных изменений на оптические и электрофизические свойства аморфных тонких пленок GST225.

В **разделе 4.1** анализируется отражение в диапазоне длин волн 900–1900 нм от образца S1 с ЛИППС, разделенных необлученными аморфными полосами (рис. 7). Данная структура была выбрана ввиду наличия на ней двух типов периодических структур: ЛИППС плазмонного типа с периодом  $1100 \pm 50$  нм и ортогонально им ориентированных полос сканирования лазерным лучом с дискретным шагом сканирования  $\Gamma = 120 \pm 10$  мкм при поперечном диаметре полосы  $D = 95 \pm 10$  мкм, что позволило разделить вклад в анизотропию обоих типов структур.



**Рисунок 7.** Схема образца S1. *a-GST* – аморфный GST225, *c-GST* – кристаллический GST225, *c-Si* – подложка монокристаллического кремния.

Спектры отражения необлученных тонких пленок GST225 (рис. 8 а) демонстрируют осцилляции, являющиеся проявлением интерференции в тонких слоях аморфного GST225 и SiO<sub>2</sub>. Данная гипотеза подтверждается результатами моделирования отражения света от такой двухслойной структуры с помощью метода матриц переноса [6].



**Рисунок 8.** Спектры отражения исходной (а) и облученной аморфной тонкой пленки GST225 (б). Моделирование спектров отражения в случаях ламинарной структуры, имитирующей ЛИППС в виде ортогональных поляризации структурирующего излучения аморфных и кристаллических плоскостей (в), и вытянутых в направлении поляризации кристаллических эллипсоидов в аморфной матрице (г). Направление поляризации отсчитывается относительно полос сканирования структурирующим лазерным лучом.

Спектр отражения необлученного образца S1 не зависит от поляризации падающего излучения. Однако облученный образец демонстрирует различие в спектрах отражения для поляризаций, ортогонально и параллельно ориентированных по отношению к полосам сканирования (рис. 8 б). Разница в значениях коэффициента отражения может достигать 4% при 1550 нм.

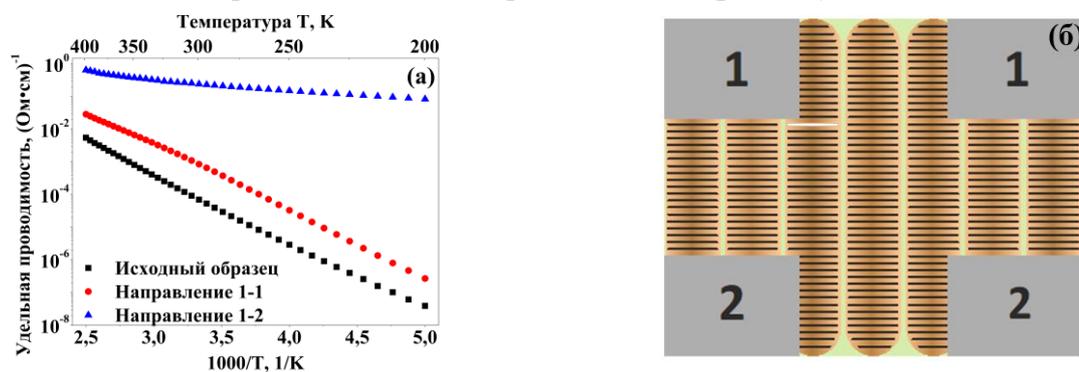
Наблюдаемая анизотропия оптического отражения обусловлена искусственными двулучепреломлением и дихроизмом после фемтосекундного лазерного облучения за счет чередования аморфных и кристаллических областей в ЛИППС. Расчет величин анизотропии может быть проведен с помощью обобщенной модели Бруггемана для

сонаправленных эллипсоидов вращения (в предельном случае ламинарных плоскостей) [7]. Среда при этом представляется в виде двухкомпонентной нанокомпозитной среды, где один тип эллипсоидов находится в аморфной фазе GST225, другой – в кристаллической.

В случае ламинарной структуры, имитирующей ЛИППС в виде ортогональных поляризации структурирующего излучения аморфных и кристаллических плоскостей, нанокомпозитная структура обладает свойствами оптически отрицательного кристалла с осью, направленной ортогонально ЛИППС. Спектр отражения такой структуры качественно согласуется с экспериментальными данными (рис. 8 в). Наблюдаемые количественные расхождения в спектрах, вероятнее всего, связаны с идеализацией ЛИППС с конечной высотой бесконечными плоскостями в используемой обобщенной модели.

Моделирование при изменении оси анизотропии в случае набора вытянутых вдоль поляризации и полос сканирования структурирующего лазерного излучения эллипсоидов вращения, предположительно обусловленных возникновением нанокристаллических зародышей, формирующихся в результате лазерно-индуцированной кристаллизации в GST225 [8] показывает иное поведение спектров отражения, характерное для положительных одноосных кристаллов (рис. 8 г). Таким образом, искусственная анизотропия оптического отражения обусловлена формированием ЛИППС. Вклад полос сканирования и незакристаллизованных областей между ними в проведенных расчетах не учитывается, так как их характерные размеры вплоть до 100 мкм много больше длин волн в рассматриваемом спектральном диапазоне, что не вносит вклад в рамках приближения эффективной среды для нанокомпозитов.

В разделе 4.2 представлены и проанализированы результаты измерений удельной проводимости в плоскости образца S1 вдоль и перпендикулярно полосам сканирования. Обнаружено, что в температурном диапазоне от 200 К до 400 К проводимость вдоль полос сканирования на 1–5 порядка выше, чем в ортогональном (рис. 9 а).



**Рисунок 9.** Температурные зависимости удельной проводимости в плоскости образца S1 до и после облучения (а). Схема измерений для облученного образца (б). Серым цветом изображены алюминиевые электроды. Полосы сканирования с обозначены коричневым цветом, ЛИППС – горизонтальными рисками. Ток вдоль полос сканирования соответствует направлению 1–2, поперек направлению 1–1.

Наличие явно выраженной электрофизической анизотропии объясняется тем, что перенос носителей заряда преимущественно осуществляется по кристаллическим каналам с ЛИППС вдоль полос сканирования (рис. 9 б). В ортогональном направлении необлученные аморфные области препятствуют данному процессу. Сделанное предположение согласуется с полученными данными для энергий активации при прохождении тока вдоль ( $0.06 \pm 0.01$  эВ) и поперек ( $0.40 \pm 0.01$  эВ) полос сканирования, спектрами КРС, характеризующими кристаллические и аморфные области и отсутствием анизотропии проводимости в образце S3 без аморфных зазоров между полосами сканирования.

В **заключении** диссертационной работы приводятся основные результаты, благодарности, список сокращений и использованных терминов, публикации автора по теме диссертации и список цитируемой литературы.

## **ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

1) Показано, что ФЛО различным числом импульсов с длиной волны 1250 нм и различной плотностью энергии приводит к формированию на поверхности тонких пленок GST225 различных типов ЛИППС: для плотности энергии  $0.1 \text{ Дж/см}^2$  начиная с числа импульсов 150 наблюдается формирование поверхностных решеток с периодом 1150–1350 нм; при экспозиции 300 и более импульсами происходит образование упорядоченных вытянутых кластеров с периодом 130–160 нм; использование металлического подслоя W/TiN с высокой отражательной способностью и лазерных импульсов с плотностью энергии  $1.2 \text{ Дж/см}^2$  позволяет формировать упорядоченные с периодом 800–1000 нм островковые пленки при облучении 70 импульсами. Все перечисленные структуры ориентированы ортогонально поляризации структурирующего лазерного излучения. Формирование первого типа ЛИППС происходит за счет механизма генерации поверхностных плазмон-поляритонов при интенсивном фотовозбуждении носителей заряда и изменению комплексной диэлектрической проницаемости приповерхностного слоя согласно теории Друде во время облучения. Формирование упорядоченных вытянутых кластеров/островковых пленок с периодом в 1.4–10 раз меньшим длины волны структурирующего излучения происходит в результате самоорганизации при переносе вещества в расплаве, образующемся при нагреве пленки GST225 свыше температуры плавления 880 К, за счет конвекции Марангони и неустойчивостей Рэлея–Плато.

2) Показано, что фазовые состояния в облученных пленках GST225 на подложках с-Si/SiO<sub>2</sub> зависят от числа воздействующих лазерных импульсов. Для плотности энергии  $0.1 \text{ Дж/см}^2$  лазерных импульсов с длиной волны 1250 нм наблюдается рост доли кристаллической фазы при увеличении числа импульсов от 3 до 300. При большем числе импульсов – от 300 до 750 – наблюдается реаморфизация закристаллизованной области.

Кристаллизация изначально аморфных пленок GST225 в результате воздействия 300 и менее фемтосекундными лазерными импульсами объясняется в рамках двухтемпературной модели фазовым переходом GST225 из аморфной фазы в состояние с гранецентрированной кубической решеткой при превышении температуры 410 К, обратный переход в аморфное состояние при более длительном облучении – переходом пленки в расплавленное состояние и последующим быстрым остыванием при скоростях до 250 К/нс, обеспечивающих стеклование материала. Продемонстрировано, что фемтосекундное лазерное облучение при используемых параметрах не изменяет стехиометрический состав GST225.

3) Установлена связь процессов формирования ЛИППС с лазерно-индуцированными фазовыми переходами. Образование поверхностных решеток за счет генерации поверхностных плазмон-поляритонов сопровождается кристаллизацией облученных областей. Наблюдаемая реаморфизация сопровождается дополнительным формированием квазиупорядоченных продолговатых кластеров с периодом 130–160 нм при достижении температуры плавления 880 К и переносе вещества в расплаве.

4) Показано влияние присутствия ЛИППС на оптические свойства облученных аморфных тонких пленок GST225. Величина коэффициента отражения для двух взаимно перпендикулярных поляризаций зондирующего света может достигать 4% в диапазоне длин волн 900–1900 нм. Результаты численного моделирования в рамках обобщенной модели Бруггемана согласуются с гипотезой существования внутри ЛИППС чередующихся аморфных и кристаллизованных областей.

5) Установлено, что после ФЛО при растровом перемещении луча тонкие пленки GST225 проявляют электрофизическую анизотропию в плоскости образца. Удельная проводимость вдоль полос сканирования на 1–5 порядков больше, чем данная величина в ортогональном направлении для диапазона температур 200–400 К. Такие особенности объясняются наличием закристаллизованных каналов с высокой электропроводностью внутри полос сканирования лазерным лучом тонкой пленки GST225 и наличием аморфных необлученных областей между данными каналами.

### СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. J.E. Sipe, J.F. Young, J.S. Preston, H.M. van Driel «Laser-induced periodic surface structure. Theory» // *Phys. Rev. B*. 1983. V. 27. P. 1141–1154.
2. J. Bonse, M. Munz, H. Sturm «Structure formation on the surface of indium phosphide irradiated by femtosecond laser pulses» // *J. Appl. Phys.* 2005. V. 97. N. 013538.
3. J. Liang, W. Liu, Y. Li, Z. Luo, D. Pang «A model to predict the ablation width and calculate the ablation threshold of femtosecond laser» // *Appl. Surf. Sci.* 2018. V. 456. P. 482–486.
4. A.V. Kolobov, P. Fons, Y. Saito, J. Tominaga «Atomic reconfiguration of van der Waals Gaps as the key to switching in GeTe/Sb<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> superlattices» // *ACS Omega*. 2017. V. 2. P. 6223–6232.

5. N. Yamada, E. Ohno, K. Nishiuchi, N. Akahira, M. Takao «Rapid-phase transitions of GeTe–Sb<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> pseudobinary amorphous thin films for an optical disk memory» // J. Appl. Phys. 1991. V. 69. P. 2849–2856.
6. М. Борн, Э. Вольф «Основы оптики», 1973, Москва: Наука, 721 С.
7. V.I. Ponomarenko, I.M. Lagunov «Generalized formula for effective dielectric permeability of the medium with ellipsoidal inclusions» // J. Commun. Technol. El. 2021. V. 66(4). P. 403–407.
8. V.G. Karpov «Electric field driven optical recording» // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 97. N. 033505.

**Статьи по теме диссертации, опубликованные в рецензируемых научных журналах, индексируемых в базах данных Web of Science, Scopus, RSCI:**

[A1] **A. Kolchin**, D. Shuleiko, M. Martyshov, A. Efimova, L. Golovan, D. Presnov, T. Kunkel, V. Glukhenkaya, P. Lazarenko, P. Kashkarov, S. Zobotnov, S. Kozyukhin «Artificial anisotropy in Ge<sub>2</sub>Sb<sub>2</sub>Te<sub>5</sub> thin films after femtosecond laser irradiation» // Materials. 2022. V. 15(10). N. 3499. IF=3.8 (Web of Science, за 5 лет). Объем – 1.1 п.л. DOI: 10.3390/ma15103499.

[A2] **А.В. Колчин**, С.В. Заботнов, Д.В. Шулейко, П.И. Лазаренко, В.Б. Глухенькая, С.А. Козюхин, П.К. Кашкаров «Кинетика обратимых фазовых переходов в тонких пленках Ge<sub>2</sub>Sb<sub>2</sub>Te<sub>5</sub> при фемтосекундном лазерном облучении» // Оптика и спектроскопия. 2023. Т. 131(2). С. 145–153. IF=0.8 (Web of Science, за 5 лет). Объем – 0.8 п.л. DOI: 10.21883/os.2023.02.54996.10-23.

[A3] **A.V. Kolchin**, D.V. Shuleiko, S.V. Zobotnov, L.A. Golovan, D.E. Presnov, T.P. Kaminskaya, P.I. Lazarenko, S.A. Kozyukhin, P.K. Kashkarov «Formation of periodic surface structures in multilayer amorphous Ge<sub>2</sub>Sb<sub>2</sub>Te<sub>5</sub> thin films irradiated by femtosecond laser pulses» // Journal of Physics: Conference Series. 2020. V. 1686. N. 012006. IF=0.5 (Scopus, за 5 лет). Объем – 0.4 п.л. DOI: 10.1088/1742-6596/1686/1/012006.

[A4] **А.В. Колчин**, С.В. Заботнов, Д.В. Шулейко, Д.Е. Преснов, М.Е. Федянина, Е.В. Кузьмин, П.К. Кашкаров «Лазерно-индуцированное формирование поверхностных периодических структур и обратимая кристаллизация в аморфных тонких пленках Ge<sub>2</sub>Sb<sub>2</sub>Te<sub>5</sub> как результат фемтосекундного облучения» // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2022. Т. 15(3.1) С. 237–242. IF=0.2 (Web of Science, за 2022 год). Объем – 0.4 п.л. DOI: 10.18721/JPM.153.140.

[A5] **А.В. Колчин**, Д.В. Шулейко, А.В. Павликов, С.В. Заботнов, Л.А. Головань, Д.Е. Преснов, В.А. Володин, Г.К. Кривякин, А.А. Попов, П.К. Кашкаров «Фемтосекундный лазерный отжиг многослойных тонкопленочных структур на основе аморфных германия и кремния» // Письма в журнал технической физики. 2020. Т. 46(11). С. 43–46. IF=0.6 (Web of Science, за 5 лет). Объем – 0.5 п.л. DOI: 10.21883/PJTF.2020.11.49499.18201.

*Иные статьи в рецензируемых изданиях:*

[A6] S. Zobotnov, **A. Kolchin**, D. Shuleiko, D. Presnov, T. Kaminskaya, P. Lazarenko, V. Glukhenkaya, T. Kunkel, S. Kozyukhin, P. Kashkarov «Periodic relief fabrication and reversible phase transitions in amorphous Ge<sub>2</sub>Sb<sub>2</sub>Te<sub>5</sub> thin films upon multi-pulse femtosecond irradiation» // Micro. 2022. V. 2(1). P. 88–99. DOI: 10.3390/micro2010005.