

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 535.1; 535.016

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ГЛУБИНЫ ПРОНИКНОВЕНИЯ ПОЛЯ ТЕРАГЕРЦЕВЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ В ВОЗДУХ

© 2025 г. В. Д. Кукотенко^{a,*}, В. В. Герасимов^{a,b}, А. Г. Лемзяков^{a,c}, А. К. Никитин^d

^a Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук
Россия, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 11

^b Новосибирский государственный университет
Россия, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

^c Центр коллективного пользования “Сибирский кольцевой источник фотонов”
Института катализа им. Г. К. Борескова Сибирского отделения Российской академии наук
Россия, 630559, Новосибирская обл., р. п. Кольцово, просп. Никольский, 1

^d Научно-технологический центр уникального приборостроения
Российской академии наук
Россия, 117342, Москва, ул. Бутлерова, 15

* e-mail: V.D.Kukotenko@inp.nsk.su

Поступила в редакцию 10.04.2024 г.

После доработки 27.09.2024 г.

Принята к публикации 15.10.2024 г.

Предложены и апробированы два метода измерения глубины проникновения поля поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) с использованием квазимонохроматического терагерцевого излучения новосибирского лазера на свободных электронах ($\lambda = 141$ мкм): зондовый метод с модуляцией излучения обтюратором или модуляцией дифрагирующей доли поля ППП колебаниями внедренного в него зонда и метод экранирования, регистрирующего интенсивность ППП, прошедших под металлическим экраном. В обоих методах для уменьшения доли паразитных засветок от объемных волн предлагается использовать излом поверхности образца или элементы преобразования (излучения в ППП и обратно) цилиндрической формы. Результаты экспериментов по оценке глубины проникновения поля ППП в воздух обоими методами согласуются между собой. Выявлены достоинства и недостатки этих методов, а также условия их применения при работе с образцами, содержащими и не содержащими диэлектрическое покрытие.

DOI: 10.31857/S0032816225010115, EDN: GHMCDA

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время размер фотонных интегральных схем ограничен явлением дифракции, что сдерживает дальнейшее развитие оптических устройств обработки информации. Плазмоника способна устранить это различие между размерами электронных и фотонных компонент [1]. Фотоника и плазмоника — взаимно дополняющие друг друга разделы оптоэлектроники, поскольку при определенных условиях оптические сигналы могут быть преобразованы в поверхностные плазмон-поляритоны (ППП), и наоборот. При подборе подходящих материалов,

используемых для изготовления плазмонных схем, необходимо знать эффективную диэлектрическую проницаемость скин-слоя поверхности таких материалов, определенную методами плазмонной рефрактометрии. Некоторые из таких методов, применяемых в терагерцевом (ТГц) диапазоне, основываются на измерении глубины проникновения поля ППП в воздух.

Поверхностные плазмон-поляритоны представляют собой распространяющийся по границе раздела металла и диэлектрика комплекс взаимно порождающих p -поляризованной поверхностной электромагнитной волны (ПЭВ) и волны плотности электронов проводимости

в приповерхностном слое металла [2]. Поле ПЭВ экспоненциально убывает по обе стороны от границы раздела, причем глубина его проникновения в металл сравнима с глубиной скин-слоя на данной длине волны, а глубина его проникновения в диэлектрик (чаще всего воздух) определяется (в случае структуры металл–воздух) эффективной (усредненной) диэлектрической проницаемостью ϵ_m приповерхностного слоя металла и наличием на границе раздела шероховатостей, включений и иных видов неоднородностей. При этом длина волны ППП $\lambda_{\text{ППП}}$ меньше длины волны объемного излучения λ_0 в k' раз (где k' — показатель преломления ППП, являющийся вещественной частью комплексного показателя преломления ППП), что делает возможным преодоление дифракционного предела Аббе при выполнении микроскопии проводящей поверхности [3, 4].

Кроме того, фазовая скорость ППП меньше скорости света c в свободном пространстве всего на сотые доли процента, в то время как скорость оптоволоконных мод как минимум в 1.5 раза меньше c . Поэтому в настоящее время с целью повышения скорости передачи оптических сигналов и повышения быстродействия оптических устройств обработки информации плазмонные элементы активно внедряются в системы оптической связи видимого диапазона [5, 6].

Освоение плазмоникой ТГц-диапазона не только позволит повысить скорость передачи и обработки данных [7, 8], но и откроет новые возможности для изучения физико-химических процессов на поверхности металлов и полупроводников, а также для ТГц-спектроскопии и рефрактометрии поверхности [9, 10].

При разработке элементной базы ТГц-плазмоники необходимо знать оптические свойства направляющей поверхности ППП, определяющие такие измеряемые характеристики ППП, как глубина проникновения их поля (по мощности) в окружающую среду D и длина распространения ППП L (величина, обратная коэффициенту затухания ППП), которые и определяют размеры и энергопотребление плазмонных устройств.

Значение диэлектрической проницаемости поверхности металлических и металлизированных элементов оптических схем может существенно отличаться от рассчитанного по модели Друде, особенно в ИК- и ТГц-диапазонах, где отражающая способность благородных металлов стремится к 100% [11]. Более того, значение

эффективной диэлектрической проницаемости ϵ_m приповерхностного слоя металла, куда проникает поле ППП, может на несколько порядков отличаться от полученного методом рефлектотметрии [12, 13]. Поэтому для корректного моделирования работы оптических систем, особенно элементов плазмоники, необходимо использовать измеренное значение диэлектрической проницаемости металлических элементов и проводящих покрытий.

Перспективность применения ППП для рефрактометрии проводящей поверхности в ТГц-диапазоне обосновывается также тем, что напряженность поля ППП на поверхности металла не только максимальна, в отличие от напряженности зондирующей объемной волны при рефлектотметрических измерениях, но и резонансным образом усилена на 1–2 порядка, а расстояние взаимодействия зондирующего излучения в форме ППП с исследуемой поверхностью, определяемое длиной распространения ППП L , достигает $(10^2–10^3) \lambda_0$.

Для определения диэлектрической проницаемости ϵ_m поверхности металла на данной длине волны λ_0 необходимо измерить не менее двух характеристик ППП [13]. Сравнительно просто и точно поддается измерению длина распространения ППП L , связанная с мнимой частью показателя преломления ППП k'' соотношением $L = \lambda_0 / (4\pi k'')$. Второй характеристикой может быть либо действительная часть показателя преломления ППП k' , либо глубина проникновения D поля ППП в воздух. Решив дисперсионное уравнение ППП, при известных λ_0 и параметрах структуры, направляющей ППП, можно определить значение комплексной величины $\epsilon_m = \epsilon' + i\epsilon''$.

Известен способ определения диэлектрической проницаемости ϵ_m поверхности металлических зеркал по комплексному показателю преломления ППП $k = k' + k''$, найденному по измеренным значениям L и D [14]. Измерение D в этой работе осуществлялось линейкой фотодетекторов, размещенной перпендикулярно к треку ППП и к поверхности образца. Вследствие высокого уровня засветки линейки паразитными объемными волнами от элемента преобразования излучения источника в ППП и с самого трека (из-за рассеяния ППП на неоднородностях поверхности) систематическая погрешность измерения D оказалась не меньше 50%, что приводит к неприемлемо большой систематической ошибке в определении ϵ_m .

Привлекательная перспектива для рефрактометрии металлов открылась, казалось бы, в связи с разработкой метода ТГц-спектроскопии с разрешением по времени (time-domain spectroscopy – TDS) [15]. При реализации этого метода измеряются не мощность, а амплитуда и фаза зондирующего ТГц-излучения в форме пикосекундного импульса. Провзаимодействовавшее с образцом широкополосное ТГц-излучение строится фемтосекундными световыми импульсами (для запуска фотоприемной антенны ТГц-излучения) с целью получения зависимости силы фототока от времени; полное обратное фурье-преобразование этой зависимости позволяет получить как амплитудный, так и фазовый спектры отраженного (прошедшего) излучения в достаточно широкой области ТГц-диапазона.

Метод был апробирован для ТГц-рефрактометрии в геометрии на пропускание/отражение прозрачных металлических слоев (толщиной до 120 нм) [16]. Наряду с впечатляющими, на первый взгляд, достоинствами, метод TDS имеет ряд недостатков: 1) наличие дисперсии эффективности преобразования широкополосных объемных волн в ППП; 2) жесткие требования к параллельности граней прозрачной подложки; 3) продолжительное время измерений вследствие необходимости усреднения их результатов по большому количеству импульсов, что сопряжено с жесткими требованиями к синхронности и идентичности импульсов в ТГц-диапазоне и световых импульсов [17].

Были предприняты попытки объединить возможности методов ППП-рефрактометрии и TDS-спектроскопии для исследования поверхности металлов и полупроводников в ТГц-диапазоне [12, 18, 19]. Импульс ТГц-излучения преобразовывался в импульс широкополосных ППП и после пробега ими макроскопического расстояния по образцу преобразовывался в объемное излучение, которое детектировалось, после чего полученная зависимость фототока от времени обрабатывалась по стандартной для TDS методике. Однако тестовые измерения продемонстрировали принципиальную невозможность объединить возможности методов ППП и TDS в реальных условиях. Основной причиной этого является паразитное излучение как от элементов преобразования, так и от трека ППП, вследствие чего на фотоприемник поступает смесь паразитных и порождаемых на выходном элементе объемных волн. В результате отношение сигнал/

шум и точность измерений становятся неприемлемо низкими (особенно для восстановления фазового спектра ППП) [19].

Недавно были предложены интерферометрические методы определения действительной части показателя преломления монохроматических ППП в ТГц-диапазоне [20–22]. Данные методы довольно сложны и требуют очень высокой точности измерений, так как показатель преломления ППП на благородных металлах превышает показатель преломления воздуха $n_a \approx 1.000263$ всего на сотые доли процента [23]. Это накладывает жесткие требования на юстировку оптической схемы, точность позиционирования отдельных элементов схемы и стабильность характеристик излучения источника [22]. Измерения осложняются еще и тем, что, помимо полезного сигнала от ППП, на фотоприемник поступают паразитные объемные волны, исходящие как от элементов оптической схемы, так и от трека ППП [24].

Более умеренные требования к прецизионности используемого оборудования предъявляются при измерении глубины проникновения поля поверхностной волны D в воздух, однако проблема с паразитными засветками приемника остается. Для того чтобы экранироваться от них, используется пространственное разделение ППП и паразитных волн с помощью искривленных поверхностей, экранов, щелей [12, 14, 24–27]. Тем не менее даже при использовании экранирования полное исключение засветки приемника паразитными приповерхностными волнами при измерении характеристик ППП в ТГц-диапазоне невозможно.

Затухание ППП в ТГц-диапазоне, характеризующееся длиной распространения L , особенно на реальной поверхности металла без покровного слоя диэлектрика, определяется преимущественно не джоулевыми, а радиационными потерями, которые не учитываются дисперсионным уравнением ППП [24]. Поэтому значение L , определенное решением дисперсионного уравнения ППП при подстановке в него измеренных L и D (или L и k'), будет заведомо содержать некоторую ошибку, обусловленную отличием аналитической модели распространения ППП от реальности.

В данной работе предлагаются два метода измерения глубины проникновения поля ППП D в воздух: зондовый и метод экранирования с применением пространственного разделения паразитных объемных волн и поверхностной

волны. В зондовом методе в поле ППП вносится плоский проводящий зонд (размер которого сопоставим с D), отражающий ППП на расположенный у кромки образца приемник; при этом применяется либо амплитудная модуляция генерирующего ППП излучения, либо модуляция расстояния, отделяющего зонд от поверхности образца. В методе экранирования над треком ППП размещается непрозрачный экран, отсекающий ту или иную часть поля ППП (в зависимости от регулируемого расстояния z между краем экрана и поверхностью образца), и измеряется зависимость интенсивности прошедших под экраном ППП от величины z . Тестовым объектом является плоская металлическая поверхность с нанесенным слоем диэлектрика субмикронной толщины, что позволяет понизить влияние паразитных засветок на точность измерений.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

В качестве источника излучения использовался новосибирский лазер на свободных электронах (НЛСЭ), генерирующий непрерывную последовательность импульсов длительностью 100 пс, следующих с частотой повторения 5.6 МГц [28]. В эксперименте длина волны составляла $\lambda_0 = 141$ мкм, при которой средняя мощность на входе из оптического канала НЛСЭ была порядка 10 Вт. Регулирование мощности излучения, подаваемого на установку, осуществлялось с помощью проволочного поляризатора, а ее контроль — измерителем мощности в отделенном светоделителем пучке.

2.1. Зондовый метод

Для формирования и детектирования ППП зондовым методом использовалась экспериментальная схема, представленная на рис. 1. Пучок ТГц-излучения диаметром около 15 мм (на уровне 0.5 по интенсивности) с помощью юстировочных зеркал 1 и 3 направлялся на металлизированное золотом цилиндрическое зеркало 4 ($f = 75$ мм), фокусирующее его на прямоугольное ребро торца образца 5. Вследствие дифракции на этом ребре часть энергии падающего пучка преобразовывалась в ППП [20, 21], распространявшиеся в плоскости падения по поверхности образца.

Направляющая ППП поверхность образца имела две плоские грани, отклоненные относительно друг друга на 13° и сопряженные скругленным ребром. Такой профиль поверхности

способствует экранированию фотоприемника, измеряющего интенсивность ППП, от паразитных объемных волн, порождаемых при дифракции излучения на прямоугольном ребре торца образца 5 [29]. Радиус скругления ребра удовлетворял условию $R \gg \lambda_0$, чтобы радиационные потери ППП на кривизне поверхности были невелики [30]. Для дополнительного экранирования приемника 9 от засветок в начале (по ходу излучения) второй грани образца устанавливались поролюновые воротца 6 с проемом высотой 1 мм и шириной 20 мм. ППП дифрагировали на зонде 7, который представлял собой стальную проволочку квадратного сечения 0.4×0.4 мм² с длиной 12 мм, ориентированную под углом 45° к треку ППП. В результате дифракции часть энергии ППП преобразовывалась в объемные волны, которые собирались по схеме $2f-2f$ киноформной полиэтиленовой линзой 8 ($f = 75$ мм) на входной апертуре ячейки Голея 9 (TYDEX, Россия) [31]. Оптическая схема $2f-2f$ обеспечивала сбор излучения именно от зонда, что уменьшало влияние паразитных засветок. Диаметр входной апертуры приемника Голея составлял 10 мм, что примерно соответствовало длине проволочки.

В схеме использовались два вида амплитудной модуляции детектируемого излучения: 1) модуляция колебаниями зонда под воздействием электромагнитного вибратора (к которому крепился зонд) и генератора низкочастотных сигналов (ГЗ-112, Россия); 2) внешняя модуляция, реализуемая с помощью механического обтюратора.

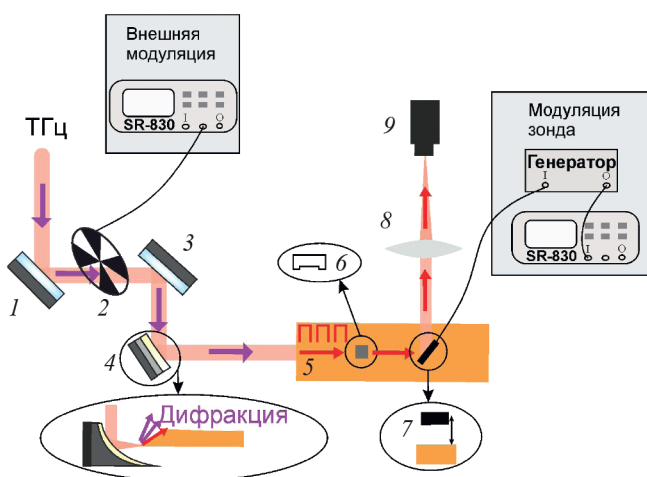


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для измерения поля ППП зондовым методом при применении одного из двух типов модуляции детектируемого излучения: колебаниями зонда 7 или механическим обтюратором 2.

тора 2 (см. рис. 1) и контроллера частоты New-Port (США). Сигнал ячейки Голя регистрировался синхронным детектором SR-830 (Stanford Research, США) на частоте модуляции. В обоих случаях зонд с вибратором крепился к вертикальной механической подвижке (Standa, Литва), с помощью которой менялось расстояние (вдоль оси z) между зондом и поверхностью образца с минимальным шагом 25 мкм.

2.2. Метод экранирования

Принципиальная схема реализации метода экранирования представлена на рис. 2. В этом методе регистрируется интенсивность ППП, прошедших под размещенным над треком ППП непрозрачным экраном. Часть поля ППП, перекрываемая экраном, отражалась им в виде ППП, движущихся навстречу исходному пучку ППП, или дифрагировала на его крае, преобразуясь в объемные волны. В качестве экрана использовалась клиновидная стеклянная пластинка с золотым напылением грани, обращенной навстречу исходному пучку ППП. Экран крепился к вертикальной механической подвижке, позволявшей изменять расстояние (вдоль оси z) между ним и поверхностью образца с шагом 25 мкм.

Полная схема эксперимента по тестированию метода экранирования показана на рис. 3. В качестве образца 5 использовалась плоская стеклянная пластинка, покрытая непрозрачным слоем золота, причем направляющая ППП поверхность образца не имела излома на начальном участке (как в зондовом методе), а экранирование от паразитных засветок достигалось в результате использования в качестве элемента преобразования ППП в объемное излучение цилиндрического сегмента 8 (1/8 цилиндра с

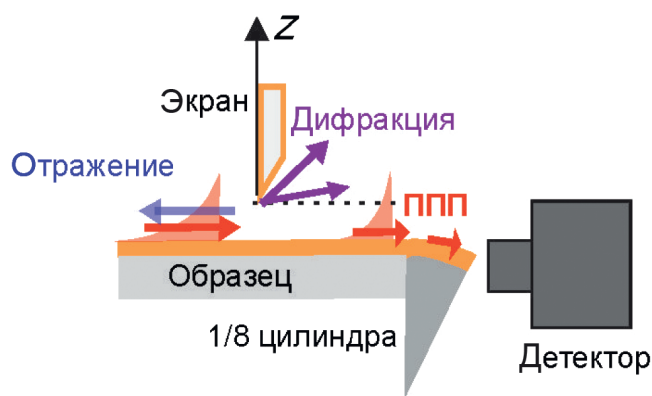


Рис. 2. Принципиальная схема измерения поля ППП методом экранирования.

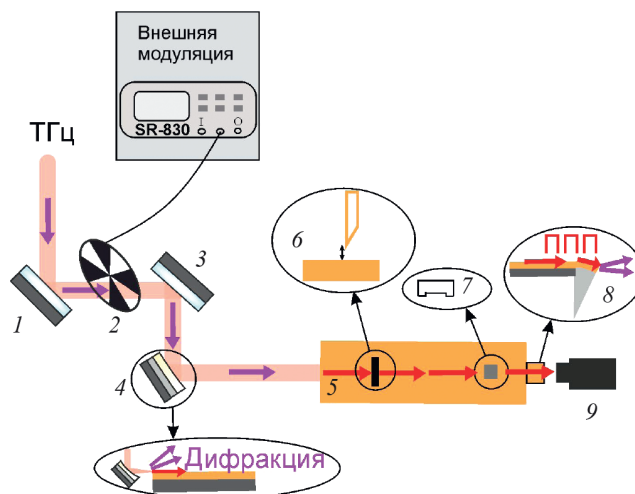


Рис. 3. Схема экспериментальной установки для измерения поля ППП методом экранирования.

радиусом $R = 60$ мм), примыкавшего к выходному торцу образца 5. Для уменьшения затухания ППП на цилиндрическом сегменте его металлизированная слоем золота толщиной 300 нм выпуклая поверхность была покрыта слоем сульфида цинка (ZnS) толщиной 1 мкм [30]. Поверхностная волна, прошедшая под экраном 6 и через пороночные ворота 7, переходила на цилиндрический элемент преобразования 8, достигала его свободного ребра и преобразовывалась (в результате дифракции на нем) в объемное излучение, детектируемое ячейкой Голя 9.

Прототип метода экранирования впервые был реализован в ТГц-диапазоне в работе [25], где для экранирования от паразитных объемных волн авторами использовалось углубление (изгиб) небольшого радиуса в алюминиевой фольге. Несмотря на экранировку в данной реализации метода, на детектор могли попадать паразитные объемные волны, возникающие при срыве ППП на изгибе фольги. В предлагаемом нами методе за счет использования цилиндрического элемента преобразования 8 достигается полная экранировка детектора от паразитных волн.

2.3. Тестовые образцы

В эксперименте в качестве тестовых образцов использовались стеклянные пластины, на рабочую полированную грань которых методом магнетронного распыления наносилось золото (Au) толщиной 300 нм, поверх которого методом электронно-лучевого распыления наносился слой сульфида цинка толщиной 0.7 мкм (см. рис. 4а). Слой ZnS необходим для увели-

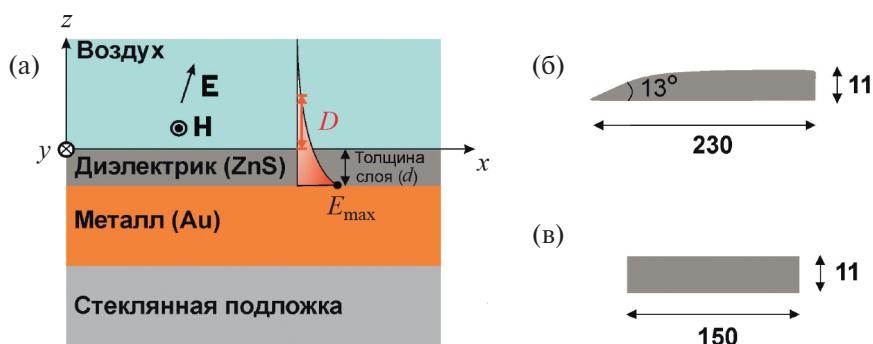


Рис. 4. а — Схемы структур образцов: x — расстояние от входного торца образца, z — расстояние от зонда до поверхности образца, — глубина проникновения поля ППП в воздух, d — толщина покровного слоя ZnS, E и H — напряженности электрического и магнитного полей ППП соответственно; б и в — геометрия профилей образцов, используемых в зондовом методе и методе экранирования соответственно.

чения эффективности преобразования излучения НЛСЭ в ППП [32], а также для уменьшения радиационных потерь ППП на шероховатостях и оптических неоднородностях поверхности образца [13]. В эксперименте по измерению поля ППП зондовым методом поверхность стеклянной подложки имела плавный излом под углом 13° (рис. 4б) для экранирования от паразитных засветок, при этом длина горизонтальной грани составляла 190 мм при полном размере образца 230 мм. Ширина подложки равнялась 34 мм, толщина 11 мм. В эксперименте с применением метода экранирования габариты образца составляли $150 \times 34 \times 11$ мм³ (рис. 4в).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Измерение поля ППП зондовым методом

Для измерения поля ППП зондовым методом использовалась установка, показанная на рис. 1. Чтобы оценить влияние амплитуды a колебания зонда на интенсивность I дифрагированного на нем излучения, регистрируемого комплексом “ячейка Голя—синхронный детектор”, была измерена зависимость величины сигнала S от напряжения U , подаваемого с генератора низкочастотных колебаний на электромагнитный вибратор (рис. 5). Частота колебаний составляла 30 Гц, что примерно соответствовало максимуму амплитудно-частотной зависимости ячейки Голя [31].

С увеличением U полезный сигнал увеличивается прямо пропорционально, что свидетельствует о малости амплитуды колебаний a по сравнению с глубиной проникновения D поля ППП в воздух. Условие малости a подтвердилось при

дополнительной ее экспериментальной оценке по колебаниям положения тени, формируемой на экране от зонда при освещении его сфокусированным лазерным излучением с $\lambda = 637$ нм. При напряжении на вибраторе $U = 20$ В амплитуда колебаний a составляла порядка 50 мкм, что примерно на порядок меньше D (табл. 1).

Запишем выражение для величины регистрируемого ячейкой Голя сигнала как интеграл дифрагировавшего на зонде излучения по области его перекрытия с полем ППП:

$$I_r = \int_{z-\frac{\delta}{2}}^{z+\frac{\delta}{2}} I_0 \exp\left(-\frac{\xi + af(t)}{D}\right) d\xi = I_0 D \exp\left(-\frac{af(t)}{D}\right) \times \left[\exp\left(-\frac{z-\frac{\delta}{2}}{D}\right) - \exp\left(-\frac{z+\frac{\delta}{2}}{D}\right) \right], \quad (1)$$

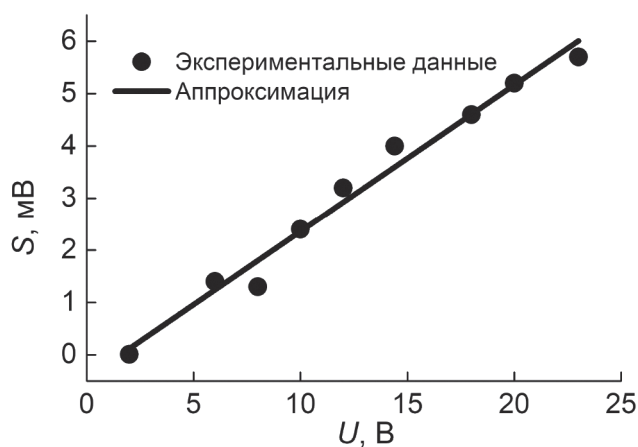


Рис. 5. Зависимость полезного сигнала S , пропорционального интенсивности рассеянных зондом ППП, от приложенного к зонду напряжения U .

где $f(t)$ — периодическая функция колебаний зонда, δ — размер зонда в поперечном сечении. Упростим выражение (1) с учетом малости соотношения a/D :

$$I_r \approx 2I_0 D \exp\left(-\frac{z}{D}\right) \operatorname{sh}\left(\frac{\delta}{2D}\right) \left(1 - \frac{a}{D} f(t)\right). \quad (2)$$

Сигнал I_r от ячейки Голя подавался на вход синхронного детектора вместе с опорным периодическим сигналом $\cos(\omega_0 t)$ от контроллера обтюратора. Для определенности будем считать, что зонд колеблется по гармоническому закону $f(t) = \cos(\omega t)$ с частотой ω , тогда регистрируемый детектором сигнал с учетом прохождения через фильтр низких частот LPF (low pass filter) будет иметь следующий вид:

$$\begin{aligned} S &= \text{LPF}(I_r \cos(\omega_0 t)) \approx \\ &\approx 2I_0 D_p \exp\left(-\frac{z}{D}\right) \operatorname{sh}\left(\frac{\delta}{2D}\right) \times \\ &\times \text{LPF}\left(\frac{a}{D} \cos(\omega t) \cos(\omega_0 t)\right) = \\ &= I_0 \exp\left(-\frac{z}{D}\right) \operatorname{sh}\left(\frac{\delta}{2D}\right) a. \end{aligned} \quad (3)$$

Таким образом, регистрируемый сигнал S должен быть пропорционален амплитуде колебаний зонда a , которая с учетом ее малости пропорциональна напряжению, подаваемому на вибратор ($a \sim U$), что и подтверждает экспериментальный график на рис. 5. Согласно формуле (3), зависимость $S(z)$ воспроизводит профиль интенсивности поля ППП над поверхностью проводника, что и требовалось в нашем эксперименте. Стоит отметить, что величина S также зависит от толщины проволоочки δ . В случае, если величина δ будет сравнима или даже больше D , это не отразится на характере зависимости $S(z)$. При больших δ максимальная область зонда, с которой собирается излучение оптической схемой (см. рис. 1), определяется диаметром фокального пятна киноформной линзы, который при длине волны $\lambda = 141$ мкм составлял примерно 0.3 мм [33].

Измерения представленной на рис. 5 зависимости проводились при напряжении $U < 23$ В, поскольку при $U = 23$ В отмечалось касание зондом поверхности образца; поэтому в описанных ниже экспериментах значение U не превышало 20 В.

На рис. 6 показана зависимость $S(z)$, измеренная с образцом Au, покрытым слоем ZnS толщиной 0.7 мкм (с изломом, см. разд. 2.3) при модуляции регистрируемого излучения колеба-

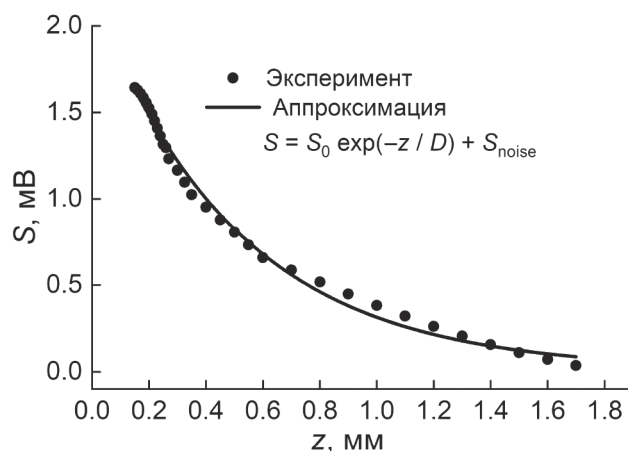


Рис. 6. Зависимость величины регистрируемого сигнала S от расстояния z между зондом и образцом. Использовалась модуляция гармоническими колебаниями зонда с частотой 30 Гц и амплитудой $a = 50$ мкм. Уровень шума составлял 0.01 мВ.

ниями зонда. Зависимость $S(z)$ имеет экспоненциально затухающий вид, что согласуется с формулой (3). Сплошной линией на этом же рисунке показана экспоненциальная аппроксимация при величине шума, равного 0.01 мВ, которая измерялась в отсутствие ТГц-излучения. Шум возникал, в основном, за счет фонового инфракрасного излучения, к которому чувствительна ячейка Голя. В результате аппроксимации была найдена глубина проникновения поля ППП в воздух, которая составила $D = 0.51 \pm 0.02$ мм.

На рис. 7 представлена зависимость $S(z)$, измеренная при покоящемся зонде и модуляции пучка излучения НЛСЭ обтюратором 2 на частоте 30 Гц (рис. 1). В результате экспоненциальной

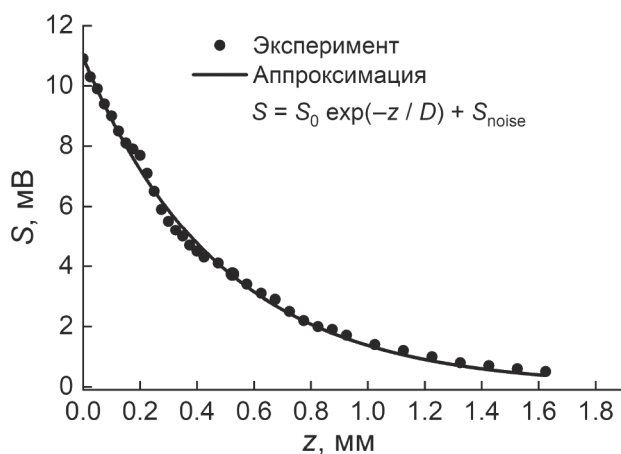


Рис. 7. Зависимость регистрируемого сигнала S от расстояния между зондом и образцом z при модуляции пучка излучения НЛСЭ обтюратором с частотой 30 Гц. Уровень шума составлял 0.3 мВ.

аппроксимации при уровне шума 0.3 мВ оценочное значение глубины проникновения поля ППП в воздух составило $D = 0.48 \pm 0.01$ мм, что в пределах погрешности соответствует значению, полученному при модуляции излучения колебаниями зонда 7.

3.2. Измерение поля ППП методом экранирования

Для измерения поля ППП методом экранирования использовалась установка, изображенная на рис. 3. В качестве тестового образца использовалась плоская стеклянная подложка (без излома), содержащая образец Au, покрытый слоем ZnS толщиной 0.7 мкм (разд. 2.3). На рис. 8а представлена зависимость сигнала S , порожденного ППП, прошедшими под экраном b и достигшими свободного ребра цилиндрического элемента преобразования δ , от расстояния z между экраном и образцом. С увеличением z величина S постепенно возрастала, достигая насыщения при больших z .

Данную зависимость $S(z)$ можно объяснить следующим образом. Как известно, интенсивность поля ППП над поверхностью проводника убывает по экспоненте

$$I_{\text{ППП}} = I_0 \exp\left(-\frac{z}{D}\right), \quad (4)$$

где I_0 — интенсивность поля ППП на поверхности проводника ($z = 0$). Когда экран находится на достаточно больших расстояниях ($z \gg \lambda_0$), потери на дифракцию и отражение ППП от металличе-

ского экрана b невелики. В этом случае интенсивность ППП, прошедших под экраном, можно приближенно представить как интеграл по полю ППП под экраном ($0 < \xi < z$) [25]:

$$S(z) = \int_0^z I_{\text{ППП}}(\xi) d\xi = I_0 D \left(1 - \exp\left(-\frac{z}{D}\right)\right). \quad (5)$$

Из выражения (5) следует, что интенсивность прошедшей под экраном поверхностной волны увеличивается и достигает насыщения при $z \gg D$, что соответствует экспериментальному графику на рис. 8а. Аналогичный характер зависимости $S(z)$ наблюдался при измерении поля над фольгой методом TDS в работе [25]. Для нахождения профиля поля ППП нужно взять производную dS/dz . На рис. 8б точками показан график этой производной, вычисленный по экспериментальной зависимости (рис. 8а). Интенсивность ППП экспоненциально убывает, но начиная не с $z = 0$, а с некоторого значения $z_0 \approx 0.5$ мм. Величина z_0 примерно в три раза больше длины волны излучения λ , что согласуется с нашим предположением о применимости приведенной выше теоретической модели при достаточно больших расстояниях z между экраном и образцом. На малых расстояниях $z \approx \lambda_0$ потери ППП на дифракцию и отражение от экрана возрастают нелинейным образом, что значительно уменьшает интенсивность прошедших под экраном ППП, о чем свидетельствует спад интенсивности dS/dz при $z < z_0$.

Для нахождения глубины проникновения D поля ППП в воздух была применена экспонен-

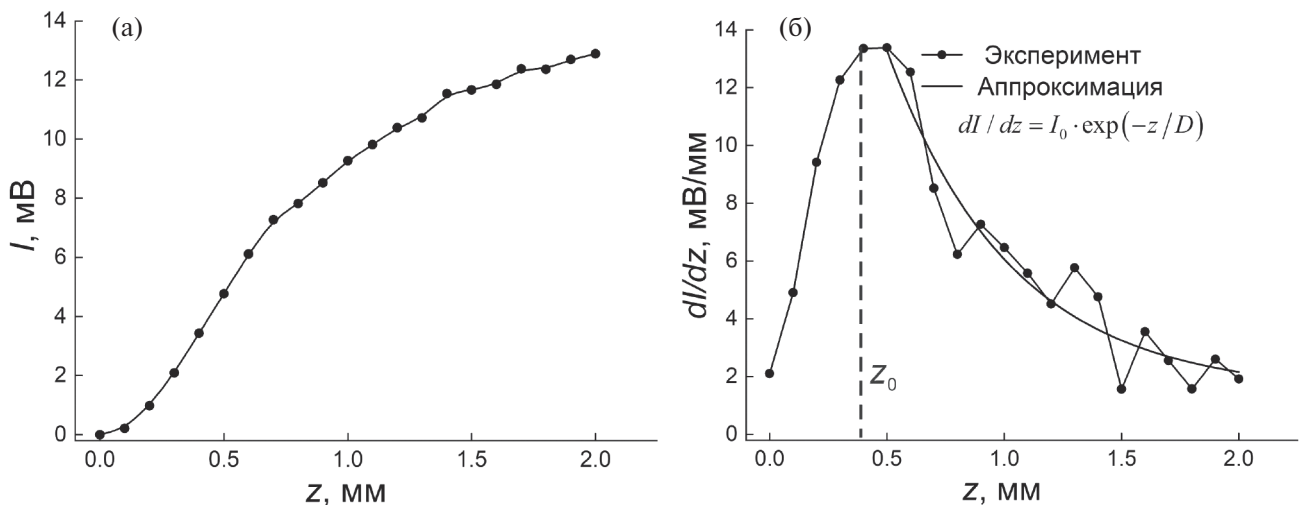


Рис. 8. а — Зависимость сигнала S , порожденного прошедшими под экраном ППП, от расстояния z между экраном и образцом; б — производная dS/dz от экспериментальной зависимости $S(z)$ на рис. а (точки), экспоненциальная аппроксимация (сплошная линия). Использовалась модуляция излучения НЛСЭ обтюратором с частотой 30 Гц.

циальная аппроксимация зависимости $dSI/dz(z)$ на рис. 8б при $z > z_0$, в результате которой было установлено, что $D = 0.44 \pm 0.02$ мм. Погрешность в данном случае составила около 5%, что примерно соответствует точности измерений зондового метода.

Для сравнения в табл. 1 представлены результаты оценки глубины проникновения D поля ППП ($\lambda_0 = 141$ мкм) в воздух, полученные в данной работе тремя способами. В последней строке приведено расчетное значение, вычисленное для трехслойной структуры “Au–слой ZnS (0.7 мкм)–воздух” с использованием модели Друде для диэлектрической проницаемости металла, найденной по справочным значениям плазменной и столкновительных частот золота:

$$\epsilon_m = 104700 + i \cdot 317180 [11],$$

а для ZnS: $\epsilon_{\text{ZnS}} = 8.66 + i \cdot 0.059$ [34].

Таблица 1. Результаты измерений глубины проникновения поля ППП (по интенсивности) в воздух D , полученные в данной работе тремя предложенными методами

Метод измерения	Глубина проникновения D , мм
Зондовый метод, модуляция колебаниями зонда	0.51 ± 0.02
Зондовый метод, модуляция излучения НЛСЭ обтюратором	0.48 ± 0.01
Метод экранирования	0.44 ± 0.02
Оценка по модели Друде	0.39

В пределах погрешности измерений экспериментальные результаты согласуются между собой, что говорит о достоверности предложенных методов. Можно заметить, что глубина проникновения, полученная методом экранирования, немного меньше величин, полученных зондовыми методами, и наиболее близка к теоретической оценке. Это мы связываем с тем, что в методе экранирования в регистрируемом сигнале практически отсутствуют паразитные волны за счет их полного пространственного разделения с ППП цилиндрическим сегментом δ (см. рис. 3). А повышенные значения D , определенные зондовым методом, свидетельствуют о небольшой примеси паразитных волн, рождаемых при рассеянии ППП на шероховатостях и неоднородностях поверхности образца, а также на изгибе образца (рис. 4б). Небольшое отличие

величины D , полученной методом экранирования, от расчетной оценки связано с отличием эффективной диэлектрической проницаемости поверхности металла от ее значения для кристаллического металла [13].

Согласно представленным результатам и опыту, полученному в ходе экспериментов, можно выделить достоинства и недостатки предложенных методов. Зондовый метод позволяет измерять поле ППП непосредственно и, используя аппроксимацию результатов измерений, определять величину D . К недостаткам зондового метода можно отнести невозможность полной экранировки приемника от паразитных засветок, порождаемых на элементах схемы и вследствие рассеяния ППП на неоднородностях поверхности (особенно на свободной от диэлектрика поверхности металла), что может вносить значительные систематические ошибки в регистрируемый сигнал. При применении метода экранирования можно значительно лучше защититься от паразитных засветок с помощью элементов преобразования цилиндрической формы, что позволяет проводить измерения даже на не покрытом диэлектриком металле.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложены и апробированы два метода измерения глубины проникновения поля ППП в воздух с использованием ТГц-излучения новосибирского лазера на свободных электронах ($\lambda_0 = 141$ мкм): зондовый метод с модуляцией излучения НЛСЭ обтюратором и модуляцией дифрагирующей доли поля ППП колебаниями внедренного в него зонда и метод экранирования, регистрирующий интенсивность ППП, прошедших под металлическим экраном. В обоих методах для уменьшения доли паразитных засветок от объемных волн, порождаемых на элементах схемы и в результате рассеяния ППП на неоднородностях поверхности, предлагается использовать излом поверхности образца или элементы преобразования цилиндрической формы, что позволяет пространственно отделить регистрируемые ППП от паразитных волн. Выполненные эксперименты по оценке глубины проникновения поля ППП в воздух обнаружили согласие (в пределах погрешности) между результатами измерений обоими методами, что свидетельствует об их достоверности. Выявлены достоинства и недостатки методов, а также условия

их применимости при работе с образцами, содержащими и не содержащими диэлектрическое покрытие.

Наиболее достоверное и близкое к расчетному значение глубины проникновения дал метод экранирования, позволивший за счет лучшей экранировки максимально снизить влияние паразитных объемных волн на регистрируемый полезный сигнал. Предлагаемые методы применимы при работе не только с лазерными источниками ТГц-излучения, но и с более компактными и маломощными источниками.

БЛАГОДАРНОСТИ

В работе использовалось оборудование центра коллективного пользования Сибирского центра синхротронного и ТГц-излучения на базе уникальной научной установки “Новосибирский лазер на свободных электронах” в Институте ядерной физики имени Г. И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук.

Авторы благодарят ЦКП ВТАН НГУ за проведение измерений на научном оборудовании.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания научно-технологического центра уникального приборостроения РАН, НИР FFNS-2025-0007.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zhang H.C., Zhang L.P., He P.H., Xu J., Qian C., Garcia-Vidal F.J., Cui T.J. // *Light Sci. Appl.* 2020. V. 9. P. 113.
<https://doi.org/10.1038/s41377-020-00355-y>
2. Berger C.E.H., Kooyman R.P.H., Greve J. // *Rev. Sci. Instrum.* 1994. V. 65. P. 2829.
<https://doi.org/10.1063/1.1144623>
3. Maier S.A. *Plasmonics: Fundamentals and Applications*. New York: Springer, 2007.
4. Mynbaev D.K., Sukharev V. // *Proc. ICCDCS-2014*. IEEE. 2014. P. 1.
<https://doi.org/10.1109/ICCDSCS.2014.7016180>
5. Pang X., Ozolins O., Jia S. et al. // *J. Lightwave Technol.* 2022. V. 40. P. 3149.
<https://doi.org/10.1109/JLT.2022.3153139>
6. Pechprasarn S., Somekh M.G. // *J. Microsc.* 2012. V. 246. P. 287.
<https://doi.org/10.1111/j.1365-2818.2012.03617.x>
7. Sengupta K., Nagatsuma T., Mittleman D.M. // *Nat. Electron.* 2018. V. 1. P. 622.
<https://doi.org/10.1038/s41928-018-0173-2>
8. Sorger V.J., Oulton R.F., Ma R.-M., Zhang X. // *MRS Bulletin*. 2012. V. 37. P. 728.
<https://doi.org/10.1557/mrs.2012.170>
9. Gerasimov V.V., Nikitin A.K., Lemzyakov A.G., Azarov I.A., Kotelnikov I.A. // *Appl. Sci.* 2023. V. 13. P. 7898.
<https://doi.org/10.3390/app13137898>
10. Zhang X., Xu Q., Xia L., Li Y., Gu J., Tian Z., Ouyang C., Han J., Zhang W. // *Adv. Photon.* 2020. V. 2. P. 1.
<https://doi.org/10.1117/1.AP.2.1.014001>
11. Ordal M.A., Long L.L., Bell R.J., Bell S.E., Bell R.R., Alexander R.W., Ward C.A. // *Appl. Opt.* 1983. V. 22. P. 1099.
<https://doi.org/10.1364/AO.22.001099>
12. Pandey S., Liu S., Gupta B., Nahata // *Photon. Res.* 2013. V. 1. P. 148.
<https://doi.org/10.1364/PRJ.1.000148>
13. Gerasimov V.V., Nikitin A.K., Lemzyakov A.G., Azarov I.A., Kotelnikov I.A. // *Appl. Sci.* 2023. V. 13. P. 7898.
<https://doi.org/10.3390/app13137898>
14. Gerasimov V.V., Knyazev B.A., Nikitin A.K., Zhizhin G.N. // *Appl. Phys. Lett.* 2011. V. 98. 171912.
<https://doi.org/10.1063/1.3584130>
15. Auston D.H., Cheung K.P. // *J. Opt. Soc. Am. B*. 1985. V. 2. P. 606.
<https://doi.org/10.1364/JOSAB.2.000606>
16. Zhou D., Parrott E.P.J., Paul D.J., Zeitler J.A. // *J. Appl. Phys.* 2008. 104. 053110.
<https://doi.org/10.1063/1.2970161>
17. Han P.Y., Tani M., Usami M., Kono S., Kersting R., Zhang X.-C. // *J. Appl. Phys.* 2001. V. 89. P. 2357.
<https://doi.org/10.1063/1.1343522>
18. Isaac T.H., Barnes W.L., Hendry E. // *Appl. Phys. Lett.* 2008. V. 93. 241115.
<https://doi.org/10.1063/1.3049350>
19. Nazarov M.M., Shkurinov A.P., Garet F., Coutaz J.-L. // *IEEE Trans. THz Sci. Technol.* 2015. V. 5. P. 680.
<https://doi.org/10.1109/TTHZ.2015.2443562>
20. Nikitin A.K., Khitrov O.V., Gerasimov V.V., Khasanov I.S., Ryzhova T.A. // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2019. V. 1421. 012013.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1421/1/012013>
21. Gerasimov V.V., Vanda V., Lemzyakov A., Ivanov A., Azarov I., Nikitin A. // *SPIE: Beijing, China*, November 26. 2023. P. 11.
<https://doi.org/10.1117/12.2687247>
22. Gerasimov V.V., Nikitin A.K., Lemzyakov A.G. // *Instrum. Exp. Tech.* 2023. V. 66. P. 423.
<https://doi.org/10.1134/S0020441223030053>
23. Mathar R.J. // *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* 2007. V. 9. P. 470.
<https://doi.org/10.1088/1464-4258/9/5/008>

24. Gerasimov V.V., Knyazev B.A., Lemzyakov A.G., Nikitin A.K., Zhizhin G.N. // J. Opt. Soc. Am. B. 2016. V. 33. P. 2196.
<https://doi.org/10.1364/JOSAB.33.002196>
25. Jeon T.-I., Grischkowsky D. // App. Phys. Lett. 2006. V. 88. 061113.
<https://doi.org/10.1063/1.2171488>
26. Gong M., Jeon T.-I., Grischkowsky D. // Opt. Express. 2009. V. 17. P. 17088.
<https://doi.org/10.1364/OE.17.017088>
27. Герасимов В.В., Жижин Г.Н., Князев Б.А., Котельников И.А., Митина Н.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2013. Т. 77. С. 1333.
<https://doi.org/10.7868/S0367676513090147>
28. Shevchenko O.A., Vinokurov N.A., Arbuzov V.S., Chernov K.N., Davidyuk I.V., Deichuly O.I., Dementyev E.N., Dovzhenko B.A., Getmanov Ya.V., Gorbachev Ya.I., Knyazev B.A., Kolobanov E.I., Kondakov A.A., Kozak V.R., Kozurev E.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. P. 228.
29. Koteles E.S., McNeill W.H. // Int. J. Infrared Milli Waves. 1981. V. 2. P. 361.
<https://doi.org/10.1007/BF01007040>
30. Knyazev B.A., Gerasimov V.V., Nikitin A.K., Azarov I.A., Choporova Yu.Yu. // J. Opt. Soc. Am. B. 2019. V. 36. P. 1684.
<https://doi.org/10.1364/JOSAB.36.001684>
31. <https://www.tydexoptics.com/ru/>
32. Gerasimov V.V., Nikitin A.K., Lemzyakov A.G., Azarov I.A. // Photonics. 2023. V. 10. P. 917.
<https://doi.org/10.3390/photonics10080917>
33. Knyazev B.A., Cherkassky V.S., Choporova Y.Yu., Gerasimov V.V., Vlasenko M.G., Dem'yanenko M.A., Esaev D.G. // J. Infrared Milli. Terahz. Waves. 2011. V. 32. P. 1207.
<https://doi.org/10.1007/s10762-011-9773-x>
34. Palik E.D. Handbook of Optical Constants of Solids V. 1. Cambridge: Academic Press, 2016.