

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ**Отражение монохроматических поверхностных плазмон-поляритонов терагерцевого диапазона плоским зеркалом****В.В.Герасимов, Б.А.Князев, А.К.Никитин**

С применением Новосибирского лазера на свободных электронах исследовано отражение монохроматических ($\lambda = 130$ мкм) поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) от плоского зеркала, примыкающего к волноведущей поверхности. Установлено, что 100%-ное отражение ППП происходит не только при перпендикулярном положении зеркала относительно поверхности, но и при его отклонении от нормали на угол α , меньший предельного угла α^ , пропорционального волновому вектору ППП. При отклонении зеркала на угол, превышающий α^* , ППП на идеально гладкой поверхности должны преобразовываться в объемную волну, но в эксперименте коэффициент отражения ППП уменьшается до нуля с ростом α постепенно, что свидетельствует о разбросе значений волнового вектора монохроматических ППП вследствие их рассеяния на неоднородностях реальной поверхности.*

Ключевые слова: терагерцевое излучение, поверхностные плазмон-поляритоны, отражение эванесцентных моделей, поверхностные электромагнитные волны, модель Друде.

1. Введение

В настоящее время ведется интенсивное освоение терагерцевого (ТГц) диапазона оптического излучения [1–3]. Наряду с интроскопией, к основным направлениям разработки ТГц технологий относится спектроскопия полимерных, органических и биологических объектов, которые имеют линии поглощения в ТГц диапазоне, соответствующие вращательным и колебательным степеням свободы молекул [4], а также применение ТГц излучения в коммуникационных сетях и в устройствах по сбору и обработке информации [5, 6].

Одним из эффективных методов ИК спектроскопии тонкослойных объектов и информационных технологий является метод поверхностных плазмон-поляритонов (ППП), в котором излучение источника преобразуют в эванесцентную р-поляризованную волну, направляемую поверхностью проводника (металла) с отрицательной диэлектрической проницаемостью [7, 8]. Однако механический перенос методик ППП-спектроскопии из среднего ИК диапазона в ТГц область частот оказался невозможным в силу ряда особенностей ТГц ППП: их длина распространения достигает тысяч длин волн λ ; глубина проникновения поля в окружающую среду (воздух) составляет сотни λ ; показатель преломления ППП превышает единицу (на границе «металл–воздух») всего на 10^{-3} – 10^{-4} [9]; вклад радиационных потерь в затухание ППП значителен [10]; ТГц ППП способны преодолевать сантимет-

ровые зазоры между направляющими их поверхностями [11].

Основным препятствием, которое затрудняет применение ТГц ППП, генерируемых непрерывным лазерным излучением, оказались мощные засветки фотоприемника паразитными объемными волнами (ОВ), порождаемыми в процессе дифракции излучения источника на элементе преобразования, а также самих ППП на изгибах поверхности, и, кроме того, рассеянием ППП на ее неоднородностях (шероховатостях и инородных включениях) [12].

Дифракционные засветки являются причиной низкой эффективности применения метода импульсной терагерцевой спектроскопии (TDS) для исследования ТГц ППП [13–15]. Небольшое различие фазовых скоростей гармонических составляющих широкополосных ППП, а также паразитные ОВ от элемента преобразования и с трека ППП приводят к низкому разрешению таких измерений, что существенно затрудняет количественную оценку характеристик ППП и их дисперсии.

Наиболее значимые результаты в изучении природы ТГц ППП на плоской поверхности и их особенностей достигнуты с применением лазеров на свободных электронах (ЛСЭ), генерирующих интенсивное плавно перестраиваемое по частоте монохроматическое ТГц излучение [10, 11, 16, 17]. В частности, к ТГц частотам адаптирован способ преобразования излучения источника в ППП на прямоугольном ребре образца (the end-fire coupling method), предложен эффективно отсекающий паразитные ОВ цилиндрический элемент преобразования, измерены распределение поля над треком ППП и его зависимость от толщины диэлектрического покрытия, изучено явление дифракции ТГц ППП на прямоугольном ребре образца, обнаружена способность ТГц ППП преодолевать сантиметровые зазоры между направляющими их подложками, установлено наличие мощных радиационных потерь ТГц ППП.

К настоящему времени имеется много предпосылок для создания плазмонных информационно-аналитических устройств (датчиков, контроллеров, интерферомет-

В.В.Герасимов, Б.А.Князев. Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 11; Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2

А.К.Никитин. Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, Россия, 117342 Москва, ул. Бултерова, 15; Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2; e-mail: alnikitin@mail.ru

Поступила в редакцию 8 июля 2016 г., после доработки – 13 декабря 2016 г.

ров, рефрактометров, абсорбционных и дисперсионных спектрометров) и коммуникационных линий ТГц диапазона. Однако некоторые элементы (отражатели, делители пучка, дефлекторы, фокусаторы, управляемые поглотители, переключатели и др.) ТГц плазмонных каналов необходимо еще разработать и апробировать.

В настоящей статье представлены результаты изучения отражения монохроматических ($\lambda = 130$ мкм) ТГц ППП плоскими зеркалами, установленными на поверхности золотого образца и ориентированными перпендикулярно к ней. Определены требования к точности установки зеркала нормально к поверхности для достижения 100%-ного отражения ППП. Изучено влияние толщины диэлектрического покрытия поверхности на эффективность отражения и величину допустимого отклонения зеркала от нормали. Исследована возможность регулирования интенсивности отраженных ППП углом наклона зеркала к поверхности образца.

2. Краткая теория

Вопрос отражения ППП от плоской границы диэлектрических сред, примыкающих к направляющей ППП поверхности, был рассмотрен аналитически в [18,19]. В работе [18] получены формулы для расчета коэффициентов отражения и пропускания, а также аналитические выражения для расчета диаграмм направленности объемных и поверхностных волн, порождаемых ППП в результате дифракции на границе сред при нормальном падении на нее. В [19] изучено прохождение ППП через границу диэлектрических сред не только при нормальном, но и при наклонном падении; установлено, что при нормальном падении радиационные потери ППП в результате их рассеяния на барьере могут достигать 40%, а при наклонном падении коэффициент пропускания уменьшается с увеличением угла падения и достигает нуля при критическом для ППП угле, причем коэффициент отражения при этом меньше единицы из-за частичного преобразования ППП в объемное излучение.

Экспериментальные исследования отражения ППП затруднены их малой длиной распространения L в видимом диапазоне ($L \approx 10\lambda$), но достаточно просто реализуемы в ИК и ТГц диапазонах, где $L \approx 10^3\lambda$. Эксперименты по отражению плоским зеркалом поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ) СВЧ диапазона ($\lambda = 3.55$ см), направляемых алюминиевой фольгой, выполнены авторами работы [20]. Было установлено, что ПЭВ отражаются плоским зеркалом, ориентированным перпендикулярно поверхности образца, подобно плоской волне, если глубина проникновения их поля в окружающую среду превышает 3λ . Можно предположить, что это утверждение справедливо и для ПЭВ (к которым относится ППП) ТГц диапазона, поскольку глубина проникновения их поля в воздух достигает 100λ на непокрытом слое диэлектрика металле.

Заметим, что в [20] изучалось взаимодействие ПЭВ с зеркалами, отражающая грань которых примыкает к волноведущей поверхности и содержит нормаль к ней. Но насколько высоки требования к перпендикулярности установки зеркала, чтобы наблюдалось 100%-ное отражение ПЭВ? Что произойдет, если зеркало будет отклонено от нормали? Приведет ли это сразу к преобразованию ПЭВ в плоскую волну? Под каким углом к поверхности будет излучаться в окружающее пространство такая вол-

на? Рассмотрим эти вопросы вначале аналитически, а затем приведем результаты тестовых экспериментов и обсудим их.

Известно, что вещественная часть k' волнового вектора ППП k больше волнового числа $k_0 = 2\pi/\lambda$ плоской волны в воздухе, что обуславливает неизлучающий характер ППП [7,8]. Отношение $k/k_0 = \kappa$ называют комплексным показателем преломления ППП, а его вещественную часть $\text{Re}(\kappa) = \kappa'$ — просто показателем преломления ППП, т.к. частное от деления скорости света на κ' равно фазовой скорости ППП. При нахождении в поле ППП какого-либо объекта (края экрана, дифракционной решетки на поверхности образца, неровности или неоднородности волноведущей поверхности и т.п.) волновой вектор ППП k в результате дифракции волны на этом предмете получает приращение Δk . При выполнении условия

$$|k' - \Delta k'| \leq k_0, \quad (1)$$

где $\Delta k'$ — вещественная часть Δk , ППП преобразуются в плоскую волну, излучаемую в окружающую среду (обычно — воздух) под некоторым углом к поверхности образца.

Если таким объектом является плоское зеркало, отражающая грань которого примыкает к поверхности образца и содержит нормаль к ней, то, согласно закону сохранения импульса (импульс плазмон-поляритона $p = 2\pi k/h$, где h — постоянная Планка), $\Delta k' = 2k'$, ППП сохраняют свою природу и после взаимодействия с зеркалом распространяются по образцу в обратную сторону. Размещение зеркала под углом $\beta \neq 90^\circ$ относительно трека приводит только к изменению направления распространения отраженных ППП.

Процесс взаимодействия ППП с зеркалом, отклоненным от нормали к поверхности образца на угол α , зависит от величины этого угла. Для удобства восприятия объяснения повернем на угол α не зеркало, а образец (рис.1). Разложим волновой вектор ППП на две составляющие (относительно зеркала): $k_x = k \cos \alpha$ и $k_y = k \sin \alpha$. При некотором угле α выполняется равенство $k_x = k_0 \cos \gamma$, где γ — угол, под которым распространяется плоская волна, порожденная ППП в результате взаимодействия с зеркалом. Отличие угла γ от α объясняется тем, что y -компоненты векторов k и k_0 одинаковы (в силу закона сохранения импульса), но модули этих векторов различны ($|k| > |k_0|$). Таким образом, в зависимости от величины

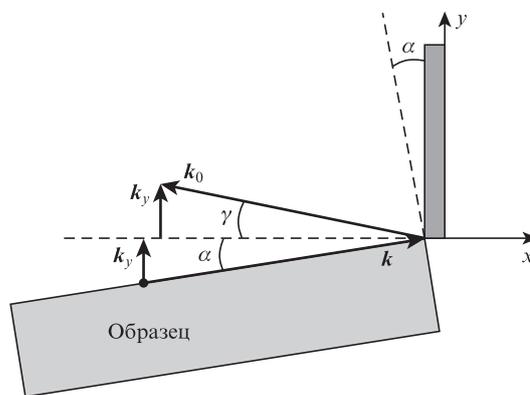


Рис.1. Преобразование ППП в плоскую волну при отражении ППП плоским зеркалом, отклоненным от нормали к поверхности образца на угол α .

угла α возможны два исхода взаимодействия ППП с зеркалом: при $k_x > k_0 \cos \gamma$ отраженное излучение сохраняет природу ППП, а при $k_x \leq k_0 \cos \gamma$ ППП преобразуется в плоскую волну, излучаемую в воздух под некоторым углом $\gamma > \alpha$ относительно нормали к отражающей грани зеркала.

Выразим показатель преломления ППП κ' через углы α и γ , измеряемые в момент порождения поверхностной волной плоской волны. Для этого воспользуемся равенством y -компонент векторов \mathbf{k} и \mathbf{k}_0 :

$$k_y = k' \sin \alpha = k_0 \sin \gamma, \tag{2}$$

откуда

$$\kappa' = \frac{\sin \gamma}{\sin \alpha}. \tag{3}$$

Ввиду трудоемкости измерения обоих углов получим приближенную формулу для расчета κ' по значению угла α , при котором пучок падающих на зеркало монохроматических ППП преобразуется в объемную волну. Поскольку величина κ' в ТГц диапазоне для границы «металл–воздух» не больше 1.001, а углы α и γ малы, то из формулы (3) следует, что различие между ними не превышает $10''$ и можно считать $\alpha \approx \gamma$. В этом приближении проекция волнового вектора ППП \mathbf{k} на направление распространения порожденной на зеркале плоской волны равна k_0 . Тогда (см. рис.1) $k_0/k' \approx \cos 2\alpha$. Отсюда получим приближенную формулу для расчета максимального угла отклонения α_{\max} зеркала от нормали, при котором взаимодействующая с зеркалом монохроматическая поверхностная волна не преобразуется в плоскую волну:

$$\alpha_{\max} \approx [\arccos(k_0/k')]/2. \tag{4}$$

3. Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки приведена на рис.2. Пучок модулированного прерывателем с частотой 15 Гц р-поляризованного излучения Новосибирского ЛСЭ направлялся на оптический стол в форме последовательности импульсов длительностью 100 пс с частотой 5.6 МГц и средней мощностью ~ 10 Вт. В экспериментах использовалось излучение с $\lambda = 130$ мкм, имеющее ширину линии ± 1 мкм ($\Delta\lambda/\lambda \approx 1\%$).

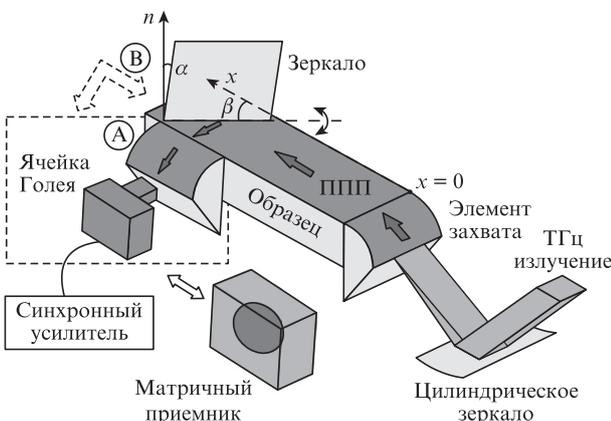


Рис.2. Схема экспериментальной установки (ММБП – матричный микроболометрический приемник; А, В – положения ММБП).

Для преобразования излучения ЛСЭ в ППП и обратно (ППП в объемную волну) был применен метод дифракции излучения на прямоугольном ребре образца [21] с использованием в качестве согласующих элементов («элементов захвата») сегментов стеклянных цилиндров ($R = 60$ мм $\gg \lambda$), на искривленные поверхности которых был нанесен непрозрачный слой золота, в свою очередь покрытый слоем ZnS толщиной 2 мкм [17].

Эксперименты выполнялись с двумя отличающимися качеством подготовки поверхности наборами образцов: в наборе №1 подложками служили стеклянные пластинки с размерами 15.0×3.5×1.0 см, оптически полированные грани которых (15.0×3.5 см) были покрыты непрозрачным слоем золота толщиной 0.3 мкм; набор №2 состоял из дюралюминиевых параллелепипедов с размерами 15.0×3.0×2.0 см, их грани (15.0×3.0 см) полировались сукном и были покрыты слоем золота толщиной 1.0 мкм. На золотые покрытия образцов обоих наборов был нанесен слой сульфида цинка толщиной до 2 мкм.

Отражение ППП осуществлялось плоским зеркалом 40×40 мм, размещенным на волноведущей грани образца у ее свободного короткого ребра. Зеркало устанавливалось перпендикулярно поверхности грани в плоскости, ориентированной под углом $\beta = 45^\circ$ относительно трека ППП. Зеркало имело две оси вращения: первая совпадала с нижним ребром его отражающей грани, примыкающей к образцу, что позволяло изменять угол α наклона зеркала относительно нормали к поверхности образца; вторая ось проходила вдоль нормали к поверхности образца, что давало возможность изменять угол β относительно направления распространения ППП. Отраженный пучок ППП направлялся на выходной цилиндрический элемент и преобразовывался на его свободном ребре в объемную волну.

Интенсивность ОВ, пропорциональная интенсивности ППП, измерялась оптико-акустической ячейкой Голея, подключенной к синхронному усилителю SR-830. Для контроля мощности входного пучка ЛСЭ использовались светоделиитель и пирозлектрический приемник МГ-33. Регистрация распределения интенсивности ОВ в реальном времени осуществлялось неохлаждаемым матричным микроболометрическим приемником (ММБП). Матричный приемник, изготовленный в Институте физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН, содержит 320×240 болометров размером 51 мкм (общий размер матрицы 16×12 мм), чувствительных к ТГц излучению, и позволяет записывать 30 кадров в секунду [22]. Средняя пороговая чувствительность (NEP) одного болометра при $\lambda = 130$ мкм составляет $\sim 2 \times 10^{-10}$ Вт/Гц^{1/2}.

4. Результаты и их обсуждение

Чтобы убедиться в возможности отражения ТГц ППП плоским зеркалом, были выполнены расчеты (с использованием модели Друде для диэлектрической проницаемости металла) и измерения (с применением установки, описанной в [17]) глубины проникновения δ поля ППП в воздух для обоих наборов образцов, результаты которых приведены на рис.3. Во-первых, отметим хорошее совпадение результатов измерений и расчетов, что свидетельствует о применимости модели Друде в ТГц диапазоне. Во-вторых (и это важно для отражения ППП зеркалами), величина δ для образцов со слоем ZnS толщиной $d \leq 0.5$ мкм превышает 3λ , что соответствует условию,

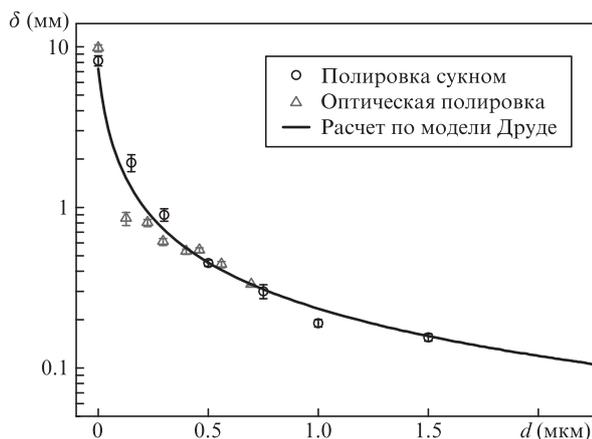


Рис.3. Зависимости глубины проникновения δ поля ППП в воздух для структуры «Au – слой ZnS толщиной d – воздух»; сплошная кривая – расчет с применением модели Друде, кружки и треугольники – эксперимент.

сформулированному в [20] для применимости закона отражения к ПЭВ.

Для измерения профиля интенсивности объемного излучения, возникающего при взаимодействии ППП с плоским зеркалом, использовался ММБП, помещенный у кромки образца в положение А (см. рис.2). При этом второй согласующий элемент, предназначенный для преобразования ППП обратно в объемную волну, отсутствовал. Результаты измерений, выполненных с образцом, который был покрыт слоем ZnS толщиной 0.15 мкм, при нормальном и наклонном положениях зеркала относительно волноведущей поверхности представлены на рис.4. Видно, что при $\alpha = 0$ регистрируемое излучение сосредоточено вблизи поверхности и соответствует типичной картине дифракции ППП на прямоугольном ребре образца [17]. При $\alpha = 120^\circ > \alpha_{\max}$ в области, где должна быть ОВ от отраженного плазмона, интенсивность очень мала, а вдали от плоскости образца наблюдается максимум, который соответствует плоской волне, порожденной взаимодействием ППП с отражающей гранью зеркала. Эти распределения интенсивности наглядно демонстрируют, что в результате взаимодействия ППП с зеркалом, ориентированным перпендикулярно поверхности образца, ППП сохраняет свою природу, а отсутствие объемной волны при этом позволяет утверждать, что коэффициент отражения ППП близок к единице; при отклонении же зеркала от нормали к поверхности на угол, превышающий α_{\max} , практически вся энергия ППП переходит в энергию плоской волны.

Коэффициент отражения ППП от зеркала при его нормальной ориентации к поверхности образца ($\alpha = 0$) определялся следующим образом. Чтобы измерить интенсивность отраженных ППП I_{ref} , согласующий элемент и ячейка Голя помещались в положение А (см. рис.2), а интенсивность прошедших ППП I_{tr} – в положение В (при этом зеркало убиралось с поверхности образца). Чтобы затухание ППП вдоль поверхности образца было одинаковым в обеих схемах измерения, положение зеркала вдоль оси x подбирались таким образом, чтобы расстояния, пройденные отраженными и прошедшими ППП до соответствующих кромок образца, были одинаковы. В результате измерений было установлено, что $I_{\text{ref}} \approx I_{\text{tr}}$ и, следовательно, коэффициент отражения ППП от зеркала $R = I_{\text{ref}}/I_{\text{tr}}$ близок к единице. Таким образом, при угле

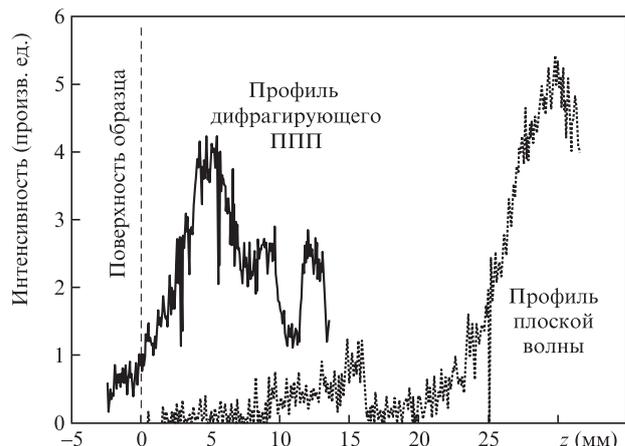


Рис.4. Распределение интенсивности излучения, измеренное с помощью матрицы микроболлометров (размещена у кромки образца со слоем ZnS толщиной 0.15 мкм) после взаимодействия ППП с плоским зеркалом; сплошная кривая – зеркало перпендикулярно поверхности образца ($\alpha = 0$), пунктирная кривая – $\alpha = 120^\circ$.

наклона зеркала $\alpha = 0$ имеет место практически 100%-ное отражение ППП.

Для измерения зависимости интенсивности отраженных ППП от угла наклона α зеркала, цилиндрический элемент согласования и ячейка Голя помещались в положение А. Результаты экспериментов при помещении зеркала на расстоянии $x \approx 50$ мм для обоих наборов образцов приведены на рис.5. По оси ординат отложен коэффициент отражения $R = I/I_0$, где I_0 – интенсивность сигнала при $\alpha = 0$, соответствующего 100%-ному отражению ППП. К сожалению, выделяемое пользователями время работы на ЛСЭ ограничено, и при большом объеме работы многократные измерения зависимостей выполнить не удастся. По нашим оценкам, погрешность измерения R в отдельной точке равна 10%, что обусловлено, главным образом, нестабильностью мощности излучения ЛСЭ.

Анализ полученных семейств кривых позволяет сделать следующие выводы:

- коэффициент отражения ППП падает до нуля не при некотором определенном угле α_{\max} , как это следует из формулы (4), а постепенно, что свидетельствует о разбросе значений волнового вектора ППП (неопределенность угла α_{\max} , обусловленная 1%-ной шириной линии излучения ЛСЭ, не превышает 1°);
- градиент $\Delta R/\Delta \alpha$ зависит от качества обработки поверхности: для набора образцов №1 с более качественной, оптической полировкой подложек, зависимости $R(\alpha)$ значительно уже, чем для набора образцов №2, полированных сукном;
- зависимости $R(\alpha)$ для образцов с заданным качеством обработки поверхности уширяются с увеличением толщины d покрытия, т.е. с увеличением волнового вектора ППП [17];
- в реальности коэффициент отражения ППП уменьшается, начиная с некоторого угла $\alpha^* < \alpha_{\max}$, величина которого пропорциональна толщине слоя ZnS;
- отклонение зеркала от нормали в сторону, противоположную направлению распространения исходного ППП (положительные значения угла α), приводит к таким же эффектам, как и при отклонении зеркала в сторону распространения ППП (отрицательные значения угла α), однако регистрация отраженных ППП в этом слу-

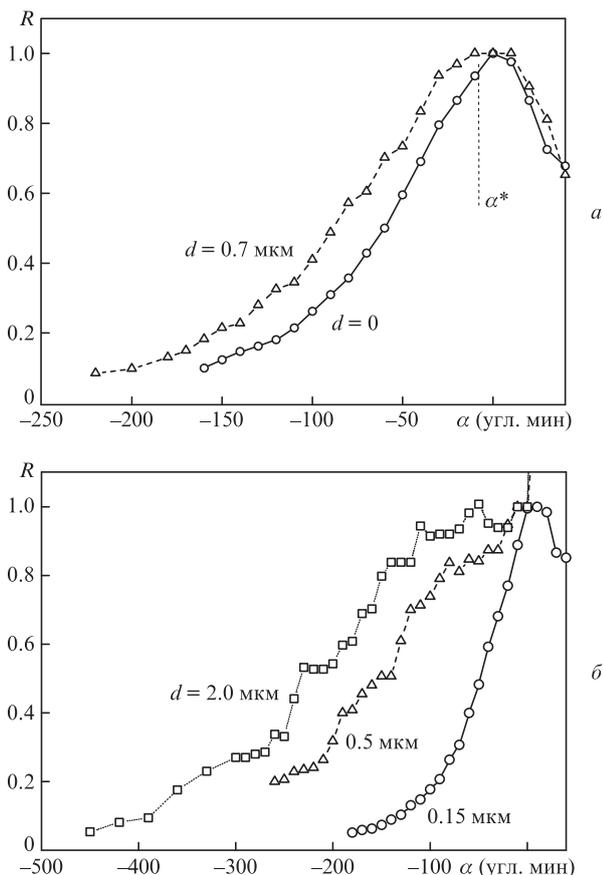


Рис.5. Экспериментальные зависимости коэффициента отражения ППП R от угла α отклонения зеркала от нормали к поверхности образца с покровным слоем ZnS различной толщины d для образцов на оптически полированных стеклянных подложках (а) и образцов на полированных сукном дюралюминиевых подложках (б).

чае затруднена возникновением на зеркале объемного излучения, освещающего приемник.

Отметим несколько возможных практических применений отражения ТГц ППП плоскими зеркалами. Во-первых, обнаруженную зависимость коэффициента отражения от угла наклона α зеркала можно использовать для оперативного управления интенсивностью ППП. Во-вторых, зависимости угловой ширины $R(\alpha)$ и градиента $\Delta R/\Delta\alpha$ от качества обработки поверхности подложки позволяют судить о состоянии поверхности оптических изделий.

Кроме того, постепенность уменьшения коэффициента отражения R с ростом угла α свидетельствует о том, что волновой вектор ППП на реальной поверхности не однозначен. Он имеет некоторый спектр значений, который можно оценить по формуле

$$k' \approx k_0/\cos 2\alpha = k_0/\cos [2(\alpha^* + \Delta\alpha)], \tag{5}$$

где α^* – максимальный угол наклона зеркала, при котором интенсивность отраженных ППП равна их интенсивности при $\alpha = 0$; $\Delta\alpha$ – добавка к α^* , обусловленная шероховатостью поверхности металла и содержанием в ней неоднородностей. Ширина этого спектра зависит от качества поверхности: чем больше неоднородностей (в виде инородных включений, зернистости структуры металла, «механической» шероховатости) содержит поверхность, тем более широкий спектр имеет волновой вектор ППП.

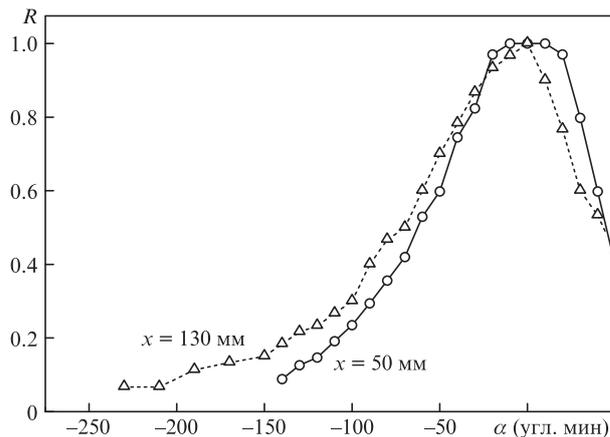


Рис.6. Зависимости коэффициента отражения R ППП на слое золота, покрытом слоем ZnS толщиной 0.45 мкм, от угла α отклонения зеркала от нормали к поверхности образца, измеренные при различных длинах x пробега ППП.

На рис.6 приведены зависимости $R(\alpha)$, измеренные при различных длинах x пробега ППП по образцу с покрытием ZnS толщиной 0.45 мкм. Видно, что с увеличением длины пробега x зависимость становится более пологой. Это может свидетельствовать о том, что по мере распространения ППП по реальной поверхности спектр волновых векторов ППП уширяется вследствие увеличения расстояния взаимодействия волны с неоднородностями.

Измеренные зависимости $R(\alpha)$ позволяют оценить спектр показателя преломления k' (или вещественной части волнового вектора k') ППП. Из формулы (4) следует, что показатель преломления ППП

$$k' \equiv k'/k_0 \approx 1/\cos 2\alpha_{\max}. \tag{6}$$

Далее, безотносительно к какой-либо конкретной волноведущей структуре, построим зависимость $k'(\alpha_{\max})$ (рис.7). Область выше кривой $k'(\alpha_{\max})$ соответствует существованию отраженного зеркалом излучения в форме ППП, а область ниже этой кривой отвечает трансформации падающего пучка ППП в ОВ, излучаемую в воздух под углом, меньшим $2\alpha_{\max}$. Так, например, в структуре «металл–воздух» ($d = 0$) ППП сохраняют свою природу при отражении от зеркала, отклоненного от нормали на угол в пределах $0 \leq \alpha < \alpha_{\max}^0 \approx 42'$ (что соответствует $k' \approx 1.0003$ с учетом того, что показатель преломления воздуха равен 1.00027 [23]). При наличии слоя диэлектрика на металле ($d > 0$) верхняя граница этого диапазона увеличивается до $\alpha_{\max} > \alpha_{\max}^0$, определяемого величиной k' для ППП в структуре «металл – слой диэлектрика – воздух».

Сопоставляя (в соответствии с рис.7) каждое значение угла α на рис.5 с определенным значением k' , легко установить весь спектр значений k' . Так, например, можно утверждать, что на образцах из набора №2 (дюралюминиевые подложки) показатель преломления фурье-компонент ППП находился в диапазоне 1.0003–1.028 (коэффициент отражения ППП при $d = 2.0$ мкм был отличен от нуля при $\alpha \leq 400'$), тогда как на образцах из набора №1 (полированные стеклянные подложки) максимальное значение k' (для образца с $d = 0.7$ мкм) достигало (при $\alpha \leq 200'$) всего 1.007 – значения, характерного для ППП среднего ИК диапазона.

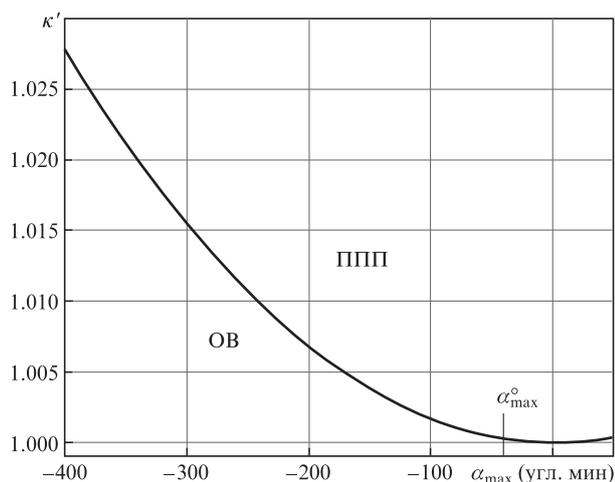


Рис.7. Расчетная зависимость показателя преломления ППП κ' от угла отклонения зеркала от нормали к поверхности α_{\max} , при котором ППП с данным κ' преобразуется в плоскую волну, излучаемую с трека в воздух.

Можно предположить, что именно эта неопределенность волнового вектора, обусловленная рассеянием ППП на неоднородностях реальной поверхности, является причиной больших радиационных потерь ППП не только в среднем ИК [24, 25], но и в ТГц диапазоне [10].

5. Заключение

Таким образом, в результате выполненных исследований установлено, что поверхностные плазмон-поляритоны терагерцевого диапазона отражаются зеркалами подобно плоским волнам. Более того, 100%-ное отражение ППП сохраняется и при отклонении зеркала от нормали к поверхности на небольшой угол, который увеличивается с ростом показателя преломления ППП. При больших углах отклонения зеркала коэффициент отражения ППП из-за частичного преобразования поверхностной волны в объемную постепенно уменьшается до нуля. Плавный спад коэффициента отражения ППП в зависимости от угла отклонения зеркала свидетельствует о том, что волновой вектор монохроматических ППП на реальной границе раздела имеет не строго определенное значение, а варьируется в некотором интервале, размер которого увеличивается при повышении неоднородности поверхности. Причиной неопределенности является рассеяние ППП на неоднородностях, приводящее к уширению фурье-спектра волнового вектора ППП. Мы полагаем, что именно этот разброс значений волнового вектора

является причиной больших радиационных потерь ТГц ППП.

Авторы выражают признательность коллективу Сибирского центра синхротронного и терагерцевого излучения (Новосибирск) за содействие в выполнении экспериментов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (грант №14-50-00080) и РФФИ (грант №16-32-00678), а также и в рамках проекта №0069-2014-0014 Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013–2020 гг.

1. Братман В.Л., Литвак А.Г., Суворов Е.В. *УФН*, **181**, 867 (2011).
2. Liu G. *Scientometrics*, **94**, 1037 (2013).
3. Hochrein T. *J. Infrared Milli. Terahertz Waves*, **36**, 235 (2015).
4. Peiponen K.-E., Zeitler J.A., Kuwata-Gonokami M. (Eds) *Terahertz Spectroscopy and Imaging* (Springer Series in Optical Sciences, 2013, vol. 171).
5. Akyildiz I.F., Jornet J.M., Han C. *Phys. Commun.*, **12**, 16 (2014).
6. Tonouchi M. *Nature Photon.*, **1**, 97 (2007).
7. Климов В.В. *Наноплазмоника* (М.: Физматлит, 2009).
8. Новотный Л. *Основы нанооптики* (М.: Физматлит, 2011).
9. Жижин Г.Н., Никитин А.К., Богомолов Г.Д., Завьялов В.В., Джонг Юнг Ук, Ли Банг Чол, Сеонг Хи Пак, Хёк Джин Ча, *Оптика и спектроскопия*, **100**, 798 (2006).
10. Gerasimov V.V., Knyazev B.A., Lemzyakov A.G., Nikitin A.K., Zhizhin G.N. *J. Opt. Soc. Am. B*, **33**, 2196 (2016).
11. Gerasimov V.V., Knyazev B.A., Nikitin A.K., Zhizhin G.N. *Opt. Express*, **23**, 33448 (2015).
12. Герасимов В.В., Князев Б.А., Никитин А.К., Никитин В.В. *Письма в ЖТФ*, **36**, 93 (2010).
13. Saxler J., Rivas J.G., Janke C., Pellemans H.P.M., Bolivar P.H., Kurz H. *Phys. Rev. B*, **69**, 155427 (2004).
14. Nazarov M.M., Shkurinov A.P., Bezus E.A., Ryabov A.Y. *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 021114 (2008).
15. Gong M., Jeon T.-I., Grischkowsky D. *Opt. Express*, **17**, 17088 (2009).
16. Bogomolov G.D., Jeong U.Y., Zhizhin G.N., Nikitin A.K., et al. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, **543**, 96 (2005).
17. Gerasimov V.V., Knyazev B.A., Kotelnikov I.A., Nikitin A.K., Cherkassky V.S., Kulipanov G.N., Zhizhin G.N. *J. Opt. Soc. Am. B*, **30**, 2182 (2013).
18. Voronko A.I., Klimova L.G., Shkerdin G.N. *Sol. State Commun.*, **61**, 361 (1987).
19. Vary T., Markos P. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7353**, 73530K (2009).
20. Bell R.J., Goben C.A., Davarpanah M., Bhasin K., Begley D.L., Bauer A.C. *Appl. Opt.*, **14**, 1322 (1975).
21. Stegeman G.I., Wallis R.F., Maradudin A.A. *Opt. Lett.*, **8**, 386 (1983).
22. Демьяненко М.А., Есаев Д.Г., Марчишин И.В., Овсяк В.Н., Фомин Б.И., Князев Б.А., Герасимов В.В. *Автометрия*, **47**, 109 (2011).
23. *Справочник. Физические величины* (М.: Энергоатомиздат, 1991).
24. Mills D.L. *Phys. Rev. B*, **10**, 4036 (1975).
25. Жижин Г.Н., Свахин А.С., Силин В.И., Суворов С.П., Сычугов В.А., Яковлев В.А. *Письма в ЖТФ*, **9**, 951 (1985).