

На правах рукописи



Колосовский Данил Антонович

**Влияние газодинамики разлета продуктов лазерной абляции
на процесс осаждения и свойства проводящих покрытий**

1.1.9. Механика жидкости, газа и плазмы

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Новосибирск – 2026

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте теплофизики им. С.С. Кутателадзе Сибирского отделения Российской академии наук (ИТ СО РАН)

Научный руководитель: доктор физико-математических наук
Старинский Сергей Викторович

Научный консультант: доктор физико-математических наук
Морозов Алексей Анатольевич

Официальные оппоненты: Жуков Владимир Петрович,
доктор физико-математических наук, Федеральное государственное бюджетное научное учреждения «Федеральный исследовательский центр информационных и вычислительных технологий», ведущий научный сотрудник

Якубовский Дмитрий Игоревич,
кандидат физико-математических наук, Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)», старший научный сотрудник

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича Сибирского отделения Российской академии

Защита состоится 13 мая 2026 года в 14 часов 00 минут на заседании диссертационного совета 24.1.129.01, созданного на базе ИТ СО РАН, по адресу: 630090, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, д. 1.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте ИТ СО РАН: www.itp.nsc.ru. Отзыв на автореферат, заверенный печатью организации, просьба отправлять на имя ученого секретаря диссертационного совета по адресу: 630090, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, д. 1. (e-mail: dissovet@itp.nsc.ru).

Автореферат разослан «__» марта 2026 года.

Ученый секретарь
диссертационного совета
д.ф.-м.н., профессор РАН



Терехов Владимир Викторович

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы диссертации. Активное развитие микро- и нанoeлектроники с середины XX века играет ключевую роль в процессе цифровизации современного общества. Технологии стали фундаментом прогресса в ряде важнейших отраслей — от бытовой электроники и здравоохранения до автомобильной промышленности. Современные достижения полупроводниковой электроники обеспечили рост производительности и энергоэффективности электронных устройств, во многом благодаря развитию новых транзисторных архитектур. Уже реализованы интегральные схемы с технологическими нормами 3 нм (технология *FinFET*, реализованная компанией TSMC в 2022 году) и 2 нм (технология *Gate-All-Around FET*, TSMC, 2024 год).

Наряду с развитием архитектурных решений важную роль в микро- и нанoeлектронике играют технологии формирования тонких покрытий и наноструктур. В конце XX века активно исследовались газофазные методы их получения (конденсация в газовых струях, кластерный синтез, струйное осаждение). Однако промышленное развитие микроэлектроники оказалось связано преимущественно с литографическими технологиями, вследствие чего газодинамические методы формирования покрытий остались главным образом объектом фундаментальных исследований.

Вместе с тем появление новых типов микроэлектронных устройств сопровождается ростом требований к свойствам тонкоплёночных покрытий. Одним из таких направлений является гибкая микроэлектроника, для которой необходимы прозрачные электроды, сочетающие высокую электропроводность и механическую гибкость. Традиционно для этих целей использовались покрытия оксида индия-олова (ITO), однако их высокая хрупкость ограничивает применение в гибких органических светодиодах, фотодетекторах и тонкоплёночных солнечных элементах.

В связи с задачей создания гибких прозрачных электродов вновь возрос интерес к газофазным методам формирования сверхтонких металлических покрытий толщиной менее 10 нм. Среди различных металлов золото является одним из наиболее перспективных материалов благодаря высокой электропроводности, химической стойкости и технологической совместимости с кремниевой электроникой. Эти свойства делают золотые плёнки привлекательными для применения в прозрачных электродах и функциональных наноструктурах оптоэлектронных устройств.

Однако газофазное осаждение металлических покрытий на типичные для микро- и нанoeлектроники подложки, такие как кремний или кварц, связано не только с технологическими трудностями, но и с более общей фундаментальной проблемой — особенностями роста металлов на несмачивающих поверхностях. При осаждении металлов из газовой фазы на кремний или кварц реализуется островковый механизм роста Вольмера–Вебера. В результате формируется островковая морфология, а сплошное

покрытие появляется лишь при толщине порядка 10–12 нм. Это существенно превышает толщину, необходимую для создания прозрачных проводящих электродов.

Для решения этой проблемы предложено несколько подходов. Один из них — предварительное нанесение смачивающих слоёв, которые увеличивают поверхностную энергию подложки и подавляют островковый механизм роста при осаждении металла. В качестве таких подслоёв используются различные материалы, например MoS_2 , CuO , MoO_3 , SU-8, Ti, Cr, графен, ZnO:Al , Ni, ITO и ряд полимерных покрытий, которые, как правило, осаждаются из газовой фазы. Альтернативное решение — криогенное охлаждение подложки во время осаждения, что ограничивает поверхностную диффузию адатомов, способствует формированию мелких устойчивых нанокластеров и, как следствие, сплошных плёнок.

В таких подходах управление морфологией покрытия осуществляется преимущественно за счёт изменения свойств поверхности подложки или условий поверхностной диффузии адатомов. В результате решающую роль начинает играть поверхностная энергия системы «плёнка–подложка», тогда как влияние процессов, протекающих в газовой фазе, рассматривается лишь косвенно. Рост покрытия в этом случае определяется главным образом термодинамическими факторами и поверхностной диффузией адатомов.

Хотя оба подхода позволяют получить проводящие пленки золота толщиной порядка 2 нм, они обладают рядом ограничений. Использование смачивающих слоёв может приводить к дополнительным оптическим потерям и технологическим ограничениям при формировании гетероструктур. Использование криогенных температур, в свою очередь, может вызывать механические напряжения, трещины и деляминацию слоёв в многослойных структурах.

Таким образом, существующие методы в основном ориентированы на управление процессами, происходящими непосредственно на поверхности подложки, тогда как возможности управления параметрами потока частиц в газовой фазе остаются недостаточно исследованными. Это делает особенно актуальным изучение газодинамических процессов, сопровождающих осаждение покрытий, и их влияния на механизм формирования тонких плёнок.

Одним из методов формирования покрытий, позволяющим управлять параметрами газодинамического потока частиц, является наносекундное лазерное осаждение. При воздействии лазерного импульса высокой плотности энергии происходит локальная абляция мишени и формирование неравновесной газоплазменной струи продуктов абляции, взаимодействующей с окружающей разреженной газовой средой и подложкой. Разлёт лазерного факела носит существенно нестационарный характер и сопровождается расширением плазмы в вакуум или газ, образованием ударных волн, а также взаимодействием ионов, атомов и кластеров в потоке.

Ключевая особенность наносекундного лазерного осаждения заключается в том, что параметры газодинамического потока — распределение скоростей

частиц, давление и состав фонового газа, длина свободного пробега, условия рекомбинации и охлаждения — определяют коэффициент поверхностной диффузии атомов и механизм роста плёнки. В результате морфология и электрофизические свойства покрытия во многом определяются газодинамическими процессами разлёта лазерного факела, а формирование сплошных сверхтонких плёнок на несмачивающихся подложках можно рассматривать как частный случай более общей задачи газодинамического управления свойствами покрытий при лазерной абляции.

Стоит отметить, что газодинамические процессы развиваются в микросекундных и субмикросекундных масштабах времени, что делает их прямое экспериментальное наблюдение крайне затруднительным. Даже использование сверхскоростных систем прямой визуализации не всегда позволяет детально проследить эволюцию лазерного факела, поэтому особое значение приобретает численное моделирование, позволяющее воспроизводить и анализировать динамику разлёта продуктов абляции и их взаимодействие с газовой средой.

Изучение динамики разлёта продуктов лазерной абляции имеет двойное значение. С одной стороны, оно связано с решением фундаментальной задачи механики жидкости, газа и плазмы — исследованием процессов переноса массы, импульса и энергии в сильно нестационарных плазменно-газодинамических потоках. С другой стороны, полученные газодинамические результаты позволяют объяснить механизм формирования сплошных покрытий методом наносекундного лазерного осаждения и приблизиться к созданию сплошных металлических покрытий толщиной 2–3 нм, востребованных в современной микро- и наноэлектронике.

Цель работы: выявить влияние режимов газодинамического разлёта продуктов абляции на формирование прозрачных проводящих покрытий при наносекундном лазерном осаждении.

Задачи:

- Исследовать динамику разлета газа при наносекундном испарении в вакууме и разреженном фоновом газе в зависимости от фонового давления, расстояния мишень – подложка и площади лазерного пятна на основе прямого статистического моделирования методом Монте-Карло.
- Установить взаимосвязь между результатами прямого статистического моделирования методом Монте-Карло газодинамического разлета продуктов лазерной абляции со структурой и свойствами получаемых покрытий.
- Предложить механизм формирования сверхтонких плёнок золота, обусловленный газодинамическим разлетом лазерного факела.
- Получить проводящие тонкие и сверхтонкие плёнки золота на несмачивающихся подложках для использования в качестве прозрачных и непрозрачных электродов и нагревательных элементов.

Научная новизна

- Показано, что формирование сверхтонких проводящих металлических плёнок определяется параметрами газодинамического переноса частиц, а не исключительно поверхностными или химическими эффектами фонового газа. Введён и экспериментально обоснован газодинамический параметр E_k/J , связывающий кинетическую энергию E_k и поток осаждаемых частиц J с морфологией роста и порогом перколяции плёнки.
- Выявлена немонотонная зависимость морфологии сверхтонких золотых плёнок от давления фонового газа, обусловленная сменой газодинамических режимов разлёта лазерного факела в разреженной атмосфере.
- Установлено, что площадь лазерного пятна влияет на газодинамику разлета факела и, как следствие, определяет морфологию и порог перколяции сверхтонких металлических плёнок.
- Предложен механизм формирования сверхтонких плёнок, основанный на конкуренции процессов коалесценции и разрастания островков, управляемой соотношением кинетической энергии прилетающих частиц и их потока.
- Впервые получены сверхтонкие проводящие пленки золота толщиной 3 нм на несмачивающихся подложках при комнатной температуре без использования смачивающих слоёв методом наносекундного лазерного осаждения.

Достоверность полученных результатов подтверждается применением современных методов экспериментальной диагностики и использованием высокоточного измерительного оборудования. Исследования проводились в режимах, обеспечивающих устойчивую воспроизводимость результатов, что позволяет сопоставлять их с данными, представленными в опубликованных работах по данной тематике. Корректность полученных численных данных дополнительно проверена путём сравнения с результатами расчётов, выполненных другими авторами с использованием различных численных методов.

Научная значимость работы проявляется в развитии и углублении научных представлений о газодинамике процессов, сопровождающих наносекундное лазерное осаждение различных материалов. В работе проанализировано влияние динамики разлёта продуктов абляции на механизмы формирования сверхтонких проводящих покрытий. На основе полученных результатов предложена модель, описывающая взаимосвязь разлёта продуктов абляции с процессами осаждения и формированием функциональных тонкоплёночных покрытий.

Практическая значимость работы обусловлена возможностью применения полученных данных при разработке прозрачных проводящих покрытий для использования в качестве прозрачных электродов в

оптоэлектронных и фотоэлектронных устройствах. К практическим результатам работы относится экспериментальная демонстрация возможности формирования полупрозрачных и прозрачных нагревателей на основе сверхтонких плёнок золота, а также датчиков теплового потока на основе плёнок YBCO с золотыми контактами.

На защиту выносятся

1. Немонотонная зависимость морфологии сверхтонких плёнок золота и отношения кинетической энергии осаждаемых частиц к потоку от фонового давления, обусловленная сменой газодинамических режимов разлёта облака продуктов лазерного испарения.
2. Результаты, демонстрирующие, что площадь лазерного пятна является самостоятельным управляющим параметром для варьирования соотношения кинетической энергии осаждаемых частиц и их потока и целенаправленного изменения морфологии плёнки от островковой к сплошной.
3. Механизм формирования сверхтонких плёнок золота при наносекундном лазерном осаждении, основанный на определяющей роли соотношения кинетической энергии осаждаемых частиц и их потока, которое формируется на стадии газодинамического разлёта факела.
4. Условия получения проводящих сверхтонких пленок золота методом наносекундного лазерного осаждения при комнатной температуре без использования смачивающих слоев.

Личный вклад соискателя. Постановка задач диссертационного исследования осуществлялась совместно с научным руководителем д.ф.-м.н. Старинским С.В. и научным консультантом д.ф.-м.н. Морозовым А.А. Экспериментальные данные, использованные в работе, получены соискателем лично либо при его непосредственном участии. Автор принимал участие в разработке и последующей модификации экспериментальных стендов. Газодинамическое моделирование разлёта продуктов абляции в условиях лазерного испарения выполнялось соискателем как самостоятельно, так и совместно с д.ф.-м.н. Морозовым А.А.

Апробация работы. Основные результаты, полученные в ходе выполнения диссертационной работы, были представлены и апробированы на международных и всероссийских научных конференциях: Международная конференция по актуальным проблемам физики и технологии полупроводниковых наноструктур (Новосибирск, 2024); 15-ая Международная научно-практическая конференция по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники «Мокеровские чтения» (Москва, 2024); XXVII Международная научно-техническая конференция по фотоэлектронике и приборам ночного видения (Москва, 2024); Всероссийская конференция с международным участием «XL Сибирский теплофизический семинар» (Новосибирск, 2024); XVI Российская конференция по физике

полупроводников (Санкт-Петербург, 2024); The first Siberian-Attica International Workshop on Laser Processing for Thermophysical Applications (Novosibirsk-Athens, 2024); XI International Scientific Conference «Actual Problems of Solid State Physics» (Minsk, Belarus, 2025); Российская конференция и школа молодых ученых по актуальным проблемам полупроводниковой фотоэлектроники «ФОТОНИКА-2025» (Новосибирск, 2025); X Всероссийская научная конференция «Теплофизика и физическая гидродинамика» (Сочи, 2025); Всероссийская конференция «XLI Сибирский теплофизический семинар» (Новосибирск, 2025); Второй семинар по неравновесным течениям, посвященный 80-летию со дня рождения М.С. Иванова (Новосибирск, 2025); Третья Всероссийская научная конференция «Модели и методы динамики разреженных газов» (Москва, 2025).

Публикации. По теме диссертации опубликовано 4 статьи в печатных изданиях, входящих в перечень ведущих рецензируемых научных журналов и изданий, рекомендованных ВАК, и получен 1 патент. 2 публикация первого уровня и 2 публикация второго уровня по данным Российского центра научной информации.

Объем и структура диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, списка сокращений и списка литературы. Работа изложена на 129 страницах машинописного текста, включая 32 рисунка, 2 таблицы, библиографического списка из 268 наименований работ.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность работы, определена цель и поставлены задачи исследований, сформулированы научная новизна и практическая значимость работы, представлены основные положения, выносимые на защиту.

Первая глава диссертации посвящена современному состоянию дел в исследуемой области и включает три раздела. В *первом* разделе рассматриваются физические методы осаждения тонких плёнок из газовой фазы, их классификация и основные области применения. *Второй* раздел посвящён физическим основам наносекундного лазерного осаждения, включая процессы лазерной абляции, газодинамического разлёта продуктов абляции и особенности роста плёнки на подложке. В *заключительном* разделе обозначены нерешённые вопросы, на основе которых сформулированы цель и задачи исследования.

Во второй главе представлены экспериментальные подходы, используемые в исследовании, и методы численного моделирования. В *первом* разделе рассматриваются экспериментальные стенды, использованные в работе: две вакуумные камеры, предназначенные для лазерного осаждения плёнок в различных газовых средах и при разных температурах. Осаждение проводилось как в атмосфере аргона и кислорода при давлении 10 – 100 Па,

так и в условиях среднего и высокого вакуума (0,01 – 2 Па). Выбор газовой среды позволял управлять газодинамическими режимами разлёта лазерного факела и, как следствие, энергетическими и потоковыми характеристиками частиц, достигающих поверхности подложки. В качестве мишеней использовались материалы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (YBCO) и золото, подвергавшиеся абляции Nd:YAG-лазером с длинами волн 1064 и 532 нм и длительностью импульса ~10 нс. Расстояние между мишенью и подложкой в зависимости от конфигурации установки составляло 20–35 мм. Эффективная площадь лазерного пятна изменялась в диапазоне 0,04–0,4 мм². Средняя плотность энергии лазерного излучения изменялась в пределах 4–7 Дж/см², что соответствует оптимальным условиям осаждения этих материалов (А.В. Булгаков, дисс. д.ф.-м.н. 01.04.14, Новосибирск, 2004; С.В. Старинский, дисс. д.ф.-м.н. 01.04.14, Новосибирск, 2022).

Во *втором* разделе описаны методики анализа и измерения характеристик плёнок и макетов устройств на их основе. Для структурного и морфологического анализа использовались просвечивающая электронная микроскопия (ПЭМ), сканирующая электронная микроскопия (СЭМ), атомно-силовая микроскопия (АСМ), кельвин-зондовая силовая микроскопия, энергодисперсионная рентгеновская спектроскопия, рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия и спектрофотометрия. Электрофизические свойства исследовались методом регистрации вольт-амперных характеристик (ВАХ) и четырёхзондовых измерений поверхностного сопротивления по методу Ван дер Пау. Толщина плёнок определялась двумя *ex situ* методами: (1) по спектрам пропускания в дальнем ультрафиолетовом диапазоне (С.В. Старинский, дисс. д.ф.-м.н. 01.04.14, Новосибирск, 2022) и (2) методом частичного удаления плёнки при помощи АСМ с последующим анализом профиля границы.

Третий раздел посвящен описанию методик изготовления макетов полупрозрачных и прозрачных нагревательных элементов на основе тонких и сверхтонких плёнок золота, сформированных методом наносекундного лазерного осаждения. Приведены особенности формирования электрических контактов и методика измерения температурных и ВАХ нагревательных элементов.

В *четвертом* разделе рассмотрены подходы к определению электрооптического критерия качества (Figure of Merit), используемого для комплексной оценки оптических и электрических свойств тонких плёнок. Приведены основные определения и обсуждены особенности применения различных форм электрооптического критерия качества при анализе прозрачных проводящих структур.

В *пятом* разделе приводится методика изготовления макета датчика теплового потока на основе тонких плёнок YBCO, полученных методом наносекундного лазерного осаждения. Рассмотрены особенности формирования чувствительного элемента датчика и электрических контактов, а также нанесения поглощающего слоя.

Шестой раздел посвящён численному моделированию динамики разлёта продуктов лазерной абляции. Газодинамические процессы исследовались на основе прямого статистического моделирования методом Монте-Карло с использованием программы LasInEx (Laser-Induced Expansion), разработанной в ИТ СО РАН А.А. Морозовым. Моделирование выполнялось в осесимметричной постановке с применением модели твёрдых сфер без учёта внутренних степеней свободы. Ионизационные и химические процессы в рамках расчётов не рассматривались. В модели задавалась эффективная температура поверхности испарения с учетом нагрева факела ввиду поглощения лазерного излучения (С.В. Старинский, дисс. д.ф.-м.н. 01.04.14, Новосибирск, 2022). Это обеспечивает корректное воспроизведение времяпролетных распределений частиц при абляции золота в вакууме (А. Morozov, J. Phys. D, 2021).

Третья глава посвящена результатам экспериментального исследования процесса осаждения в вакууме тонких и сверхтонких золотых плёнок из газовой фазы. В *первом* разделе представлены результаты осаждения тонких плёнок золота (толщина 15-30 нм). Показано, что при уменьшении толщины плёнки наблюдается увеличение коэффициента пропускания электромагнитного излучения (рис. 3.1а) и рост электрического сопротивления (рис. 3.1б). При этом в спектрах пропускания отсутствует локальный минимум в оранжевой области видимого диапазона (длина волны 600 нм), что указывает на формирование сплошной золотой плёнки (А. Kossov, Adv. Opt. Mater., 2015). На основе плёнки золота толщиной 15 нм был разработан макет полупрозрачного нагревателя.

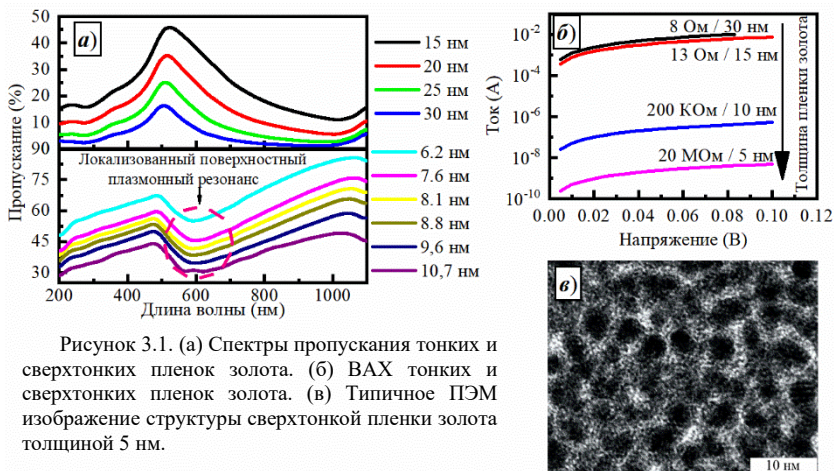


Рисунок 3.1. (а) Спектры пропускания тонких и сверхтонких пленок золота. (б) ВАХ тонких и сверхтонких пленок золота. (в) Типичное ПЭМ изображение структуры сверхтонкой пленки золота толщиной 5 нм.

Во *втором* разделе представлены результаты осаждения в вакууме сверхтонких плёнок золота (толщина 5-10 нм). На рис. 3.1а показано, что при толщине 10 нм и менее в спектрах появляется локальный минимум

пропускания в оранжевой области видимого диапазона (длина волны 600 нм), что свидетельствует о формировании островковой структуры (A. Kossoy, *Adv. Opt. Mater.*, 2015). Такие плёнки не проявляют проводящих свойств, что подтверждается ВАХ (рис. 3.1б): сопротивление превышает 200 кОм. Типичное изображение морфологии плёнки золота толщиной 5 нм приведено на рис. 3.1в. Видно островковую структуру пленки с разрывами между островками, что обуславливает высокое значение сопротивления.

В *третьем* разделе подробно рассмотрены физические процессы, препятствующие формированию сплошных проводящих плёнок золота на кварцевых и кремниевых подложках. Показано, что общие закономерности роста тонких плёнок могут быть качественно описаны в рамках термодинамического подхода, основанного на анализе поверхностных энергий. В зависимости от их соотношения реализуются три основных механизма роста: послойный рост по механизму Франка–ван дер Мерве, островковый рост по механизму Вольмера–Вебера и послойно-островковый рост по механизму Странского–Крастанова.

Поскольку золото характеризуется высокой поверхностной энергией относительно кварцевых и кремниевых подложек, то при осаждении реализуется островковый механизм роста Вольмера–Вебера. Это приводит к формированию разрозненных островков на начальных стадиях осаждения, что согласуется с экспериментально наблюдаемой морфологией плёнок.

Четвёртая глава посвящена импульсному лазерному осаждению сверхтонких пленок золота в атмосфере фонового газа. В *первом* разделе представлены параметры сверхтонких пленок золота, осаждённых на кварцевые и кремниевые подложки методом наносекундного лазерного осаждения в атмосфере разреженного кислорода (давление 10 Па) при комнатной температуре. СЭМ-изображения морфологии поверхности полученных пленок (рис. 4.1а) хорошо согласуются с литературными данными, в которых аналогичные сверхтонкие пленки создавались с использованием смачивающих слоёв или криогенного охлаждения.

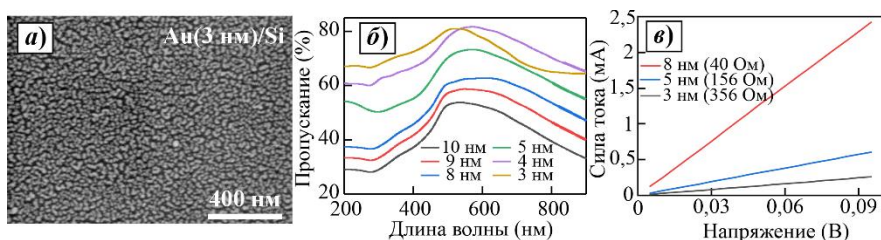


Рисунок 4.1. (а) Типичное СЭМ изображение сверхтонко пленки золота толщиной 3 нм, полученной методом наносекундного лазерного осаждения в разреженном кислороде (10 Па) при комнатной температуре без использования смачивающих подслоев. (б) и (в) Сравнение спектров пропускания и ВАХ сверхтонких пленок золота разной толщины.

Проводящие свойства пленок подтверждаются отсутствием провала пропускания в красной области видимого спектра (рис. 4.1б), характерного для

непроводящих островковых структур и обусловленного эффектом плазмонного резонансного поглощения (А. Kossov, *Adv. Opt. Mater.*, 2015), а также результатами ВАХ (рис. 4.16). Несмотря на наличие слабовыраженного минимума пропускания у плёнок толщиной 3 нм, обусловленного их малой толщиной, такие плёнки сохраняют электрическую проводимость, что подтверждается ВАХ.

Показано, что характеристики полученных плёнок сопоставимы с параметрами плёнок, сформированных другими методами осаждения при использовании смачивающих слоёв или при криогенных температурах. В то же время они превосходят характеристики плёнок, полученных другими методами при комнатной температуре без смачивающих слоёв и криогенного охлаждения.

Второй раздел демонстрирует что использование наносекундного лазерного осаждения в атмосфере кислорода при давлении 10 Па позволяет решить задачу функционализации поверхности высокотемпературного сверхпроводника YBCO для получения надежного проводящего контакта. Показано, что стандартные методы пайки не обеспечивают смачивания поверхности YBCO — расплав припоя собирается в каплю, не образуя надёжного контакта. Однако наносекундное лазерное осаждение плёнок золота обеспечивает формирование смачивающего слоя, прочного и устойчивого при последующих технологических воздействиях. На основе полученного композита YBCO–Au реализован макет датчика теплового потока с высокой чувствительностью.

В третьем разделе приводятся результаты, указывающие на неполноту химической модели снижения порога перколяции сверхтонких золотых плёнок в атмосфере кислорода. Согласно этой модели, присутствие кислорода приводит к модификации поверхности растущих золотых наноструктур: атомарный кислород может адсорбироваться на поверхности кластеров или на интерфейсе металл–оксид, снижая поверхностную энергию золота. Это улучшает смачивание подложки и способствует более раннему переходу от островкового роста к формированию сплошной плёнки. Однако полученные результаты показывают, что такой подход не полностью описывает наблюдаемое поведение и требует учёта *кинетических и газодинамических* факторов переноса частиц.

Показано, что морфология плёнок, осаждённых методом наносекундного лазерного осаждения на кварцевые и кремниевые подложки при одинаковых параметрах процесса, практически идентична. В рамках химической модели снижения порога перколяции ожидается, что высокая химическая активность кремния по отношению к кислороду приведёт к его частичному окислению, снижению доступности кислорода для взаимодействия с золотом и, как следствие, к изменению смачиваемости и морфологии плёнки по сравнению с кварцевой подложкой. Однако экспериментально установлено, что плёнки одинаковой толщины, сформированные на кварце и кремнии, обладают схожей морфологией. Это свидетельствует о том, что взаимодействие

фонового кислорода с подложкой не оказывает определяющего влияния на механизм роста сверхтонких золотых плёнок в рассматриваемых условиях осаждения.

Установлена немонотонная зависимость морфологии сверхтонких золотых плёнок от давления фонового кислорода. Показано, что при осаждении в вакууме формируется островковая структура (рис. 3.1в). При введении кислорода с давлением 10 Па в камеру — квазинепрерывная проводящая плёнка (рис. 4.1а), тогда как дальнейшее увеличение давления приводит к повторному переходу к островковой морфологии и потере проводимости (рис. 4.2а). Таким образом, выявлен узкий оптимальный диапазон давлений кислорода, обеспечивающий формирование сплошных структур, что *противоречит* литературным данным о монотонном снижении поверхностной энергии золота с ростом концентрации кислорода (*E. Jeong, Acta Mater., 2021*).

Кроме того, показана возможность формирования проводящих сверхтонких плёнок золота в инертной газовой среде. Плёнки золота толщиной ~3 нм, осаждённые в атмосфере аргона при давлении 10 Па, обладают электрической проводимостью (рис. 4.2б), несмотря на отсутствие химически активного фонового газа. При этом морфология плёнок, осаждённых в атмосферах кислорода и аргона при близких давлениях, оказывается идентичной.

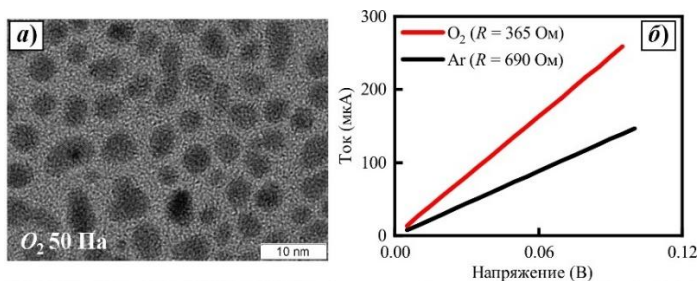


Рисунок 4.2. (а) Типичное ПЭМ изображение 5-нм пленки золота, полученной наносекундным лазерным осаждением при 50 Па O₂. (б) ВАХ сверхтонких золотых плёнок, осаждённых в кислороде и аргоне при давлении 10 Па. Толщина плёнок составила 3,5 нм (O₂) и 3,2 нм (Ar).

Совокупность представленных результатов свидетельствует о том, что формирование сплошных сверхтонких плёнок золота при наносекундном лазерном осаждении определяется прежде всего *газодинамическими условиями* переноса и осаждения частиц, а не химическими эффектами.

Четвёртый раздел посвящён механизму наносекундного лазерного осаждения сверхтонких плёнок золота. На начальных этапах формируются изолированные островки в результате столкновений мигрирующих адатомов золота (*С. Старинский, ПЖТФ, 2016*). Дальнейшее осаждение приводит к тому, что поверхность заполняется растущими островками, которые начинают соприкасаться (рис. 4.3а). Два соприкасающихся островка начинают сливаться в один более крупный, что снижает энергию системы (*P. Müller, Surf. Sci.,*

2000). Образование одного большого островка из двух маленьких является основным препятствием для формирования тонкой сплошной плёнки. Однако если один из сливающихся островков в процессе объединения касается третьего, не участвующего в слиянии, то слияние прекращается (*G. Jeffers, J. Appl. Phys., 1994*). В этом случае формируется вытянутая структура из нескольких островков (рис. 4.3б), частично сохранивших свою форму. В противном случае возникает один крупный островок (рис. 4.3в). Дальнейшее осаждение материала на поверхность приводит либо к формированию сложной сети цепочек островков со случайной ориентацией (рис. 4.3з), обеспечивающей электропроводимость при толщине плёнки, равной порогу перколяции (*J. Warrender, Phys. Rev. B, 2007*), либо к плёнке с островковой морфологией (рис. 4.3д).

Конкуренция указанных сценариев определяется кинетикой процессов коалесценции и разрастания островков. Время, необходимое для коалесценции двух островков (τ_{coal}), зависит от их радиуса R и коэффициента диффузии адатомов D_s как $\tau_{\text{coal}} \sim R^4/D_s$. Время разрастания третьего, не участвующего в слиянии, островка до столкновения (τ_{spr}) зависит от R и потока атомов J , поступающих на поверхность, как $\tau_{\text{spr}} \sim R/J$ (*G. Jeffers, J. Appl. Phys., 1994*). Если $\tau_{\text{coal}} < \tau_{\text{spr}}$, формируется островковая плёнка (изолятор) (рис. 4.3в,д); если $\tau_{\text{coal}} > \tau_{\text{spr}}$, — сеть частично слипшихся островков (проводник) (рис. 4.3б,г). Переход от изолятора к проводнику наблюдается при равенстве $\tau_{\text{coal}} = \tau_{\text{spr}}$, что определяет критический размер островка R_c , задающий порог перколяции. Если в процессе осаждения не достигается условие $R > R_c$, плёнка остаётся изолирующей; при выполнении этого условия формируется проводящая структура.

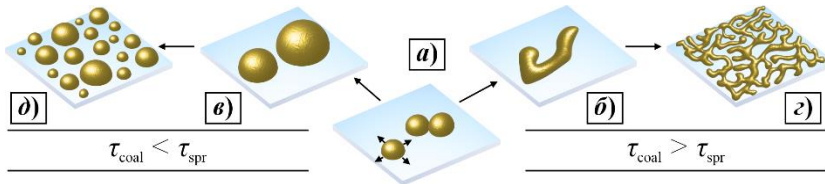


Рисунок 4.3. Схематическое изображение процесса осаждения сверхтонкой пленки золота методом наносекундного лазерного осаждения. (а) Момент касания соседних островков. (б) Формирование вытянутой «червеобразной» структуры. (в) Формирование большого островка. (з) Формирование пленки, состоящей из сети цепочек островков со случайными направлениями. (д) Формирование островковой пленки.

Порог перколяции напрямую определяется критическим радиусом зародыша R_c , который можно выразить как $R_c \sim (D_s/J)^{1/3}$ (*G. Jeffers, J. Appl. Phys., 1994*). В условиях наносекундного лазерного осаждения коэффициент поверхностной диффузии D_s в значительной степени определяется кинетической энергией атомов золота E_k , достигающих поверхности подложки (*W.R. Burger, J. Appl. Phys., 1987*). Тогда выражение для R_c может быть записано в виде

$$R_c \sim (E_k/J)^{1/3}. \quad (1)$$

Таким образом, снижение порога перколяции обусловлено не химическим воздействием фонового газа, а газодинамикой разлета лазерного факела, определяющей кинетическую энергию и поток частиц. Именно эти условия задают морфологию и электрофизические свойства формирующихся сверхтонких плёнок.

Пятая глава посвящена исследованию газодинамики разлета лазерного факела. Для описания нестационарного неравновесного течения многокомпонентной разреженной газовой среды используется метод прямого статистического моделирования (ПСМ) Монте-Карло, позволяющий корректно учитывать взаимодействие испарённого материала с фоновым газом в переходных режимах течения.

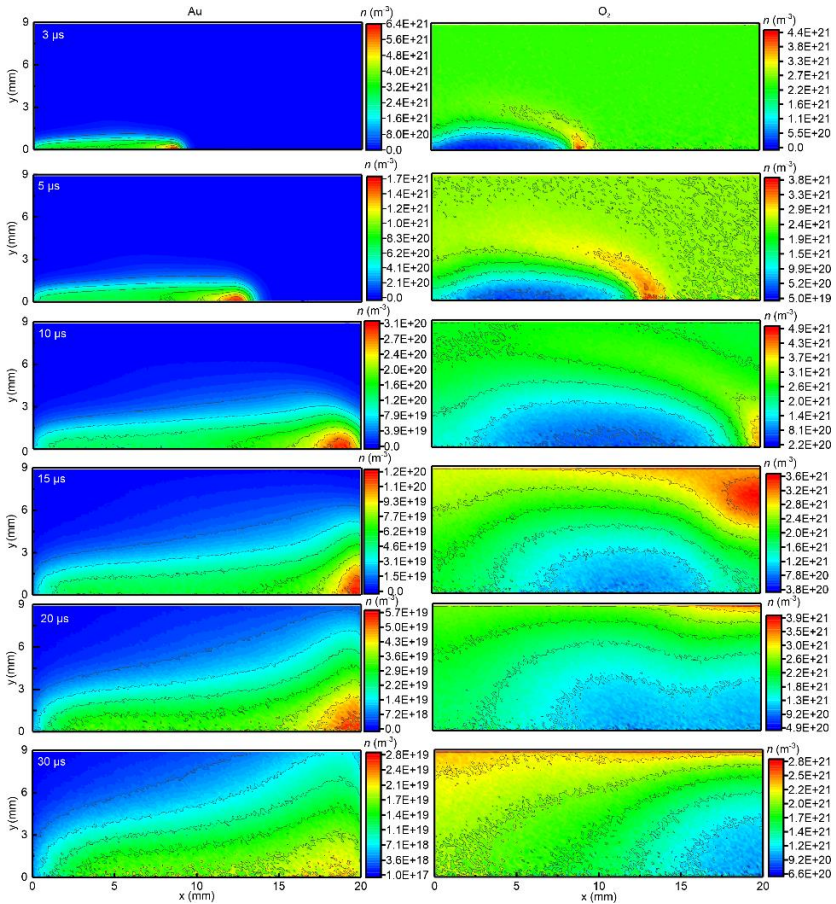


Рисунок 5.1. Типичные поля концентрации испаренного золота (Au, слева) и фонового кислорода (O₂, справа), рассчитанные методом ПСМ в моменты времени $t = 3, 5, 10, 15, 20, 30$ мкс.

На рис. 5.1 приведены типичные двумерные распределения числовой плотности n испарённого золота (Au) и фонового кислорода (O_2) для радиуса пятна испарения $r = 0,15$ мм, иллюстрирующие характер пространственного расширения факела. Расстояние между мишенью и подложкой – 20 мм. На начальной стадии расширения факела (до ~ 3 мкс) фоновый газ вытесняется от поверхности испарения на расстояние до 10 мм. На этом этапе влияние фонового газа на факел испарённого материала минимально, что позволяет факелу существенно вытягиваться в направлении от мишени — аналогично поведению факела в вакууме (А. Morozov, *Comput. Math. Math. Phys.*, 2023) — при постепенном замедлении его фронта. В фоновом газе формируется отчётливо наблюдаемая затухающая ударная волна, которая достигает подложки примерно через 10 мкс. Начиная с этого момента, испарённые частицы начинают осаждаться на подложке, что приводит к уменьшению плотности факела.

Следует отметить, что после некоторого характерного времени (порядка 3 мкс) числовая плотность испарённых атомов становится ниже плотности фонового газа. Несмотря на это, атомы золота продолжают направленное движение к подложке за счёт большей массы и более высокой скорости. Это указывает на то, что лазерный факел проникает и распространяется внутри кислородной атмосферы без образования чёткой границы между испарённым веществом и слоем ударно-сжатого газа.

В первом разделе описано влияние условий наносекундного лазерного осаждения на отношение кинетической энергии к потоку. На рисунке 5.2 представлены результаты прямого статистического моделирования Монте-Карло динамики разлёта лазерного факела в условиях осаждения сверхтонких плёнок золота при расстоянии мишень–подложка 20 мм. В качестве фонового газа использовался кислород, радиус пятна испарения 0,15 мм. На основе анализа временных зависимостей кинетической энергии (рис. 5.2а), среднего числа столкновений атомов золота с молекулами кислорода (рис. 5.2б) и потока (рис. 5.2в) выявлены характерные режимы разлёта лазерного факела.

При низких давлениях фонового газа (0,1–1 Па) перенос частиц осуществляется в режиме свободного разлёта. Среднее число столкновений не превышает единиц, вследствие чего значительная часть атомов золота сохраняет высокую кинетическую энергию (более 10 эВ) и достигает подложки на ранней стадии разлёта в виде короткого импульса потока. В диапазоне промежуточных давлений (3–30 Па) реализуется переходный режим переноса частиц, характеризующийся десятками столкновений атомов золота с фоновым газом и эффективным снижением их кинетической энергии за счёт обмена импульсом. Формируется ударная волна со сжатым слоем фонового газа перед контактной поверхностью факела, при этом контактная поверхность достигает подложки. Поток атомов золота становится более растянутым во времени, а его максимум смещается к большим временам.

При высоких давлениях (50–100 Па) перенос частиц носит столкновительный диффузионный характер. Число столкновений достигает

сотен и тысяч, что приводит к многократному рассеянию и термализации атомов золота. Их кинетическая энергия приближается к тепловой и не опускается ниже $\sim 0,06$ эВ. В этом режиме контактная поверхность факела останавливается на некотором расстоянии от подложки, а поток атомов формируется за счёт диффузионного выхода частиц из объёма факела и характеризуется значительной временной задержкой.

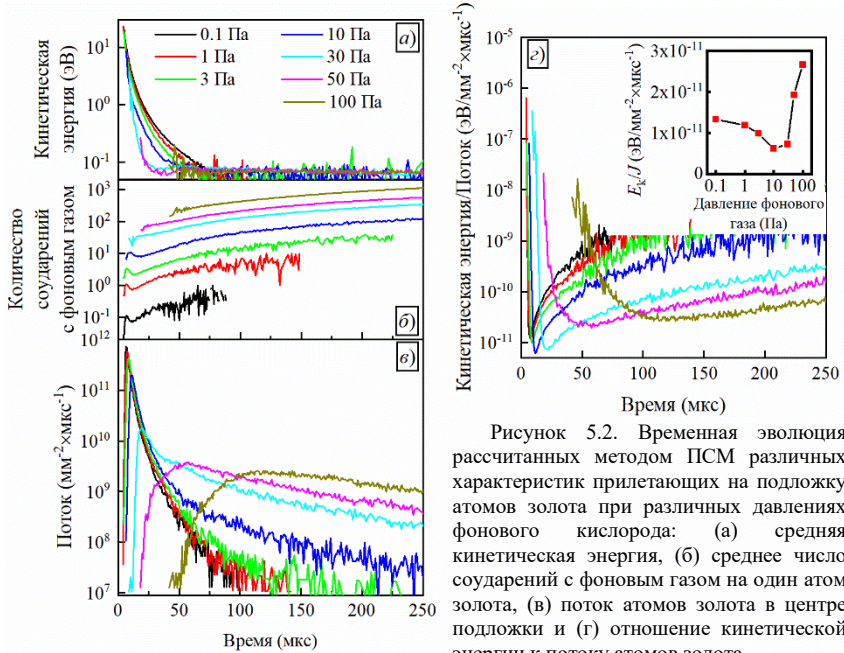


Рисунок 5.2. Временная эволюция рассчитанных методом ПСМ различных характеристик прилетающих на подложку атомов золота при различных давлениях фоновый кислорода: (а) средняя кинетическая энергия, (б) среднее число соударений с фоновым газом на один атом золота, (в) поток атомов золота в центре подложки и (г) отношение кинетической энергии к потоку атомов золота.

Анализ временной зависимости отношения средней кинетической энергии атомов золота к их потоку (E_k/J), показывает наличие локального минимума (рис. 5.2г). На начальной стадии разлёта факела на подложку прилетают преимущественно высокоэнергетичные атомы при малом потоке, что приводит к большим значениям E_k/J . По мере развития разлёта и вовлечения в перенос частиц из центральной области факела поток атомов золота возрастает, что сопровождается снижением E_k/J и формированием его локального минимума. Именно значения E_k/J , соответствующие данному временному интервалу газодинамического разлёта, определяют условия роста плёнки (см. выражение (1)). На поздних стадиях разлёта при частичной термализации частиц и переходе к диффузионному режиму переноса поток материала на подложку уменьшается, что вновь приводит к росту отношения E_k/J .

Зависимость E_k/J от давления фоновый газа носит выражено немонотонный характер (см. вставку на рис. 5.2г). Минимальные значения отношения энергии к потоку реализуются при давлениях порядка 10 Па, что

соответствует переходному режиму переноса и согласуется с экспериментально наблюдаемыми условиями формирования сплошных сверхтонких проводящих плёнок золота. При свободном и диффузионном режимах разлёта отношение энергии к потоку возрастает вследствие, соответственно, поступления высокоэнергетичных частиц при малом потоке и уменьшения потока материала при квазитепловых энергиях атомов.

Временные зависимости средней кинетической энергии атомов золота (рис. 5.3а), числа столкновений с фоновым газом (рис. 5.3б), потока частиц (рис. 5.3в) и отношения энергии к потоку (рис. 5.3г) в кислороде и аргоне имеют одинаковый характер и отличаются преимущественно количественно. Минимальное значение отношения E_k/J в кислороде оказывается ниже, чем в аргоне, что приводит к снижению порога перколяции (см. выражение (1)) и лучшим проводящим свойствам пленки (145 Ом/□ для O₂ и 1513 Ом/□ для Ar).

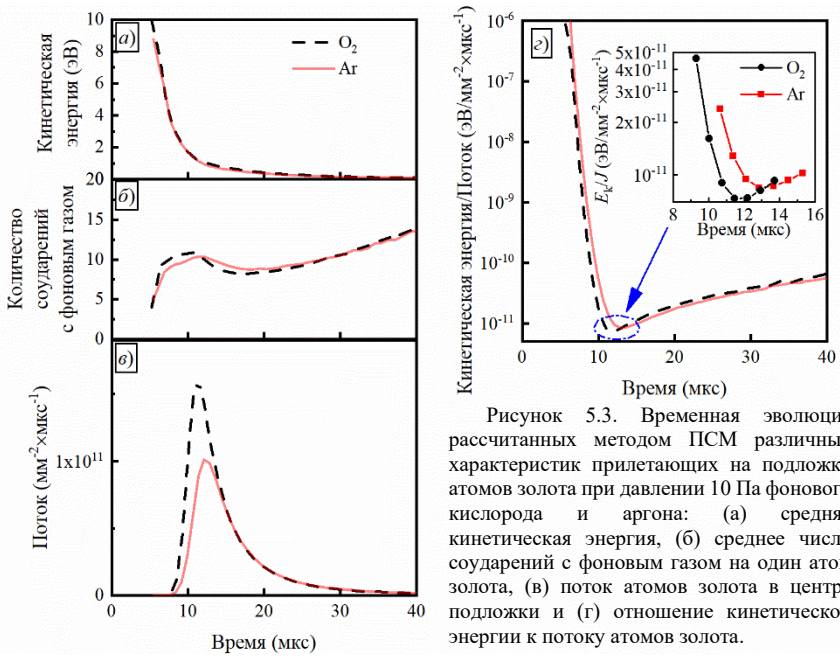


Рисунок 5.3. Временная эволюция рассчитанных методом ПСМ различных характеристик прилетающих на подложку атомов золота при давлении 10 Па фонового кислорода и аргона: (а) средняя кинетическая энергия, (б) среднее число соударений с фоновым газом на один атом золота, (в) поток атомов золота в центре подложки и (г) отношение кинетической энергии к потоку атомов золота.

Стоит отметить, что меньшее значение отношения E_k/J в кислороде вызвано большим потоком атомов золота по сравнению с аргонem. Такое поведение потока связано с особенностями упругого столкновительного переноса в рамках модели твёрдых сфер, используемой в методе прямого статистического моделирования Монте-Карло. В рамках модели твёрдых сфер рассеяние при упругом столкновении определяется законами сохранения энергии и импульса. При рассеянии тяжелых частиц с массой M в легком фоновом газе с массой частиц $m \ll M$ характерный угол отклонения в радианах за одно столкновение θ можно оценить как $\theta \sim \arcsin(m/M) \sim m/M$.

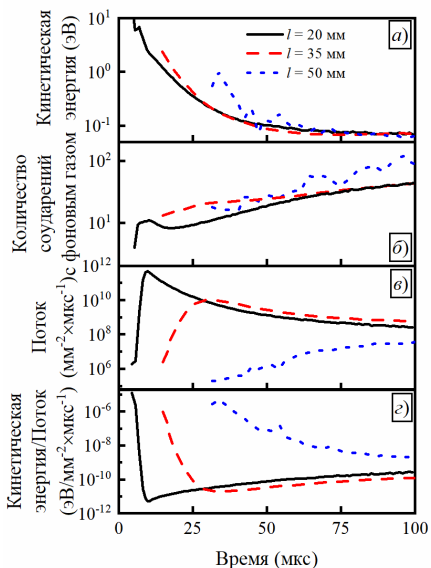


Рисунок 5.4. Временная эволюция рассчитанных методом ПСМ различных характеристик прилетающих на подложку частиц продуктов абляции при давлении фонового кислорода 10 Па и расстояниях мишень–подложка $l = 20, 35$ и 50 мм: (а) средняя кинетическая энергия, (б) среднее число соударений, (в) поток атомов золота в центре подложки и (г) отношение кинетической энергии к потоку атомов золота.

изменения наблюдаются в потоке частиц на подложку (рис. 5.4в), который уменьшается значительно быстрее, чем кинетическая энергия атомов. Это связано с увеличением углового рассеяния и ростом доли частиц, не достигающих подложки вследствие многократных столкновений и диффузионного расширения факела.

В результате отношение кинетической энергии к потоку E_k/J монотонно возрастает с увеличением расстояния мишень–подложка (рис. 5.4г). Минимальные значения E_k/J реализуются при расстоянии 20 мм за счёт высокого потока частиц при умеренной кинетической энергии, что создаёт условия для снижения порога перколяции (см. выражение (1)) и формирования сплошных проводящих сверхтонких плёнок золота. Увеличение расстояния мишень–подложка, напротив, приводит к росту E_k/J и повышению порога перколяции.

Результаты показывают, что давление и элементный состав фонового газа, а также расстояние мишень–подложка оказывают существенное влияние на кинетическую энергию и поток частиц, достигающих подложки при

Таким образом, на уровне одного столкновения характерный масштаб углового рассеяния атомов золота в аргоне примерно на 25% превышает соответствующее значение в кислороде. При многократном рассеянии это значение увеличивается, что и приводит к разнице в 1,5–2 раза в области максимального потока (см. рис. 5.3в).

Показано, что расстояние между мишенью и подложкой является важным геометрическим параметром, определяющим газодинамический режим разлёта продуктов лазерной абляции и условия переноса частиц к поверхности осаждения. На основе прямого статистического моделирования Монте-Карло для расстояний 20, 35 и 50 мм установлено, что увеличение расстояния мишень–подложка приводит к снижению средней кинетической энергии атомов золота (рис. 5.4а) и росту суммарного числа столкновений с фоновым газом (рис. 5.4б).

При этом наиболее существенные изменения наблюдаются в потоке частиц на подложку (рис. 5.4в), который уменьшается значительно быстрее, чем кинетическая энергия атомов. Это связано с увеличением углового рассеяния и ростом доли частиц, не достигающих подложки вследствие многократных столкновений и диффузионного расширения факела.

наносекундном лазерном осаждении. Эти параметры определяют отношение E_k/J , которое, в свою очередь, контролирует морфологию и электропроводящие свойства сверхтонких плёнок золота.

Во *втором* разделе приводится качественная интерпретация полученных результатов в рамках газодинамической модели разлёта лазерного факела, основанной на концепции ударных волн. На начальной стадии после лазерной абляции формируется высокоэнергетическое облако продуктов испарения, которое расширяется в фоновый газ в сверхзвуковом режиме с образованием внешней ударной волны и контактной поверхности. В рамках тонкослойной газодинамической модели Предтеченского–Майорова (*M. R. Predtechensky, Appl. Supercond., 1993*) и приближения сильного взрыва показано, что характерная кинетическая энергия частиц, достигающих подложки, зависит от энергии лазерного импульса E_0 , плотности фонового газа ρ_g и расстояния между мишенью и подложкой L , как $E_k \sim E_0/(\rho_g \cdot L^3)$. При этом поток частиц, достигающих подложки, определяется как $J_{\text{подложка}} \sim \chi(\gamma) \rho_g^{1/2} E_0^{1/2} L^{-7/2}$, где $\chi(\gamma) = (\gamma+1)/(\gamma-1)$, а γ — показатель адиабаты фонового газа. Из этих соотношений следует оценка для отношения кинетической энергии к потоку частиц, имеющая вид $E_k/J_{\text{подложка}} \sim (E_0 \cdot L)^{1/2} / (\rho_g^{3/2} \cdot \chi(\gamma))$. Из неё следует, что увеличение расстояния мишень–подложка приводит к росту параметра E_k/J и, как следствие, к увеличению порога перколяции (см. выражение (1)). Этот результат согласуется с данными прямого статистического моделирования Монте-Карло и экспериментальными наблюдениями. Полученная оценка для отношения E_k/J в кислороде и аргоне также хорошо согласуется с результатами прямого статистического моделирования Монте-Карло.

В то же время установлено, что в рамках используемых приближений не удастся описать немонотонную зависимость отношения E_k/J от давления фонового газа. При повышенных давлениях автотельный режим разлёта нарушается, подложка оказывается за пределами области применимости газодинамического приближения, а перенос частиц приобретает столкновительно-диффузионный характер. В этом режиме определяющую роль играют кинетические процессы многократных столкновений и частичной термализации частиц, что требует использования методов прямого статистического моделирования Монте-Карло.

В *третьей* разделе изучается влияние размера лазерного пятна на газодинамику разлета факела и свойства пленок. Изменение площадь эффективного пятна лазерного излучения $S_{\text{эф}}$ в первую очередь приводит к изменению количества испаряемого за импульс вещества, что непосредственно влияет на поток атомов, достигающих подложки. Вместе с тем, в рамках ударно-волновой модели Предтеченского–Майорова (*M. R. Predtechensky, Appl. Supercond., 1993*), увеличение массы испарённого вещества сопровождается ростом скорости ударной волны, что, в свою очередь, может приводить к увеличению кинетической энергии частиц, осаждающихся на подложке.

Для выяснения того, каким образом изменение площади эффективного пятна влияет на газодинамику разлёта факела и параметры частиц, достигающих подложки, было выполнено прямое статистическое моделирование методом Монте-Карло для радиуса пятна $r = 0,1 - 0,2$ мм. Из рис. 5.5 видно, что при уменьшении радиуса пятна наблюдается снижение потока атомов золота (рис. 5.5а) и увеличение времени прихода лазерного

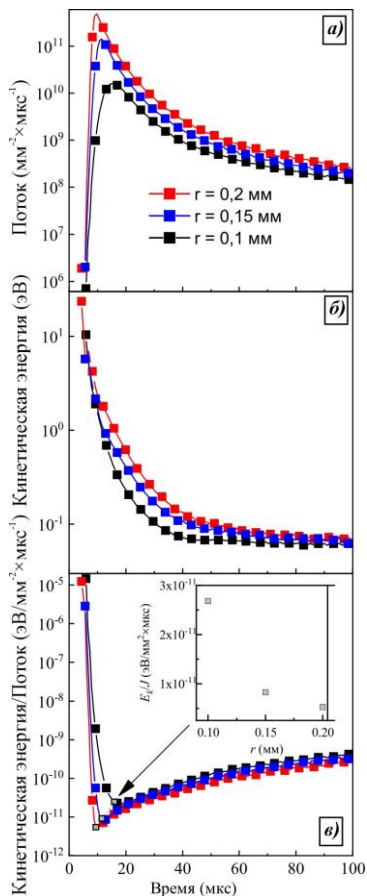


Рисунок 5.5. Временная эволюция рассчитанных методом ПСМ различных характеристик прилетающих на подложку атомов золота при радиусе пятна испарения $r = 0,1$ мм, $0,15$ мм, $0,2$ мм: (а) средняя кинетическая энергия, (б) поток атомов золота в центре подложки и (в) отношение кинетической энергии к потоку атомов золота.

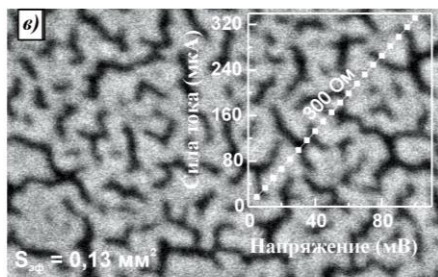
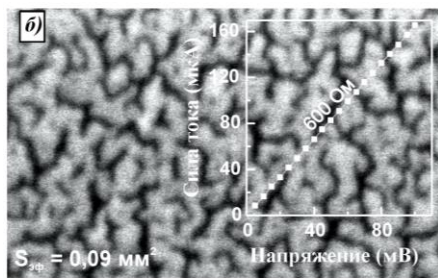
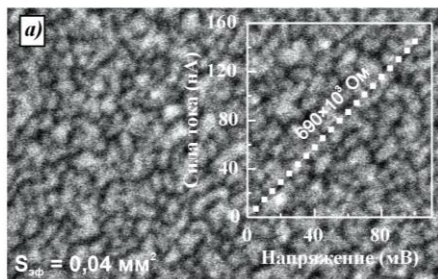


Рисунок 5.6. СЭМ-изображения поверхностей сверхтонких плёнок золота для эффективной площади лазерного пятна $S_{эф} = 0,04$ мм² (а), $0,09$ мм² (б), $0,13$ мм² (в). На вставках приведены ВАХ плёнок.

факела на подложку, сопровождающееся уменьшением средней кинетической энергии частиц (рис. 5.5б).

Снижение E_k при малых радиусах пятна связано с усилением потерь энергии в результате столкновений с фоновым газом. При меньшей $S_{\text{эф}}$ лазерный факел обладает меньшей полной энергией и импульсом, что приводит к замедлению его расширения, увеличению времени пролёта частиц до подложки и росту числа столкновений с молекулами фонового газа. Это приводит к более эффективному торможению частиц и уменьшению их кинетической энергии к моменту осаждения, что воспроизводится в рамках прямого статистического моделирования Монте-Карло и согласуется с ударно-волновой моделью расширения лазерного факела.

Отношение кинетической энергии к потоку E_k/J монотонно уменьшается с увеличением радиуса лазерного пятна как в процессе осаждения, так и в момент достижения максимального потока частиц на подложке (рис. 5.5в). Согласно предложенной модели роста сверхтонких плёнок золота, уменьшение параметра E_k/J при увеличении $S_{\text{эф}}$ должно приводить к снижению порога перколяции (см. выражение (1)) и, как следствие, оказывать влияние на морфологию и функциональные свойства формируемых плёнок золота. Действительно, экспериментальные результаты, представленные на рис. 5.6, показали переход от островковой морфологии с низкой электропроводностью (рис. 5.5а) к квазинепрерывной проводящей пленки (рис. 5.5б и 5.5в).

Важно подчеркнуть, что представленный анализ, основанный на газодинамическом расширении лазерно-индуцированного факела и отношении E_k/J , предлагает новый взгляд на влияние площади лазерного пятна на рост сверхтонких плёнок. Несмотря на то, что влияние плотности энергии лазерного излучения широко изучено, явная роль площади лазерного пятна как управляющего параметра в наносекундном лазерном осаждении до настоящего времени остаётся в значительной степени недооценённой. Анализ литературных данных показывает, что большинство работ рассматривает плотность энергии лазерного излучения как доминирующий фактор, тогда как исследования влияния размера лазерного пятна в основном сосредоточены на макроскопическом распределении материала на подложке, а не на ранних стадиях роста, наномасштабной морфологии или пороге перколяции.

Основные выводы по диссертации:

- Проведено исследование динамики разлета облака продуктов лазерного испарения на основе прямого статистического моделирования методом Монте-Карло. Показано, что с ростом давления возрастает число столкновений и снижается кинетическая энергия E_k , а поток частиц J трансформируется от короткого импульса к платообразному режиму поступления. Установлено, что зависимость E_k/J от давления имеет немонотонный характер с ярко выраженным минимумом.

- Установлено, что зависимость морфологии сверхтонких золотых плёнок от фонового давления носит немонотонный характер и связана со сменой газодинамических режимов — от режима свободного разлета факела (0,1-1 Па) к диффузионному (50-100 Па), при которых наблюдается островковая морфология осаждаемой пленки, через переходный режим, в котором при давлении 10 Па формируется сплошная проводящая пленка.
- Показано, что площадь лазерного пятна является самостоятельным управляющим параметром наносекундного лазерного осаждения, определяющим соотношение кинетической энергии E_k и потока J осаждаемых частиц. Показано, что увеличение площади приводит к снижению отношения E_k/J , что согласуется с наблюдаемым переходом от островковой морфологии к квазинепрерывной структуре плёнки.
- Предложен механизм формирования сверхтонких плёнок золота при наносекундном лазерном осаждении, в рамках которого порог перколяции плёнок определяется отношением кинетической энергии осаждаемых частиц E_k к их потоку J , которое формируется на стадии газодинамического разлета факела.
- Впервые методом наносекундного лазерного осаждения получены сплошные проводящие плёнки золота толщиной 3 нм при комнатной температуре без применения смачивающих слоев.

Основное содержание диссертации изложено в следующих работах:

1. **Kolosovsky D.A.**, Zalyalov T.M., Ponomarev S.A., Zhivodkov Yu.A., Shukhov Yu.G., Morozov A.A., Starinskiy S.V. Controlling the percolation threshold in adhesion-layer-free room-temperature nanosecond pulsed laser deposition of ultrathin gold films // *Applied Surface Science*. – 2026. – Vol. 719, Article No. – 165049.
2. **Kolosovsky D.A.**, Zalyalov T.M., Ponomarev S.A., Miskiv N.B., Morozov A.A., Shukhov Yu.G., Shevlyagin A.V., Kuchmizhak A.A., Starinskiy S.V. Adhesion layer free room-temperature pulsed laser deposition of ultrathin Au films // *Applied Surface Science*. – 2025. – Vol. 698, Article No. – 163077.
3. **Колосовский Д.А.**, Пономарев С.А., Живодков Ю.А., Голяшов В.А., Егиян С.Р., Старинский С.В. Датчик теплового потока на основе тонкой плёнки YBCO // *Автометрия*. – 2025. – Т. 61, № 6. – С. 33–42.
4. **Колосовский Д.А.**, Старинский С.В. Полупрозрачный нагреватель на основе тонких плёнок золота // *Автометрия*. – 2024. – Т. 60, № 4. – С. 26–37.
5. Патент № 2855835 Российская Федерация, МПК C23C 14/18, C23C 14/28, C23C 14/56. Устройство для создания полупрозрачного нагревателя на основе тонких плёнок благородных металлов методом импульсной лазерной абляции: заявл. 27.02.2025, опубл. 03.02.2026/ **Колосовский Д.А.**, Старинский С.В., Миськив Н.Б. – URL: https://new.fips.ru/registers-doc-view/fips_servlet?DB=RUPAT&DocNumber=2855835&TypeFile=html.