

УДК 537.876

**В. В. Герасимов**<sup>1,2</sup>, **Г. Н. Жижин**<sup>3</sup>, **Б. А. Князев**<sup>1,2</sup>, **И. А. Котельников**<sup>1,2</sup>  
**А. К. Никитин**<sup>2,3</sup>, **В. С. Черкасский**<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН  
пр. Акад. Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090, Россия

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет  
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

<sup>3</sup> Научно-технологический центр  
уникального приборостроения РАН  
ул. Бутлерова, 15, Москва, 117342, Россия

E-mail: einy@ngs.ru

## ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФРАКЦИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ НА ПРЯМОУГОЛЬНОМ КРАЕ ГРАНИЦЫ МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИК В ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ\*

С использованием терагерцового излучения Новосибирского лазера на свободных электронах исследована дифракция плазмон-поляритонов на прямоугольном крае границы золото-диэлектрик. Выполнено сравнение экспериментальных результатов с точным решением двумерной задачи дифракции. На небольших расстояниях от края образца экспериментальные данные хорошо согласуются с теорией. Распределение интенсивности поля за торцом не симметрично относительно поверхности образца и присутствует, в основном, в верхней полуплоскости. В дальней зоне электромагнитное поле переходит в свободно распространяющуюся волну и имеет лоренцевский профиль с шириной, зависящей от мнимой части поверхностного импеданса. Измеренная на длине волны 140 мкм длина распространения поверхностных плазмон-поляритонов по золоту без диэлектрического покрытия и золоту, покрытому слоем ZnS субмикронной толщины, составила десятки миллиметров.

*Ключевые слова:* терагерцовое излучение, поверхностные плазмон-поляритоны, тонкие пленки, дифракция, лазер на свободных электронах.

### Введение

Поверхностные плазмон-поляритоны (ППП) представляют собой комплекс частично продольной  $p$ -поляризованной эванесцентной электромагнитной волны и волны индуцированных свободных зарядов, который распространяется вдоль границы металл-диэлектрик [1]. ППП относятся к поверхностным электромагнитным волнам (ПЭВ), точнее к модам Фано, которые могут

существовать только на границе раздела сред, диэлектрическая проницаемость одной из которых отрицательна [2]. Амплитуда поля ППП максимальна у границы раздела сред и экспоненциально убывает по мере удаления от нее. Основная доля энергии ППП сконцентрирована в диэлектрике в непосредственной близости к поверхности металла, и растет с увеличением длины волны. Длина распространения ППП очень чувствительна к диэлектрическому слою, поме-

---

\* Работы выполнены при финансовой поддержке Минобрнауки РФ с использованием оборудования ЦКП СЦСТИ.

Благодарим руководство, операторов и обслуживающий персонал Новосибирского ЛСЭ за обеспечение терагерцовым излучением и содействие при проведении экспериментов.

ценному на поверхности металла. Данная особенность ППП позволяет использовать их для спектроскопии проводящих поверхностей и тонких пленок [3].

Первые работы по исследованию ППП в дальней инфракрасной (терагерцовой) области были выполнены в конце 1970-х гг. с появлением субмиллиметровых газовых лазеров [4; 5]. В настоящее время терагерцовые ППП исследуются, главным образом, с использованием широкополосных импульсных источников излучения и фотопроводящих дипольных антенн методом *time-domain spectroscopy* (TDS)<sup>1</sup> [6; 7]. В данной работе мы исследовали ПЭВ с использованием мощного монохроматического перестраиваемого терагерцового излучения Новосибирского лазера на свободных электронах (НЛСЭ) [8; 9].

Поскольку ППП являются неизлучающими волнами, локализованными у поверхности проводника, то исследование их поля возможно либо в отраженном от элемента преобразования излучении, когда для возбуждения плазмонов используются метод нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО) или решетка [10; 11], либо путем внедрения в поле специального зонда [12; 13], либо исследуя объемную волну (ОВ), порождаемую ППП на элементе обратного преобразования. Перечисленные методы заведомо возмущают поле ППП, что искажает информацию о ее характеристиках или сильно усложняет обработку экспериментальных данных. Мы регистрировали интенсивность электромагнитного поля, возникающего при дифракции поверхностной волны на прямоугольном крае образца. Известно несколько теоретических и экспериментальных работ по данной теме [14; 15]. В статьях [16; 17] В. Зон выполнила теоретический анализ дифракции поверхностной волны на прямоугольном проводящем клине методом Зоммерфельда – Малюжинца [16]. В работах [17; 18] проведено сравнение расчетных и экспериментальных диаграмм излучения термостимулированных ППП на крае нагретой прямоугольной медной пластины. Наблюдалось хорошее согласие экспериментальных результатов с теорией, что позволило авторам разработать новый метод

определения поверхностного импеданса металлов, имеющий большую точность по сравнению с известными методами, основанными на анализе отраженного излучения.

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований дифракции поверхностных плазмон-поляритонов на прямоугольном крае плоской границы золото-диэлектрик с использованием терагерцового излучения НЛСЭ. Экспериментальные результаты сравниваются с точным решением двумерной задачи о дифракции ППП на прямоугольном проводящем клине, полученным нами методом Зоммерфельда – Малюжинца. Исследовано распространение ППП вдоль золота и золота с покрытием ZnS субмикронной толщины.

### Экспериментальная установка

Источником терагерцового излучения в наших экспериментах являлся НЛСЭ, генерирующий непрерывную последовательность импульсов линейно поляризованного излучения длительностью 100 пс, следующих с частотой повторения 5,6 МГц и перестраиваемого в диапазонах 110–240 и 40–70 мкм; расходимость пучка ЛСЭ составляет  $3 \cdot 10^{-3}$  рад [8; 19]. Средняя мощность излучения в наших экспериментах составляла около 10 Вт, а длина волны  $\lambda = 140$  мкм.

Терагерцовое излучение подавалось на установку по генерации ППП на плоском образце. Подробную схему возбуждения ППП и описание экспериментальной установки можно найти в статье [9]. Поверхность образца была покрыта слоем золота толщиной 1 мкм, что значительно превышает толщину скин-слоя в терагерцовом диапазоне и длину свободного пробега электронов, и, следовательно, такой слой можно считать непрозрачным. Помимо образцов с золотым покрытием, были изготовлены образцы, в которых поверх золота наносился слой диэлектрика ZnS толщиной 0,1–1 мкм. Покрытие поверхности металла слоем диэлектрика микронных размеров позволяет существенно увеличить коэффициент преобразования объемной волны в ППП [11] и лучше «прижать» поверхностную волну к металлу, уменьшая ее радиационные потери [6].

<sup>1</sup> В русскоязычной литературе данный метод называют терагерцовой импульсной спектроскопией.

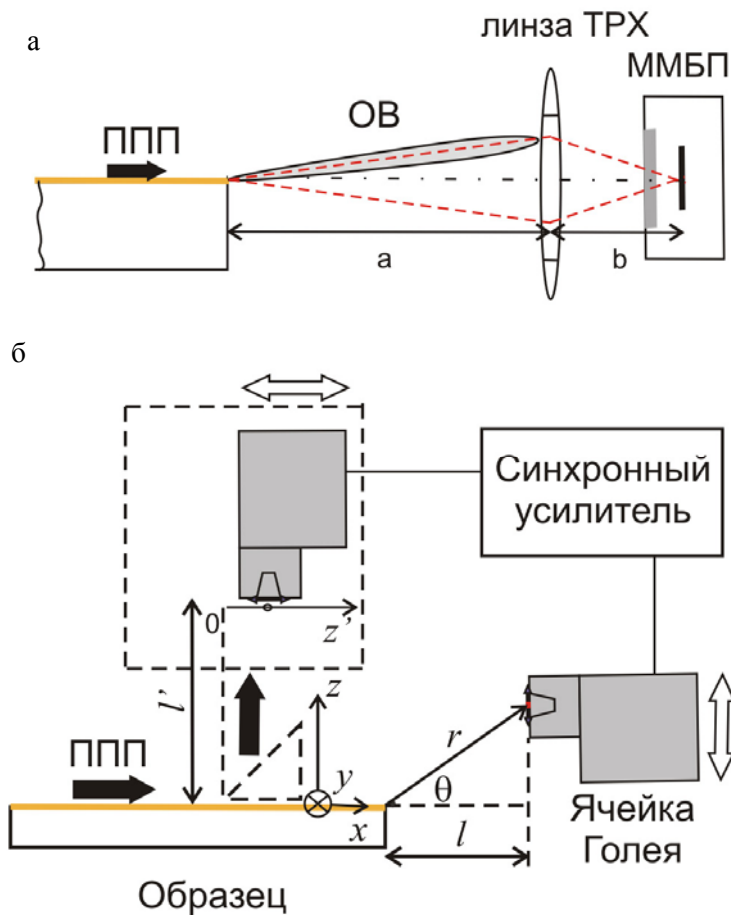


Рис. 1. Схемы детектирования: а – линза ТРХ – ММБП; б – ячейка Голея

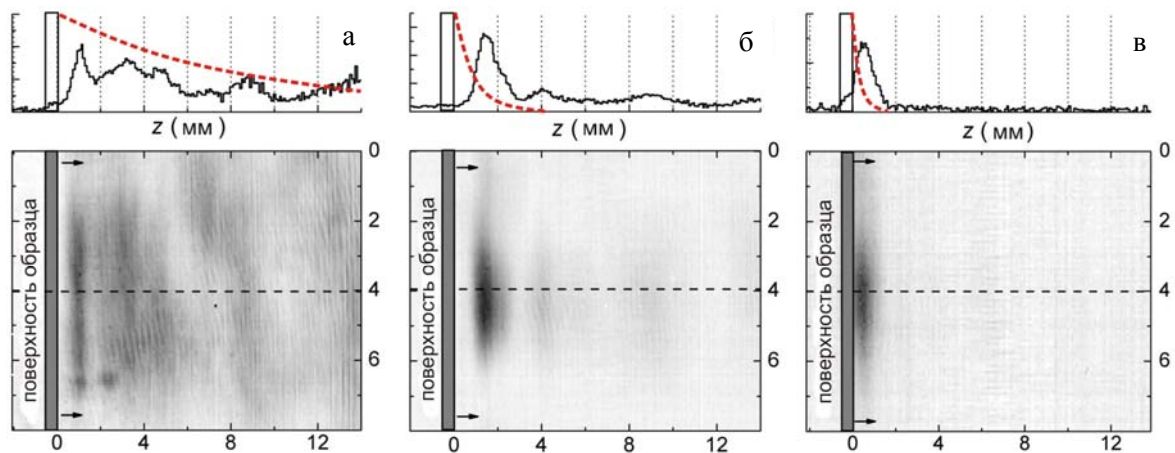


Рис. 2. Изображения, записанные с помощью линзы и ММБП: золото (а), золото с покрытием ZnS толщиной 0,25 мкм (б) и 0,75 мкм (в). Интенсивности на графиках представлены в произвольных единицах. Красной пунктирной линией показаны кривые, вычисленные согласно модели Друде для затухания интенсивности ППП по формуле  $\exp(-2z/d_z)$

Поверхностные плазмон-поляритоны, достигнув края образца, дифрагировали на прямоугольном торце. Поле вблизи торца, очевидно, связано с колеблющимися зарядами, а в дальней зоне представляет собой свободную электромагнитную волну. Это поле регистрировалось двумя способами. В первом случае (рис. 1, а) снималось изображение распределения интенсивности электромагнитного поля на торце образца с помощью неохлаждаемого матричного микроболометрического приемника (ММБП) и линзы ТРХ (поли-4-метилпентен-1) с фокусным расстоянием 50 мм. Матричный приемник содержит  $320 \times 240$  болометров размером 51 мкм (общий размер матрицы составляет  $16,32 \times 12,24$  мм<sup>2</sup>), чувствительных к терагерцовому излучению [20]. Отношение размера изображения к размеру объекта в наших экспериментах составляло  $b/a = 0,4$ . Изображения записывались как по одному кадру, так и в виде терагерцового видео с частотой 15 кадров в секунду. Другим способом регистрации было измерение интенсивности электромагнитного поля в пространстве за торцом образца с помощью оптоакустического приемника – ячейки Голея, и синхронного усилителя SR-830 (рис. 1, б). С помощью данного приемника измерялась интенсивность поля в зависимости от смещения  $z$  по нормали к поверхности образца на расстоянии  $l$  от его торца. Пространственное разрешение вдоль оси  $z$  определялось входной щелью шириной 0,2 мм.

### Распределение интенсивности электромагнитного поля за торцом образца

Изображения, записанные с помощью ММБП и линзы на золоте и золоте с покрытием ZnS, показаны на рис. 2. Линза располагалась на расстоянии  $a = 175$  мм от края образца. Масштаб на рисунках указан для предметной плоскости (на торце образца). С помощью поглощающего экрана было обнаружено, что детектируемый волновой фронт, падающий на линзу, имел узкую угловую диаграмму направленности (с шириной приблизительно 4 град) и практически полностью захватывался апертурой линзы диаметром 45 мм. Видно, что для непокрытого золота интенсивность поля в направлении, перпендикулярном поверхности

образца, имеет широкое распределение. Нанесение диэлектрического покрытия радикально меняет распределение поля: оно становится более узким и с увеличением толщины слоя ZnS смещается ближе к поверхности. Во всех случаях профили распределений имеют максимумы на расстоянии около 1–2 мм от поверхности.

На тех же образцах с помощью ячейки Голея были измерены зависимости интенсивности поля от координаты  $z$  на расстоянии  $l = 1$  мм (пример нескольких экспериментальных графиков см.: [9. Рис. 3]). Поведение данных кривых было аналогично графикам сечений на рис. 2.

Согласно представленным экспериментальным результатам, можно сделать вывод, что распределение поля за торцом образца не монотонно спадает по экспоненте с расстоянием от поверхности, а сначала растет и потом падает. Причем ширина распределения сильно зависит от толщины слоя диэлектрика на поверхности металла. Возникает вопрос: как измеряемые нами распределения дифрагированной поверхностной волны коррелируют с характеристиками ППП? В одной из наших статей<sup>2</sup> проведен теоретический анализ дифракции ППП на прямоугольном проводящем клине, основные результаты которого представлены ниже.

### Характеристики ППП в терагерцовом диапазоне

Ряд металлов (Au, Ag, Cu) имеет высокую проводимость в терагерцовом диапазоне, причем средняя длина свободного пробега электронов в них сравнима с толщиной скин-слоя. Поэтому применимость модели Друде в данном случае требует дополнительной проверки. Анализ работ [21–24] по исследованию поверхностного импеданса золота показал, что теория Друде хорошо согласуется как с более точной кинетической теорией электронных столкновений [25], так и с экспериментальными данными. Это позволяет использовать модель Друде в качестве хорошего приближения для вычисления диэлектрической проницаемости

<sup>2</sup> Kotelnikov Igor A., Gerasimov Vasily V., Knyazev Boris A. Diffraction of Surface Wave on Conducting Rectangular Wedge // arXiv:1301.3715 [physics.optics]. 2013.

Таблица 1

Характеристики поверхностных плазмон-поляритонов на золоте и золоте со слоем ZnS, вычисленные в приближении Друде при  $\lambda = 140$  мкм

Поверхность	$d_z$ , мм	$L$ , м
Au	16	7,7 (0,031)
Au-ZnS (0,25 мкм)	2	0,95 (0,011)
Au-ZnS (0,75 мкм)	0,7	0,34

Примечание: в третьей колонке приведены расчетные и измеренные в данной работе (в скобках) значения длины распространения ППП.

Таблица 2

Характеристики дифрагированного поля поверхностных плазмон-поляритонов, вычисленные на золоте и золоте со слоем ZnS при  $\lambda = 140$  мкм

Поверхность	$R$ , см	$\Delta\theta_{cb}$ , град
Au	1 100	0,16
Au-ZnS (0,25 мкм)	17,5	1,3
Au-ZnS (0,75 мкм)	2,3	2,3

перечисленных металлов, которая используется при расчете характеристик ППП. Для золота на длине волны  $\lambda = 140$  мкм, согласно модели Друде,  $\varepsilon \approx -103000 + i \cdot 311000$  [26].

Наиболее важными характеристиками ППП являются: глубина проникновения их поля в окружающую среду  $d_z$  и длина распространения  $L$  – расстояние вдоль поверхности, на котором интенсивности волны уменьшается в  $e$  раз. Расчеты данных величин, основанные на теории Друде, для границы металл-воздух представлены в работе [27]. Нанесение на металлическую поверхность диэлектрического слоя толщиной много меньше длины волны сильно влияет на характеристики поверхностной волны<sup>3</sup>.

В табл. 1 (2-я и 3-я колонки) представлены расчетные значения  $d_z$  и  $L$  для ППП, распространяющихся вдоль золота и золота со слоем сульфида цинка [28] толщиной 0,25 и 0,75 мкм, вычисленные по известным формулам (см.: [26; 27]).

Данные результаты демонстрируют возможность обнаружения с помощью ППП очень тонких диэлектрических пленок в терагерцовой области частот. Слой ZnS толщиной всего 0,75 мкм ( $\sim \lambda / 200$ ) на золоте уменьшает длину пробега ПЭВ (по сравнению с непокрытым золотом) почти в 22 раза.

Функции  $\exp(-2z/d_z)$  построены на графиках сечений интенсивности поля ППП (см. рис. 2). Видно, что характерная ширина распределения интенсивности экспериментальных кривых качественно соответствует глубине проникновения  $d_z$ , однако профиль распределения сильно отличается от экспоненты. Причиной такого немонотонного поведения интенсивности поля за торцом в эксперименте является то, что мы наблюдаем не собственно поле поверхностной волны, а дифракцию ППП на крае образца.

### Дифракция ППП на прямоугольном крае образца: теория и эксперимент

Когда поверхностный плазмон-поляритон достигает края образца, он дифрагирует и порождает электромагнитное поле. Дан-

<sup>3</sup> Выражения для расчета характеристик ППП для металла с тонким слоем диэлектрика см.: *Kotelnikov Igor A. et al. Diffraction of Surface Wave...*

ное поле вблизи торца (ближняя волновая зона), очевидно, связано с колебаниями свободных электронов металла на поверхности образца и напоминает поле, возникающее вблизи длинной линейной антенны [29]. В дальней волновой зоне электромагнитное поле переходит в свободно распространяющуюся волну.

Задача о дифракции ППП на прямоугольном проводящем клине была точно решена с использованием метода Зоммерфельда – Малюжинца<sup>4</sup>. Показано, что дифрагированное поле описывается ТМ компонентой электромагнитного поля

$$B_{0,y}(r, \theta) = -\frac{1}{2} \exp(-s^2) [-1 + i \operatorname{erfi}(s)] e^{ik_0 r}, \quad (1)$$

где

$$\operatorname{erfi}(s) = \left( \frac{2}{\sqrt{\pi}} \right) \int_0^s \exp(t^2) dt, \quad - \text{ мнимая}$$

часть функции ошибок,

$s = (\theta + \chi) \sqrt{k_0 r} (1 + i) / 2$  и  $\chi = \arcsin(\xi)$  – комплексный угол, который зависит от поверхностного импеданса  $\xi$  верхней грани клина. Выражение (1) справедливо для любого  $r$ : ближней, дальней и промежуточной волновых зон. Важно отметить, что результат не чувствителен к поверхностному импедансу боковой грани клина, и отраженные от края образца и прошедшие вдоль боковой грани ППП отсутствуют.

Основные выводы, которые следуют из данной теории и сравнения с экспериментом, таковы.

1. Дифрагированная поверхностная волна полностью рассеивается в свободно распространяющуюся электромагнитную волну, и ни отраженная, ни прошедшая ППП не могут возбуждаться в случае положительной реальной части поверхностного импеданса  $\xi$  верхней грани клина  $\operatorname{Re}(\xi) > 0$ . В терагерцовом диапазоне величина  $\xi$  у золота и золота с покрытием ZnS удовлетворяет данному условию<sup>5</sup>. Этот вывод очень интересен, однако система регистрации, используемая в наших экспериментах, не позволяет проверить данное утверждение.

2. Для клина с маленьким поверхностным импедансом дальняя волновая зона, где дифрагированное поле ППП представляет собой свободно распространяющуюся электромагнитную волну, начинается с расстояний  $r \gg R = k_0^{-1} |\operatorname{Im} \chi|^{-2}$ .

3. В дальней волновой зоне угловое распределение свободной волны имеет лоренцевский профиль с угловой шириной

$$\Delta\theta_{\text{св}} = 2 |\operatorname{Im}(\chi)| \approx 2 |\operatorname{Im}(\xi)|,$$

зависящей от поверхностного импеданса. Здесь мы приняли во внимание малость мнимой части комплексного угла  $\chi$ : в терагерцовом диапазоне наши образцы имеют  $\operatorname{Im}(\chi) \sim 10^{-3} \div 10^{-2}$ .

4. Расчетные значения  $R$  и  $\Delta\theta_{\text{св}}$  представлены в табл. 2. Дальняя волновая зона для образца с покрытием ZnS толщиной 0,75 мкм начинается на расстоянии нескольких сантиметров от торца, а для покрытия 0,25 мкм и чистого золота дальняя зона смещается на десятки сантиметров и десятки метров соответственно. Согласно теории<sup>6</sup>, мы рассматривали двумерную задачу, в которой предполагалось, что прямоугольный клин в направлении  $y$  бесконечный. В эксперименте ширина ППП определялась диаметром пучка  $\Delta y \approx 10$  мм. Следовательно, для расчета  $R$  и  $\Delta\theta_{\text{св}}$  на больших расстояниях мы должны решать трехмерную задачу. Тем не менее для образца с ZnS толщиной 0,75 мкм вычисленные значения  $R$  могут быть приняты в качестве хорошего приближения.

5. В соответствии с выражением (1) зависимости интенсивности поля  $|B_{0,y}|^2$  от угла  $\theta$  при разных расстояниях  $r$  от ребра клина, вычисленные для золота и золота с покрытием ZnS толщиной 0,5 мкм, имеют вид, представленный на рис. 3. Видно, что дифрагированное поле не симметрично относительно поверхности образца  $\theta = 0^\circ$  и присутствует в основном в верхней полуплоскости  $\theta > 0$ . Это подтверждают экспериментальные угловые зависимости, измеренные с помощью ячейки Голя.

Еще один важный вывод, который следует из полученных зависимостей, состоит в том, что распределение интенсивности поля за торцом не соответствует экспоненциаль-

<sup>4</sup> Детальное описание решения см.: Kotelnikov Igor A. et al. Diffraction of Surface Wave...

<sup>5</sup> Там же.

<sup>6</sup> Там же.

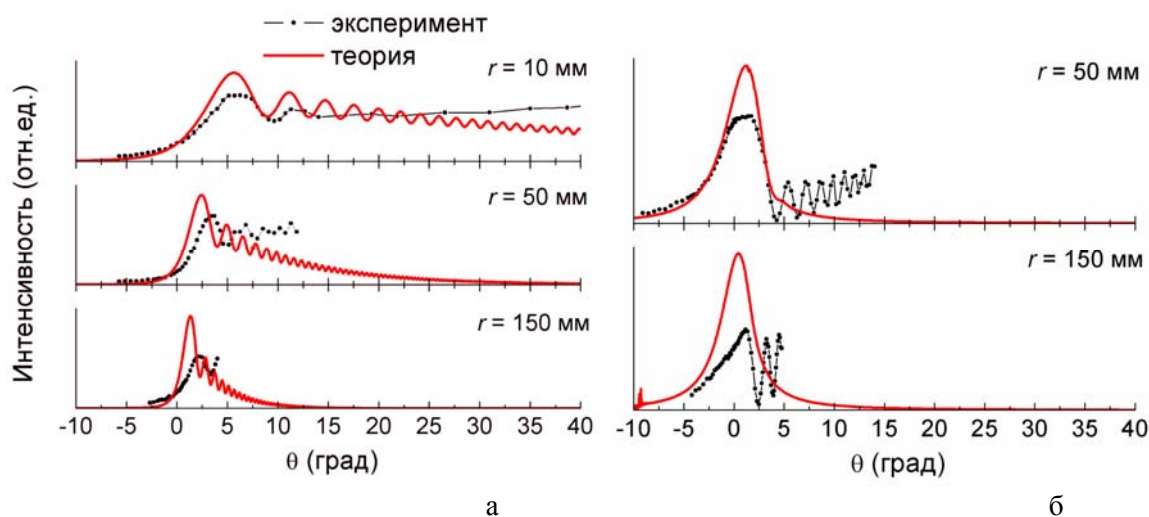


Рис. 3. Зависимость интенсивности поля от угла  $\theta$  при разных расстояниях  $r$  от торца: золото без покрытия (а); золото с покрытием ZnS толщиной 0,75 мкм (б)

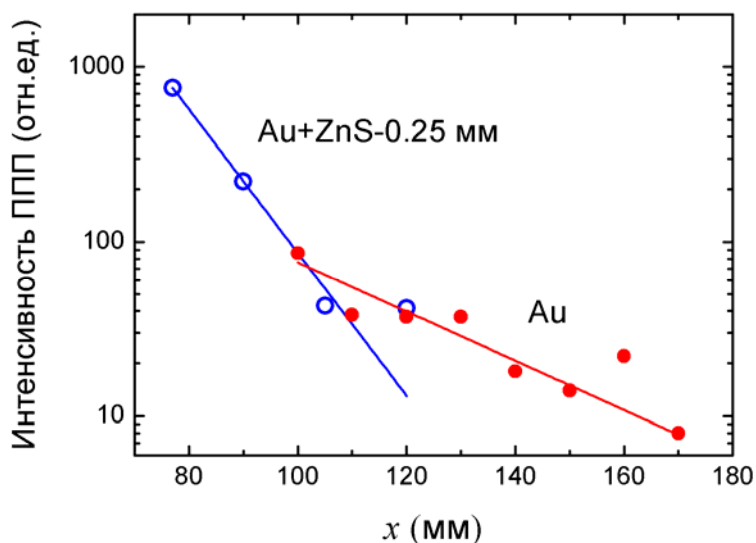


Рис. 4. Зависимость интенсивности поля ППП от координаты  $x$ : символы – экспериментальные данные, линии – аппроксимация экспонентой

ному распределению интенсивности эванесцентного поля поверхностной волны, а сначала растет и только затем падает. Данный факт также подтверждают графики сечений, представленные на рис. 2.

При небольших расстояниях ( $r = 10 \div 50$  мм) от края образца до детектора для золота и золота с ZnS экспериментальные угловые зависимости (см. рис. 3) хорошо совпадают с теоретическими. При  $r = 150$  мм, где двумерная задача в наших условиях не применима (ширина пучка  $\Delta y \ll r$ ), наблюдается заметное расхождение между теорией и экспериментом.

### Измерение длины распространения ППП

Согласно вышеприведенному выводу 1, поверхностные плазмон-поляритоны при достижении края плоского проводящего образца полностью преобразуются в рассеянную электромагнитную волну. Поэтому, измеряя интенсивность поля за торцом образца, мы фактически регистрируем интенсивность поверхностной волны. Для исследования затухания ППП при распространении вдоль поверхности проводника, мы использовали 45-градусное зеркало  $M_3$  с золотым покрытием (показано пунктиром на

рис. 1, б). В данном случае поверхностная волна, достигнув зеркала, дифрагировала на его ребре, прилегающем к поверхности образца. Интенсивность поля, формируемого за зеркалом, детектировалась с помощью ММБП и линзы ТРХ. Записанные изображения оказались идентичными распределениям на торце (см. рис. 2). В той же экспериментальной схеме с помощью ячейки Голея (см. рис. 1, б), помещенной на расстоянии  $l' = 20$  мм от наклонного зеркала, измерялась интенсивность поля вдоль оси  $z'$ . Измеренные зависимости на золоте и золоте с покрытием ZnS были аналогичны зависимостям, полученным на прямоугольном торце (см. экспериментальные кривые на рис. 3).

Исходя из этих результатов, мы сделали вывод о том, что поле, формируемое при дифракции ППП на ребре 45-градусного зеркала, идентично полю, которое формируется при дифракции поверхностной волны на прямоугольном клине. Иначе говоря, измеряя интенсивность поля над зеркалом, мы регистрировали интенсивность ППП. Для удобства все последующие измерения проводились с помощью ячейки Голея. Перемещая зеркало вдоль поверхности образца, при каждом значении  $x$  измерялась зависимость интенсивности поля от координаты  $z'$ . Полная энергия ППП вычислялась путем интегрирования площади под кривой распределения интенсивности в каждой точке  $x$  трека.

На рис. 4 точками показаны зависимости интенсивности поля от  $x$ , измеренные ячейкой Голея на золоте и золоте с ZnS толщиной 0,25 мкм. Длина распространения ППП по золоту составила  $L = 31 \pm 6$  мм, а по золоту с ZnS покрытием уменьшилась до  $L = 11 \pm 1$  мм. Уменьшение длины распространения при наличии покрытия свидетельствует об увеличении поглощения поверхностной волны, которое возникает вследствие перераспределения энергии поля ППП из окружающей среды в металл [30].

Видно, что экспериментальные значения  $L$  на 2–3 порядка меньше, чем расчетные. Подобное сильное расхождение теории с экспериментом наблюдалось и другими авторами [5; 7; 31; 32]. В работе [33] было обнаружено, что покрытие алюминиевой поверхности германиевыми слоями субмикронной толщины уменьшает данное расхождение, а при толщине слоя более 2 мкм

рассчитанные и экспериментальные значения  $L$  практически совпали (см.: [32. Табл. 3]). В наших экспериментах тоже наблюдается подобная зависимость: для золота с покрытием ZnS толщиной 0,25 мкм разница между экспериментальным и теоретическим значением  $L$  меньше в три раза по сравнению с чистым золотом.

Можно указать несколько наиболее очевидных факторов, уменьшающих длину распространения ППП [34; 35]: радиационные потери ППП, вызванные неоднородностями (от рельефа и диэлектрической проницаемости) на поверхности образца, содержание инородных примесей в поверхностном слое проводника и отличие диэлектрической проницаемости напыленного металла от диэлектрической проницаемости массивного металла. Причем наличие диэлектрического покрытия металла должно уменьшать радиационные потери ППП [7].

## Заключение

Выполнены экспериментальные исследования дифракции ППП, генерированных терагерцовым излучением Новосибирского лазера на свободных электронах, на прямоугольном крае плоской границы золото-диэлектрик. Проведено сравнение экспериментальных результатов с точным решением двумерной задачи дифракции ППП. Обнаружено, что распределение интенсивности поля за торцом образца не соответствует экспоненциальному распределению интенсивности эванесцентного поля поверхностной волны, а сначала растет и только затем падает. Дифрагированное поле за торцом не симметрично относительно поверхности образца, и присутствует в основном в верхней полуплоскости. При расстояниях от края образца до детектора, сравнимых с диаметром пучка излучения, экспериментальные угловые зависимости для золота и золота с покрытием ZnS достаточно хорошо согласуются с теоретическими. При удалении детектора на большие расстояния наблюдаются заметные расхождения с теорией, и необходимо решать трехмерную задачу дифракции. Для золота с покрытием ZnS микронной толщины в дальней волновой зоне, которая, согласно теории, начинается с расстояний в несколько сантиметров, угловое распределение имеет лоренцевский про-



филь, ширина которого зависит от мнимой части поверхностного импеданса.

Измеренные длины распространения поверхностных плазмон-поляритонов на плоской границе составили десятки миллиметров, что на два порядка меньше, чем предсказывает теория Друде. Обнаружено, что нанесение очень тонкого (около 1/500 доли длины волны) диэлектрического слоя ZnS на золотую поверхность уменьшает длину распространения и радиационные потери ППП, что позволяет предположить существование оптимальной толщины диэлектрического покрытия, при которой полные потери терагерцовых ППП минимальны. Это может быть эффективно использовано в плазмонных линиях связи терагерцового диапазона.

### Список литературы

1. *Новотный Л., Хехт Б.* Основы нанооптики. М.: Физматлит, 2009. 482 с.
2. *Кукушкин А. В., Рухадзе А. А., Рухадзе К. З.* Об условиях существования быстрой поверхностной волны // *Успехи физических наук*. 2012. Т. 182, № 11. С. 1205–1215.
3. *O'Hara J. F., Withayachumnankul W., Al-Naib I.* A Review on Thin-Film Sensing with Terahertz Waves // *J. Infrared Millimeter and Terahertz Waves*. 2012. Vol. 33. No. 3. P. 245–291.
4. *Begley D. L., Alexander R. W., Ward C. A., Miller R., Bell R. J.* Propagation Distances of Surface Electromagnetic Waves in the Far Infrared // *Surface Science*. 1979. Vol. 81. P. 245–251.
5. *Koteles E. S., McNeill W. H.* Far Infrared Surface Plasmon Propagation // *Int. J. Infrared Milli Waves*. 1981. Vol. 2. No. 2. P. 361–371.
6. *Gong M., Jeon T.-I., Grischkowsky D.* THz Surface Wave Collapse on Coated Metal Surfaces // *Optics Express*. 2009. Vol. 17. No. 19. P. 17088–17101.
7. *Nazarov M., Coutaz J.-L.* Terahertz Surface Waves Propagating on Metals with Subwavelength Structure and Grating Reliefs // *J. of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. 2011. Vol. 32. No. 10. P. 1054–1073.
8. *Vinokurov N. A., Dementyev E. N., Dovzhenko B. A., Galt A. A., Getmanov Ya. V., Knyazev B. A., Kolobanov E. I., Kubarev V. V., Kulipanov G. N., Medvedev L. E., Miginsky S. V., Mironenko L. A., Ovchar V. K., Persov B. Z., Popik V. M., Salikova T. V., Scheglov M. A., Serebnyakov S. S., Shevchenko O. A., Skrinisky A. N., Tcheskidov V. G., Vlasenko M. G., Vobly P. D., Zaigraeva N. S.* Status and Prospects of the Novosibirsk FEL Facility // *Proc. of RuPAC-2010*. Protvino, Russia, 2010. P. 133–135.
9. *Герасимов В. В., Жижин Г. Н., Князев Б. А., Котельников И. А., Митина Н. А., Никитин А. К.* Диагностический комплекс для исследования терагерцовых поверхностных плазмон-поляритонов на Новосибирском лазере на свободных электронах // *Изв. РАН. Серия физическая*. 2013. Т. 77, № 9.
10. *Okada T., Nagai M., Tanaka K.* Resonant Phase Jump with Enhanced Electric Field Caused by Surface Phonon Polariton in Terahertz Region // *Optics Express*. 2008. Vol. 16. No. 8. P. 5633–5641.
11. *Seymour R. J., Krupczak J. J., Stegeman G. I.* High Efficiency Coupling to the Overcoated Surface Plasmon Mode in the Far Infrared // *Appl. Phys. Lett.* 1984. Vol. 44. No. 4. P. 373–375.
12. *Ahn K. J., Lee K. G., Kihm H. W., Seo M. A., Adam A. J. L., Planken P. C. M., Kim D. S.* Optical and Terahertz Near-Field Studies of Surface Plasmons in Subwavelength Metallic Slits // *New J. Physics*. 2008. Vol. 10. P. 105003.
13. *Mueckstein R., Mitrofanov O.* Imaging of Terahertz Surface Plasmon Waves Excited on a Gold Surface by a Focused Beam // *Optics Express*. 2011. Vol. 19. No. 4. P. 3212–3217.
14. *Zon V. B.* Reflection, Refraction, and Transformation into Photons of Surface Plasmons on a Metal Wedge // *J. Opt. Soc. Am. B*. 2007. Vol. 24. No. 8. P. 1960–1967.
15. *Zon V. B., Zon B. A.* Terahertz Surface Plasmon Polaritons on a Conductive Right Circular Cone: Analytical Description and Experimental Verification // *Phys. Rev. A*. 2011. Vol. 84. No. 1. P. 013816.
16. *Babich V. M.* Theory: The Sommerfeld-Malyuzhinets Technique // *Diffraction Alpha Science Series on Wave Phenomena*. 2007.
17. *Latyshev A. N., Minakov D. A., Ovchinnikov O. V., Buslov V. A., Vikin O. G., Zon V. B., Zon B. A.* Thermal Radiation of Two-Dimensional Bose-Einstein Gas of Surface Plasmons // *J. Opt. Soc. Am. B*. 2009. Vol. 26. No. 3. P. 397–399.
18. *Зон В. Б., Зон Б.А., Клюев В. Г., Латышев А. Н., Минаков Д. А., Овчинников О. В.* Новый способ измерения поверхностного импеданса металлов в ИК области // *Оптика*

и спектроскопия. 2010. Т. 108, № 4. С. 677–679.

19. *Knyazev B. A., Kulipanov G. N., Vinokurov N. A.* Novosibirsk Terahertz Free Electron Laser: Instrumentation Development and Experimental Achievements // *Meas. Sci. & Techn.* 2010. Vol. 21. P. 054017.

20. *Демьяненко М. А., Есаев Д. Г., Марчишин И. В., Овсяк В. Н., Фомин Б. И., Князев Б. А., Герасимов В. В.* Применение неохлаждаемых матричных микроболометрических приемников для регистрации излучения терагерцового спектрального диапазона // *Автометрия.* 2011. Т. 47, № 5. С. 109–113.

21. *Reuter G. E. H., Sondheimer E. H.* The Theory of the Anomalous Skin Effect in Metals // *Proc. R. Soc. Lond. A.* 1948. Vol. 195. No. 1042. P. 336–364.

22. *Dingle R. B.* The Anomalous Skin Effect and Reflectivity of Metals // *Physica.* 1953. Vol. 19. P. 311–347.

23. *Malone C. G.* A Technique for the Measurement of the Far-Infrared Radiative Properties of Metal and Superconductor Thin Films // *Massachusetts Institute of Technology.* 1997.

24. *Brandli G., Sievers A. J.* Absolute Measurement of the Far-Infrared Surface Resistance of Pb // *Phys. Rev. B.* 1972. Vol. 5. No. 9. P. 3550–3557.

25. *Ziman J. M.* *Electrons and Phonons.* Oxford: Clarendon, 1960. 426 p.

26. *Ordal M. A., Bell R. J., Alexander R. W., Long L. L., Querry M. R.* Optical Properties of Fourteen Metals in the Infrared and Far Infrared: Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Mo, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, V, and W. // *Applied Optic.* 1985. Vol. 24. No. 24. P. 4493–4499.

27. *Князев Б. А., Кузьмин А. В.* Поверхностные электромагнитные волны: от видимого диапазона до микроволн // *Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика.* 2007. Т. 2, вып. 1. С. 108–122.

28. *Palik E. D.* *Handbook of Optical Constants of Solids.* San Diego: Academic Press, 1985. 804 p.

29. *Marion J. B.* *Classical Electromagnetic Radiation.* N. Y.; L.: Academic Press, 1965. 479 p.

30. *Seymour R. J., Koteles E. S., Stegeman G. I.* Far-Infrared Surface Plasmon Coupling with Overcoated Gratings // *Appl. Phys. Lett.* 1982. Vol. 41. No. 11. P. 1013–1015.

31. *Schlesinger Z., Sievers A. J.* IR Surface-Plasmon Attenuation Coefficients for Ge-Coated Ag and Au Metals // *Physical Review B.* 1982. Vol. 26. No. 12. P. 6444–6454.

32. *Jeon Tae-In, Grischkowsky D.* THz Zenneck Surface Wave (THz Surface Plasmon) Propagation on a Metal Sheet // *Appl. Phys. Lett.* 2006. Vol. 88. P. 061113.

33. *Жижин Г. Н., Никитин А. К., Богомолов Г. Д., Завьялов В. В., Джонг Юнг Ук, Ли Банг Чол, Сеонг Хи Пак, Чек Джин Ча* Поглощение поверхностных плазмонов в терагерцовом диапазоне в структуре металл-покрывный слой воздуха // *Оптика и спектроскопия.* 2006. Т. 100, № 5. С. 798–802.

34. *Raether H.* *Surface Plasmons on Smooth Rough Surfaces and on Gratings.* Berlin: Springer-Verlag, 1988. 136 p.

35. *Жижин Г. Н., Москалева М. А., Шомина Е. В., Яковлев В. А.* Краевые эффекты при распространении поверхностных электромагнитных волн ИК диапазона вдоль поверхности металла // *Письма в ЖТЭФ.* 1979. Т. 29, вып. 9. С. 533–536.

*Материал поступил в редколлегию 14.01.2013*

V. V. Gerasimov, G. N. Zhizhin, B. A. Knyazev, I. A. Kotelnikov, A. K. Nikitin, V. S. Cherkassky

#### STUDY OF DIFFRACTION OF SURFACE PLASMON POLARITONS AT THE RECTANGULAR EDGE OF A METALL-DIELECTRIC INTERFACE IN THE TERAHERTZ REGION

Surface plasmon polaritons diffraction at the rectangular edge of a plane gold-dielectric interface was studied using monochromatic terahertz radiation of Novosibirsk free electron laser. Experimental results were compared with the exact solution of the two dimensional diffraction problem. For short distances from the sample edge experimental data reasonably agreed with theory. The field intensity distribution beyond the edge is not symmetrical regarding to the sample surface and extends mainly in the upper hemisphere. In the far zone the electromagnetic field forms a freely-propagating wave which has Lorentzian profile with the divergence depended on the surface impedance. The propagation length of surface plasmon polaritons along bare gold and gold covered with a submicron ZnS layers were measured and amounted to tens of millimeters.

*Keywords:* terahertz radiation, surface plasmon polaritons, thin layers, diffraction, free-electron laser.