

УДК 535.016; 535.14

© А. К. Никитин, В. В. Герасимов, Б. А. Князев, И. Ш. Хасанов

РАЗРАБОТКА МЕТОДА АБСОРБЦИОННОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ В ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ

В статье описаны достижения в области разработки устройств для генерации поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) терагерцового (ТГц) диапазона излучением перестраиваемого по частоте внешнего источника, а также промера поля ППП и определения их длины распространения. Реализована характерная высоким соотношением сигнал/шум схема абсорбционного ППП-спектрометра с неподвижными элементами преобразования излучения и зеркальной линией задержки для изменения расстояния пробега ППП по образцу.

Кл. сл.: поверхностные плазмон-поляритоны, терагерцовое излучение, поверхностные электромагнитные волны, абсорбционная спектроскопия, тонкие слои

ВВЕДЕНИЕ

В 70-х гг. прошлого века был предложен новый вид оптической молекулярной абсорбционной спектроскопии тонкослойных (субволновой толщины) объектов, основанный на измерении спектров поглощения поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) — разновидности поверхностных электромагнитных волн, направляемых содержащей исследуемый слой проводящей поверхностью [1]. Основное достоинство этого метода — высокая чувствительность, обусловленная, во-первых, многократным увеличением длины взаимодействия зондирующего излучения в форме ППП с исследуемым слоем, во-вторых, — концентрацией поля ППП в приповерхностной области (экспоненциальное убывание с увеличением расстояния от поверхности) и усилением напряженности из-за резонансного характера взаимодействия падающего излучения с поверхностью проводника [2].

Отметим, что метод абсорбционной ППП-спектроскопии позволяет измерять непосредственно не спектр показателя поглощения вещества слоя, а спектр показателя поглощения ППП $\alpha(\nu)$: вычтя спектр $\alpha(\nu)$ из аналогичного спектра $\alpha_0(\nu)$ для поверхности, не содержащей слоя, получают ППП-спектр слоя, который отличен от трансмиссионного спектра поглощения этого слоя и характеризует не изолированный слой, а комплекс "слой—проводящая поверхность" [3]. Наибольшее

развитие метод ППП-спектроскопии получил в среднем инфракрасном (ИК) диапазоне, где измеряемой величиной является длина распространения ППП $L = \alpha^{-1}$, достигающая нескольких сантиметров и которая может быть измерена с точностью до нескольких процентов [4].

Актуальность освоения метода ППП-спектроскопии в дальнем ИК-диапазоне, называемом ныне терагерцовым (ТГц) диапазоном (частота от 1 до 10 ТГц, что соответствует длинам волн λ от 300 до 30 мкм и волновым числам ν от 33 до 333 см⁻¹), обусловлена наличием на ТГц-частотах множества линий поглощения, соответствующих вращательным и колебательным степеням свободы молекул полимерных, органических и биологических субстанций [5]. Однако механический перенос методик ППП-спектроскопии из ИК-диапазона в ТГц-область частот оказался невозможным в силу ряда особенностей ТГц ППП: а) их длина распространения достигает тысяч λ ; б) глубина проникновения поля в окружающую среду (воздух) — сотен λ ; в) показатель преломления превышает единицу (на границе "металл—воздух") всего на $10^{-3} \div 10^{-4}$; г) высокая эффективность их преобразования в объемные волны из-за рассеяния на неоднородностях поверхности и, как следствие этого, большой вклад радиационных потерь в затухание ППП [6].

В данном обзоре описана природа ППП; дисперсия волнового числа ППП по мере уменьшения

их частоты от видимого до ТГц-диапазона; приведена краткая хронология освоения метода абсорбционной ППП-спектроскопии в ИК-диапазоне; представлена возможность создания абсорбционного ППП-спектрометра ТГц-диапазона с высоким соотношением сигнал/шум, обеспечиваемым за счет неподвижности элементов преобразования излучения источника в ППП и обратно, а также угловых зеркал, примыкающих к поверхности образца, для изменения длины пробега ППП.

ПРИРОДА ППП И ИХ ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ

ППП могут существовать только на поверхности материала с отрицательной диэлектрической проницаемостью, в частности на поверхности металлов в видимом и ИК-диапазонах. Они представляют собой комплекс волны электронов проводимости на поверхности металла и *p*-поляризованной неизлучающей (эванесцентной) электромагнитной волны.

В 1907–1909 гг. немецкими физиками Ценнеком и Зоммерфельдом было установлено, что в радиодиапазоне на границе раздела двух сред, одна из которых является поглощающей, может существовать поверхностная электромагнитная волна (ПЭВ) с экспоненциальным распределением напряженности поля в обеих средах [7, 8]. Волны такого типа получили название мод Ценнека—Зоммерфельда (быстрые ПЭВ). В 1941 г. Фано доказал, что такие же волны могут существовать и в оптическом диапазоне. В отличие от радиодиапазона ПЭВ оптического диапазона относят к классу мод Фано (медленные ПЭВ) [9], групповая и фазовая скорости которых меньше скорости света в окружающей среде [10].

Как известно, дисперсионное уравнение ПЭВ для гладкой границы раздела металла с комплексной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_1 = \varepsilon_1' + j \cdot \varepsilon_1''$ (где *j* — мнимая единица) и диэлектрика с проницаемостью ε_2 имеет вид [1, 2]

$$k_x = k_0 \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}, \quad (1)$$

где $k_x = k_x' + j \cdot k_x''$ — тангенциальная составляющая комплексного волнового числа ПЭВ, $k_0 = \omega/c$, *c* — скорость света в вакууме, ω — циклическая частота.

Для описания связи ε_1 с частотой ω падающего излучения, воспользуемся моделью Друде для диэлектрической проницаемости металлов, справед-

ливой в случае нормального скин-эффекта, когда между током и полем в металле справедлива локальная связь, а длина свободного пробега электрона меньше глубины проникновения поля в металл. Для металлов в ИК- и ТГц-диапазонах характерен слабоаномальный скин-эффект, что позволяет использовать приближение Друде в этом интервале частот. Согласно Друде, вещественную ε_1' и мнимую ε_1'' части диэлектрической проницаемости металла можно представить в виде [11]:

$$\varepsilon_1' \approx 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \omega_\tau^2}, \quad \varepsilon_1'' \approx \frac{\omega_p^2 \cdot \omega_\tau}{\omega \cdot (\omega^2 + \omega_\tau^2)}, \quad (2)$$

где ω_p — плазменная частота металла, ω_τ — столкновительная частота его электронов проводимости. Поскольку для металлов с высокой проводимостью $\omega_p \approx 10^{16}$ Гц и $\omega_\tau \approx 10^{12}$ Гц [12], то в приближении $\omega \gg \omega_\tau$ имеем: $\varepsilon_1' \approx 1 - \omega_p^2/\omega^2$. Тогда из условия $\varepsilon_1 = -\varepsilon_2$ (когда $k_x \rightarrow \infty$), эквивалентного условию $1 - \omega_p^2/\omega^2 = -\varepsilon_2$, получим, что предельная частота ω_{\max} , при которой возможно существование ППП на границе "металл—вакуум" ($\varepsilon_2 = 1$), определяется выражением $\omega_{\max} = \omega_p/\sqrt{2}$. Причем фазовая скорость ППП $g_\phi^{\text{ППП}} = \omega/k_x'$ меньше скорости света в диэлектрике с ε_2 . Поэтому дисперсионная кривая ППП, представленная на рис. 1, лежит правее прямой $\omega = c \cdot k_x'/\sqrt{\varepsilon_2}$ (соответствующей дисперсии плоской волны в среде с ε_2) и не пересекает ее. Это означает, что ППП являются нерадиационными волнами, т. е. они не могут излучаться в среду с ε_2 и не возбуждаются плоской волной при ее непосредственном падении из этой среды на гладкую поверхность металла. Согласования волновых векторов (и фазовых скоростей) объемного излучения и ППП достигают либо методом нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО) с использованием призмы, основание которой внедрено в поле ППП, либо путем дифракции излучения внешнего источника на неоднородностях направляющей ППП-структуры (планарной дифракционной решетке, шероховатости поверхности металла, крае экрана у этой поверхности и т. п.) [2].

Как отмечалось выше, измеряемой величиной в абсорбционной ИК ППП-спектроскопии является

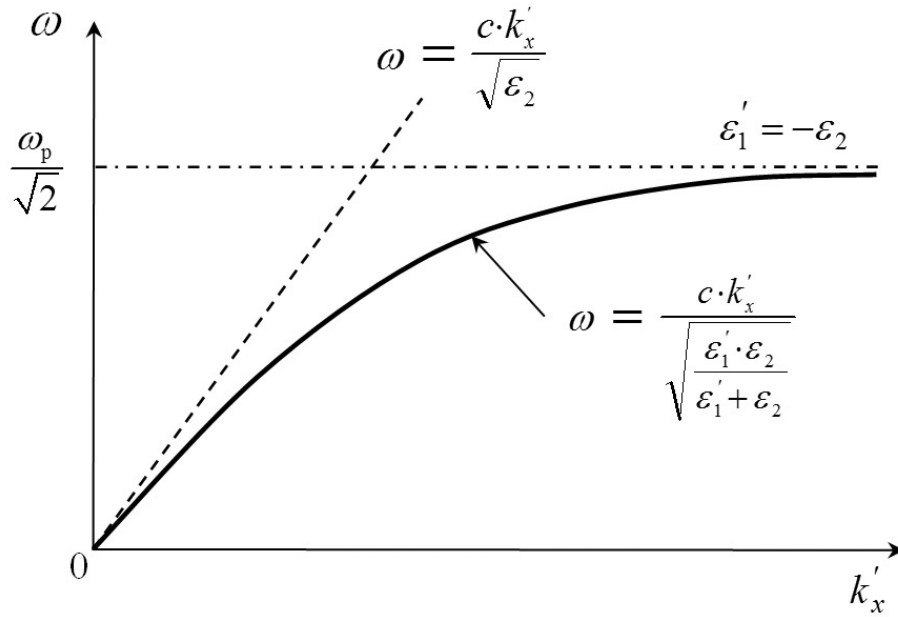


Рис. 1. Дисперсионная кривая ППП на плоской границе проводник—диэлектрик. Диэлектрические проницаемости: проводника — ϵ'_1 , диэлектрика — ϵ_2 ; k'_x — вещественная часть тангенциальной (относительно границы) составляющей волнового числа ППП; ω_p — плазменная частота металла; c — скорость света в вакууме; ω — циклическая частота

длина распространения ППП $L = (2k_x'')^{-1}$, равная расстоянию, на котором интенсивность поля ППП уменьшается в $e \approx 2.718$ раз. Конечность величины L обусловлена джоулевыми потерями поля ППП в металле (глубина проникновения поля ППП в металл примерно равна толщине скин-слоя и составляет ≈ 30 нм). Вследствие затухания ППП их усредненный вектор Пойнтинга направлен не строго параллельно границе раздела, а под некоторым углом к ней в сторону металла; это означает, что по мере распространения ППП энергия их поля переносится из диэлектрика в металл. Формула для расчета величины L имеет вид [13]:

$$L = \frac{(\epsilon'_1)''^2}{k_0 \cdot \epsilon_1''} \cdot \left(\frac{\epsilon'_1 + \epsilon_2}{\epsilon_1 \cdot \epsilon_2} \right)^{3/2}. \quad (3)$$

Заметим, что в случае $|\epsilon'_1| \gg \epsilon_2$ (что справедливо для хорошо проводящих металлов в ИК- и ТГц-диапазонах) второй сомножитель в (3) стремится к единице.

С точки зрения метода ППП-спектроскопии необходимо уметь рассчитывать длину распространения ППП L в трехслойной структуре: металл с $\epsilon_1 = \epsilon'_1 + j \cdot \epsilon''_1$, слой поглощающего диэлектрика толщиной $d < \lambda$ с проницаемостью $\epsilon_2 = \epsilon'_2 + j \cdot \epsilon''_2$ и окружающая среда с $\epsilon_3 > 0$. Дисперсия ППП в такой структуре описывается уравнением [2]:

$$\left(1 + \frac{k_{1z} \cdot \epsilon_2}{k_{2z} \cdot \epsilon_1} \right) \cdot \left(1 + \frac{k_{3z} \cdot \epsilon_2}{k_{2z} \cdot \epsilon_3} \right) = \exp(-2 \cdot k_{2z} \cdot d) \cdot \left(1 - \frac{k_{1z} \cdot \epsilon_2}{k_{2z} \cdot \epsilon_1} \right) \cdot \left(1 + \frac{k_{3z} \cdot \epsilon_2}{k_{2z} \cdot \epsilon_3} \right), \quad (4)$$

где $k_{iz} = \sqrt{k_x'^2 - k_0^2 \cdot \epsilon_i}$ — нормальные составляющие волнового числа ППП, i — номер среды.

Ситуация упрощается в случае тонкого слоя, удовлетворяющего условию $k_{2z} \cdot d \ll 1$. Тогда значение приращения волнового числа ППП $\Delta k_x \equiv k_x'^2 - k_{0x}^2$ (где k_{0x} — волновое число ППП на поверхности металла без слоя диэлектрика), обусловленное наличием слоя на поверхности металла, можно рассчитать по формуле [1]

$$\Delta k_x \equiv \Delta k_x' + j \cdot \Delta k_x'' \approx \frac{2 \cdot \omega \cdot d \cdot \epsilon_3''}{c \cdot (-\epsilon_1)^{1/2}} \cdot \frac{\epsilon_2 - \epsilon_3}{\epsilon_2}, \quad (5)$$

а изменение длины распространения, вызванное наличием слоя диэлектрика:

$$L_x = L_{0x} / \left(1 + \omega \cdot \Delta k_x'' L_{0x} / c \right), \quad (6)$$

где L_{0x} — длина распространения ППП на границе "металл—среда с ϵ_3 ". Из (6) видно, что слой на металле изменяет поглощение ППП. Поскольку обычно $\epsilon'_2 > \epsilon_3$, то наличие слоя приводит к увеличению поглощения ППП, даже если пленка прозрачна; это происходит вследствие перераспределения поля ППП из окружающей среды в металл. Поэтому абсорбционная ППП-спектроскопия не является полным аналогом абсорбционной

трансмиссионной спектроскопии — она представляет собой самостоятельный вид абсорбционной спектроскопии, в которой мерой поглощения излучения объектом исследований (поверхность металла или тонкий слой на ней) является длина распространения (поглощение) ППП. Кроме того, заметим, что слой на металлической подложке существенно отличается по своим физическим характеристикам от изолированного слоя и поэтому является по сути иным объектом, представляющим особый интерес для контроля физико-химических процессов на проводящей поверхности [14, 15].

ОСОБЕННОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ТГЦ ППП ИЗЛУЧЕНИЕМ ВНЕШНЕГО ИСТОЧНИКА

Особенности ППП в ТГц-диапазоне описаны во Введении. Имеет отличительную особенность на ТГц-частотах и генерация ППП излучением внешнего источника, причем эта особенность обусловлена не столько самими ППП, сколько природой используемого для их генерации ТГц-излучения. Дело в том, что метод НРВО для генерации ТГц ППП практически не используется, поскольку длина их распространения обычно значительно превосходит размер призмы; но оптическую связь между ППП и призмой необходимо рано или поздно оборвать, чтобы устранить обратную трансформацию ППП в объемную волну, излучаемую в призму. И вот в этой-то точке разрыва (или участке, в случае закругленного основания призмы) проявляется "вредная" черта "характера" ТГц-излучения в форме широкого "веера" выходящих из-под призмы паразитных волн, порождаемых в результате дифракции поля ППП на ребре основания призмы. Поэтому для генерации ТГц ППП используют в основном эффект дифракции падающего излучения на локальной неоднородности волноведущей структуры; в качестве такой неоднородности чаще всего используют сформированные на поверхности металла дифракционные решетки [16] или край экрана (в качестве которого иногда используют прямоугольное ребро основа-

ния прозрачной призмы [17]), локализованный у поверхности в пределах поля ППП [18]. Каждый из этих дифракционных методов имеет свои недостатки: решетки достаточно эффективны, но неподвижны, нарушают саму поверхность образца и селективны по углу падения, а экраны низкоэффективны, и их применение для генерации ППП сопровождается интерференцией Ллойда (один источник излучения — край экрана, второй — его отражение в зеркальной поверхности образца), усиливающей паразитный фон. Нами был предложен метод идентификации дифрагированных объемных волн, распространяющихся параллельно поверхности, при детектировании ТГц ППП, но его применение не предотвращает засветку фотоприемника паразитными волнами, идущими под скользящими углами к поверхности [19].

Таким образом, для применения метода абсорбционной ППП-спектроскопии в ТГц-диапазоне необходимо было решить следующие принципиальные задачи: 1) разработать низкодисперсионный, но эффективный метод преобразования излучения источника в ППП; 2) надежно экранировать от паразитных засветок приемник; 3) изыскать возможность изменять длину пробега ППП, не перемещая элементов преобразования излучения источника в ППП и ППП в детектируемое объемное излучение. Кроме того, для генерации ППП необходимо было подобрать мощный источник либо широкополосного, либо перестраиваемого по частоте монохроматического ТГц-излучения.

ППП-СПЕКТРОМЕТР С ПОДВИЖНЫМ ЭЛЕМЕНТОМ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ

Известен двухпризменный способ измерения длины распространения L ППП ИК-диапазона [2]. В этом способе преобразование излучения в ППП и обратно осуществляют посредством дифракции излучения на ребрах двух прозрачных призм, одна из которых (как правило, преобразующая ППП в объемную волну) может перемещаться в плоскости падения излучения вдоль поверхности образца (рис. 2).

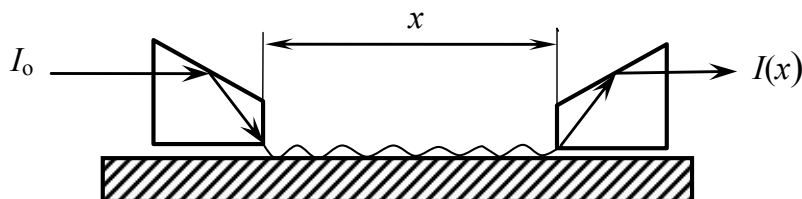


Рис. 2. Схема двухпризменного способа измерения длины распространения ППП [2]

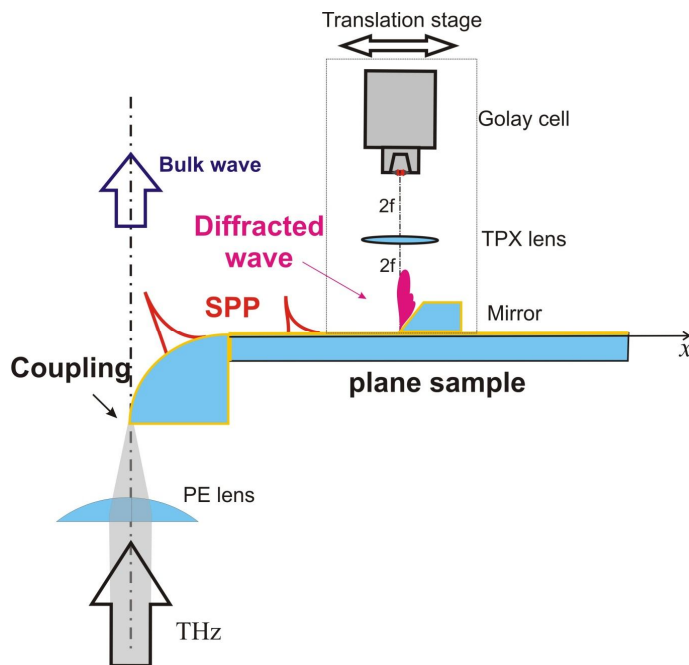


Рис. 3. Схема абсорбционного ТГц ППП-спектрометра с подвижным элементом преобразования (Mirror) ППП (SPP) в детектируемое объемное излучение [6, 21].

Plane sample — плоскогранный образец; THz — коллимированный пучок источника ТГц излучения; PE lens — полиэтиленовая линза; Coupling — ребро цилиндрического элемента преобразования; Bulk wave — объемная волна; Diffracted wave — дифрагированная волна; Mirror — подвижный зеркальный элемент преобразования ППП; Golay cell — фотоприемник Голя; Translation stage — перемещаемая вдоль трека ППП платформа

Суть способа состоит в измерении интенсивности I ППП не менее чем при двух расстояниях x_1 и x_2 между призмами. Тогда $L = (x_2 - x_1) / \ln(I_{x1} / I_{x2})$. Однако в ТГц-диапазоне двухпризменная схема измерения L оказалась малоэффективной из-за высокого уровня шума, обусловленного дифракцией ППП на элементах преобразования, и вариаций зазора между образцом и подвижной призмой при ее перемещении в процессе измерений.

Проблема паразитных объемных волн (ОВ), порождаемых на элементе преобразования излучения источника в ТГц ППП, не решается и размещением экранов над треком ППП: они либо не полностью поглощают эти ОВ (если экран располагается вне поля ППП), либо на их краях дифрагируют сами ППП (если экран вносится в поле ППП) и порождают новые паразитные ОВ [18]. Проблема защиты от паразитных засветок в некоторой степени, но не полностью решается размещением входного элемента преобразования и фотоприемника на различных гранях образца, сопряженных скругленным ребром [6].

Эмпирически было установлено, что наиболее эффективным (десятки процентов) и слабо дисперсионным методом генерации ТГц ППП электромагнитным полем внешнего источника является метод дифракции излучения на ребре металлического образца, называемый зарубежными исследователями "the end-fire coupling method" [19, 20].

Мы предложили объединить преимущества метода генерации ППП при дифракции излучения источника на ребре образца и размещения входного элемента преобразования на иной грани образца. С этой целью элементом преобразования был выбран цилиндрический сегмент, выпуклая поверхность которого металлизирована, покрыта слоем диэлектрика и примыкает к торцу образца [20, 21]. Цилиндрическая форма поверхности элемента с радиусом кривизны $R \gg \lambda$ позволяет не только минимизировать радиационные потери ППП из-за кривизны поверхности, но и надежно экранировать приемник излучения от паразитных засветок. В качестве элемента обратного преобразования (ППП в ОВ) мы предложили использовать примыкающее к поверхности образца и перемещаемое вдоль трека ППП плоское зеркало, отражающая поверхность которого наклонена на 45° относительно поверхности; такое зеркало сообщает ППП отрицательную добавку к волновому вектору, что и обуславливает их трансформацию в ОВ, направляемую на фотодетектор.

На рис. 3 приведена схема абсорбционного ТГц ППП-спектрометра с подвижным элементом преобразования ППП в детектируемое объемное излучение [6, 21]. Излучение лазера на свободных электронах (на схеме — FEL) падает на цилиндрическое зеркало (Cyl. mirror) и фокусируется им на ребро цилиндрического элемента преобразования. В результате дифракции падающее излучение частично преобразуется в ППП, которые, пройдя

по выпуклой поверхности элемента, переходят на примыкающую к нему плоскую поверхность образца (sample). Дойдя до наклоненного на 45° относительно поверхности подвижного зеркала (Movable mirror), ППП получают от него отрицательную добавку к своему волновому вектору и преобразуются в объемное излучение, фокусируемое линзой (TRX lens) на входное окно фотоприемника (Golay cell). Наклонное зеркало, линза и приемник размещены на перемещаемой вдоль трека ППП платформе (Translation stage); причем кромка зеркала, обращенная к образцу, отделена от него воздушным зазором величиной порядка λ .

Основным недостатком такого спектрометра является необходимость перемещения наклонного зеркала при неизменной величине зазора в процессе измерений. Соблюдение этого условия требует трудоемкой прецизионной юстировки измерительной установки и практически невыполнимо. Вследствие этого точность определения L составляет примерно 10 %, т. е. неприемлемо низкая. Таким образом, проявилась необходимость разработки и создания установки с неподвижными элементами (прямого и обратного) преобразования излучения, но способной изменять длину пробега ППП в процессе измерений.

ППП-СПЕКТРОМЕТР С НЕПОДВИЖНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ

Было предложено изменять длину пробега ППП путем их отражения плоскими зеркалами, размещенными на треке перпендикулярно поверхности образца. Для реализации этого предложения нами был выполнен цикл экспериментов по исследованию

взаимодействия ТГц ППП с плоскими зеркалами [22]. В результате было установлено, что: 1) ТГц ППП отражаются плоским зеркалом, если глубина проникновения поля ППП в воздух превышает 2λ ; 2) интенсивность отраженного пучка ППП можно регулировать, изменяя наклон зеркала относительно поверхности образца в пределах нескольких градусов.

Для реализации идеи изменения длины пробега ППП с помощью зеркал при фиксированных элементах преобразования было предложено использовать линию задержки, состоящую из двух угловых зеркал (одно из которых неподвижно и размещено в плоскости падения излучения, а второе — подвижное), ось которой перпендикулярна треку ППП (рис. 4) [23]. Чтобы защитить поверхность образца от механических повреждений подвижным зеркалом, скользящим по поверхности, на нее рекомендовано нанести тонкослойное непоглощающее покрытие субволновой толщины. Оба элемента преобразования (coupling cylinder and decoupling cylinder) неподвижны и представляют собой 1/8 часть диска с металлизированной выпуклой поверхностью, покрытой слоем ZnS толщиной примерно 1 мкм.

С помощью такой установки нами были выполнены тестовые измерения длины распространения L ТГц ППП с $\lambda = 130$ мкм по поверхности слоя золота (толщиной 0.3 мкм), нанесенного на оптически полированные стеклянные подложки (100×120 мм) методом электронно-лучевого испарения и содержащего непоглощающие слои сульфида цинка (ZnS) различной толщины d (до 2.7 мкм).

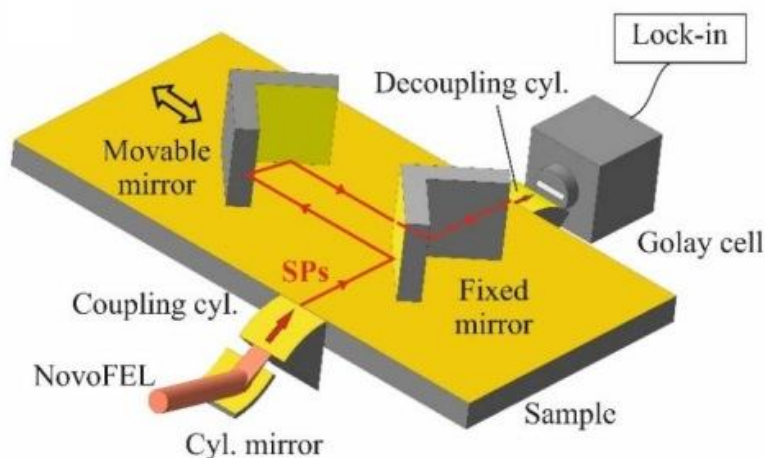


Рис. 4. Схема абсорбционного ППП-спектрометра с неподвижными элементами преобразования и зеркальной линией задержки для изменения длины пробега ППП (SPs) [23]. Sample — образец; NovoFEL — Новосибирский ЛСЭ; Coupling cyl. — входной цилиндрический элемент преобразования; Fixed mirror — неподвижное угловое зеркало; Movable mirror — подвижное угловое зеркало; Decoupling cyl. — выходной цилиндрический элемент преобразования; Golay cell — фотоприемник Голя; Lock-in — синхронный усилитель

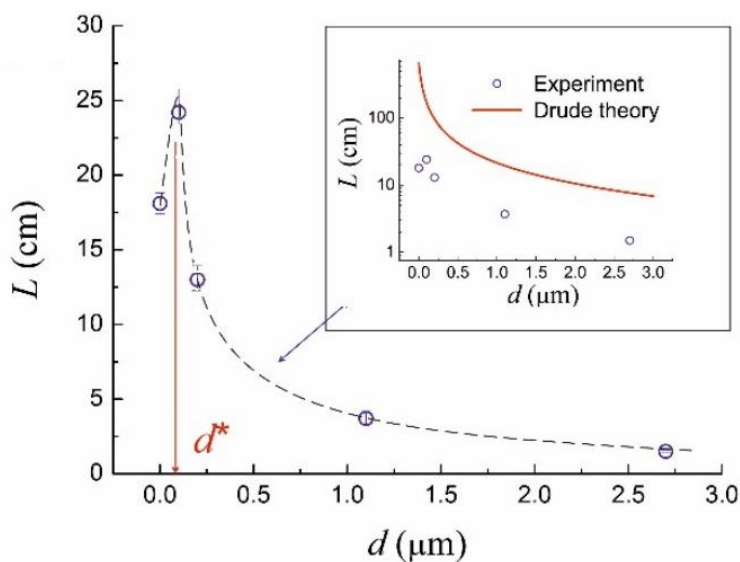


Рис. 5. Измеренная зависимость длины распространения L ППП, генерируемых излучением ЛСЭ с $\lambda = 130$ мкм по поверхности золота, содержащего слой сульфида цинка различной толщины d . На вставке — эта же зависимость, рассчитанная с применением модели Друде для диэлектрической проницаемости металла

Результаты измерений представлены на рис. 5. Сравнивая их с результатами измерений, полученных с помощью установки, в которой длина пробега ППП изменялась перемещением вдоль трека наклоненного на 45° зеркала [6], можно отметить их корреляцию с точки зрения факта достижения максимального значения L при $d^* > 0$ (величины этих d^* отличаются в силу различия качества подложек и методов нанесения слоев золота и ZnS), хорошее соответствие измеренных значений L с рассчитанными по модели Друде, а главное, повышение точности измерений и их воспроизводимости.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, нами разработан абсорбционный ППП-спектрометр с перестраиваемым по частоте источником излучения (лазером на свободных электронах) для измерения длины распространения поверхностных плазмон-поляритонов терагерцового диапазона, характеризуемый высоким соотношением сигнал/шум. Потенциально в этом устройстве вместо перестраиваемого по частоте источника монохроматического излучения может быть использован такой мощный источник широкополосного ТГц-излучения, как синхротрон, что значительно сократит время измерений и повысит их спектральное разрешение, однако в этом случае придется использовать классический дисперсионный спектрометр для анализа излучения на выходе устройства.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований №14-50-00080 и №18-32-00930.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bell R.J., Alexander R.W., Ward C.A., Tyler I.L. Introductory theory for surface electromagnetic wave spectroscopy // *Surface Science*. 1975. Vol. 48, no. 1. P. 253–287. Doi: 10.1016/0039-6028(75)90321-0.
2. Поверхностные поляритоны. Электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред / Под ред. В.М. Аграновича и Д.Л. Миллса. М.: Наука, 1985. 525 с.
3. Bhasin K., Bryan D., Alexander A.W., Bell A.J. Absorption in the infrared of surface electromagnetic waves by adsorbed molecules on a copper surface // *J. Chem. Physics*. 1976. Vol. 64, no. 12. P. 5019–5025. Doi: 10.1063/1.432174.
4. Zhizhin G.N., Yakovlev V.A. Broad-band spectroscopy of surface electromagnetic waves // *Physics Reports*. 1990. Vol. 194, no. 5/6. P. 281–289. Doi: 10.1016/0370-1573(90)90027-Y.
5. Terahertz Spectroscopy and Imaging / Ed. by Peiponen K.-E., Zeitler J.A., Kuwata-Gonokami M. Springer series in optical sciences. 2013. Book 171. 644 p.
6. Gerasimov V.V., Knyazev B.A., Lemzyakov A.G., Nikitin A.K., Zhizhin G.N. Growth of terahertz surface plasmon propagation length due to thin-layer dielectric coating // *JOSA (B)*. 2016. Vol. 33, no. 11. P. 2196–2203. Doi: 10.1364/JOSAB.33.002196.
7. Zenneck J. Über die Fortpflanzung einer electromagnetischer Wellen längs einer ebenen Leiterfläche und ihre Beziehung zur drahtlosen Telegraphie // *Ann. Physik*. 1907. Vol. 23, no. 5. P. 846–866.
8. Sommerfeld A. Ausbreitung der Wellen in der drahtlosen Telegraphie // *Ann. Physik*. 1909. Vol. 28, no. 4. P. 665–736.
9. Fano U. The theory of anomalous diffraction gratings and of quasi-stationary waves on metallic surfaces // *JOSA*. 1941. Vol. 31. P. 213–222.

10. Кукушкин А.В., Рухадзе А.А. Об условии существования быстрой поверхностной волны // Успехи физических наук. 2012. Т. 182, № 11. С. 1205–1215. Doi: 10.3367/UFNr.0182.201211f.1205.
11. Dragoman M., Dragoman D. Plasmonics: Applications to nanoscale optical devices // Progress in Quantum Electronics. 2008. Vol. 32. P. 1–41. Doi: 10.1016/j.pquantelec.2007.11.001.
12. Ordal M.A., Bell R.J., Alexander R.W. et al. 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 Optics. 1985. Vol. 24, no. 24. P. 4493–4499. Doi: 10.1364/AO.24.004493.
13. Barnes W.L. Surface plasmon–polariton length scales: a route to sub-wavelength optics // J. Optics A. 2006. Vol. 8. P. S87–S93. Doi: 10.1088/1464-4258/8/4/S06.
14. Жижин Г.Н., Москалева М.А., Шомина Е.В., Яковлев В.А. Селективное поглощение ПЭВ, распространяющейся по металлу в присутствии тонкой диэлектрической пленки // Письма в ЖЭТФ. 1976. Т. 24, № 4. С. 221–225.
15. Chabal Y.J. Surface infrared spectroscopy // Surface Science Reports. 1988. Vol. 8. P. 211–357. Doi: 10.1016/0167-5729(88)90011-8.
16. Nazarov M., Garet F., Armand D., Shkurinov A., Coutaz J.-L. Surface plasmon THz waves on gratings // Comptes Rendus Physique. 2008. Vol. 9, no. 2. P. 232–247.
17. O'Hara J.F., Averitt R.D., Taylor A.J. Prism coupling to terahertz surface plasmon polaritons // Optics Express. 2005. Vol. 13, no. 16. P. 6117–6126. Doi: 10.1364/OPEX.13.006117.
18. Жижин Г.Н., Никитин А.К., Богомолов Г.Д. и др. Поглощение поверхностных плазмонов ТГц диапазона в структуре "металл—покровный слой—воздух" // Оптика и спектроскопия. 2006. Т. 100, № 5. С. 798–802.
19. Герасимов В.В., Князев Б.А., Никитин А.К., Никитин В.В. Способ индикации дифракционных спутников поверхностных плазмонов терагерцового диапазона // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36, № 21. С. 93–101. Doi: 10.1134/s1063785010110131.
20. Stegeman G.I., Wallis R.F., Maradudin A.A. Excitation of surface polaritons by end-fire coupling // Optics Letters. 1983. Vol. 8, no. 7. P. 386–388. Doi: 10.1364/OL.8.000386.
21. Gerasimov V.V., Knyazev B.A., Nikitin A.K., Zhizhin G.N. Experimental investigations into capability of terahertz surface plasmons to bridge macroscopic air gaps // Optics Express. 2015. Vol. 23, no. 26. P. 33448–33459. Doi: 10.1364/OE.23.033448.
22. Герасимов В.В., Князев Б.А., Никитин А.К. Отражение монохроматических поверхностных плазмон-поляритонов ТГц диапазона плоским зеркалом // Квантовая электроника. 2017. Т. 47, № 1. С. 65–70. Doi: 10.1070/QEL16178.
23. Никитин А.К., Князев Б.А., Герасимов В.В. Устройство для измерения длины распространения инфракрасных ПЭВ. Патент RU 2645008, Бюл. 5 от 15.02.2018.

Научно-технологический центр уникального приборостроения (НТЦ УП) РАН, Москва (Никитин А.К., Хасанов И.Ш.)

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск (Герасимов В.В., Князев Б.А.)

Контакты: Никитин Алексей Константинович,
alnikitin@mail.ru

Материал поступил в редакцию 28.06.2018

DEVELOPMENT OF THE SURFACE PLASMON-POLARITONS ABSORPTION SPECTROMETRY METHOD IN THE TERAHERTZ RANGE

A. K. Nikitin¹, V. V. Gerasimov², B. A. Knyazev², I. Sh. Khasanov¹

¹Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation of RAS, Moscow, Russia

²Budker Institute of Nuclear Physics of the Siberian Branch of RAS, Novosibirsk, Russia

The article describes achievements in the development of devices for the generation of surface plasmon-polaritons (SPPs) of the terahertz (THz) range by radiation of the external source tunable in frequency, as well as for measuring the field of SPPs and determining their propagation length. The characteristic high signal-to-noise ratio scheme of the absorption SPP spectrometer with fixed radiation coupling elements and a mirror delay line for changing the SPP run distance is implemented.

Keywords: surface plasmon-polaritons, terahertz radiation, surface electromagnetic waves, absorption spectrometry, thin films

REFERENCES

1. Bell R.J., Alexander R.W., Ward C.A., Tyler I.L. Introductory theory for surface electromagnetic wave spectroscopy. *Surface Science*, 1975, vol. 48, no. 1, pp. 253–287. Doi: 10.1016/0039-6028(75)90321-0.
2. Agranovich V.M., Mills D.L., ed. *Poverhnostnyye polyaritony. Elektromagnitnye volny na poverhnostyah i granicah razdela sred* [Superficial polaritons. Electromagnetic waves on surfaces and limits of the section of environments]. Moscow, Nauka Publ., 1985. 525 p. (In Russ.).
3. Bhasin K., Bryan D., Alexander A.W., Bell A.J. Absorption in the infrared of surface electromagnetic waves by adsorbed molecules on a copper surface. *J. Chem. Physics*, 1976, vol. 64, no. 12, pp. 5019–5025. Doi: 10.1063/1.432174.
4. Zhizhin G.N., Yakovlev V.A. Broad-band spectroscopy of surface electromagnetic waves. *Physics Reports*, 1990, vol. 194, no. 5/6, pp. 281–289. Doi: 10.1016/0370-1573(90)90027-Y.
5. Peiponen K.-E., Zeitler J.A., Kuwata-Gonokami M., eds. *Terahertz Spectroscopy and Imaging. Springer series in optical sciences*, 2013, book 171. 644 p. Doi: 10.1007/978-3-642-29564-5.
6. Gerasimov V.V., Knyazev B.A., Lemzyakov A.G., Nikitin A.K., Zhizhin G.N. Growth of terahertz surface plasmon propagation length due to thin-layer dielectric coating. *JOSA (B)*, 2016, vol. 33, no. 11, pp. 2196–2203. Doi: 10.1364/JOSAB.33.002196.
7. Zenneck J. Über die Fortpflanzung einer elektromagnetischer Wellen längs einer ebenen Leiterfläche und ihre Beziehung zur drahtlosen Telegraphie. *Ann. Physik*, 1907, vol. 23, no. 5, pp. 846–866.
8. Sommerfeld A. Ausbreitung der Wellen in der drahtlosen Telegraphie. *Ann. Physik*, 1909, vol. 28, no. 4, pp. 665–736.
9. Fano U. The theory of anomalous diffraction gratings and of quasi-stationary waves on metallic surfaces. *JOSA*, 1941, vol. 31, pp. 213–222.
10. Kukushkin A.V., Rukhadze A.A. [On existence conditions for a fast surface wave]. *Uspekhi Fizicheskikh Nauk* [Advances in Physical Sciences], 2012, vol. 182, no. 11, pp. 1205–1215. Doi: 10.3367/UFNr.0182.201211f.1205. (In Russ.).
11. Dragoman M., Dragoman D. Plasmonics: Applications to nanoscale optical devices. *Progress in Quantum Electronics*, 2008, vol. 32, pp. 1–41. Doi: 10.1016/j.pquantelec.2007.11.001.
12. Ordal M.A., Bell R.J., Alexander R.W. et al. 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 Optics*, 1985, vol. 24, no. 24, pp. 4493–4499. Doi: 10.1364/AO.24.004493.
13. Barnes W.L. Surface plasmon-polariton length scales: a route to sub-wavelength optics. *J. Optics A*, 2006, vol. 8, pp. S87–S93. Doi: 10.1088/1464-4258/8/4/S06.
14. Zhizhin G.N., Moskaleva M.A., Shomina E.V., Yakovlev V.A. [Selective absorption of a surface electromagnetic wave propagating on a metal in the presence of a thin dielectric film]. *Pis'ma v ZhETF* [JETP Letters], 1976, vol. 24, no. 4, pp. 221–225. (In Russ.).

15. Chabal Y.J. Surface infrared spectroscopy. *Surface Science Reports*, 1988, vol. 8, pp. 211–357. Doi: 10.1016/0167-5729(88)90011-8.
16. Nazarov M., Garet F., Armand D., Shkurinov A., Coutaz J.-L. Surface plasmon THz waves on gratings. *Comptes Rendus Physique*, 2008, vol. 9, no. 2, pp. 232–247.
17. O'Hara J.F., Averitt R.D., Taylor A.J. Prism coupling to terahertz surface plasmon polaritons. *Optics Express*, 2005, vol. 13, no. 16, pp. 6117–6126. Doi: 10.1364/OPEX.13.006117.
18. Zhizhin G.N., Nikitin A.K., Bogomolov G.D. et al. [Absorption of superficial plasmons of TGts of range in structure "metal - an integumentary layer - air"]. *Optika i spektroskopiya* [Optics and Spectroscopy], 2006, vol. 100, no. 5, pp. 798–802. (In Russ.).
19. Gerasimov V.V., Knyazev B.A., Nikitin A.K., Nikitin V.V. [Way of indication of diffraction satellites of superficial plasmons of terahertz range]. *Pis'ma v ZhETF* [JETP Letters], 2010, vol. 36, no. 21, pp. 93–101. Doi: 10.1134/s1063785010110131.
20. Stegeman G.I., Wallis R.F., Maradudin A.A. Excitation of surface polaritons by end-fire coupling. *Optics Letters*, 1983, vol. 8, no. 7, pp. 386–388. Doi: 10.1364/OL.8.000386.
21. Gerasimov V.V., Knyazev B.A., Nikitin A.K., Zhizhin G.N. Experimental investigations into capability of terahertz surface plasmons to bridge macroscopic air gaps. *Optics Express*, 2015, vol. 23, no. 26, pp. 33448–33459. Doi: 10.1364/OE.23.033448.
22. Gerasimov V.V., Knyazev B.A., Nikitin A.K. [Reflection of terahertz monochromatic surface plasmon-polaritons by a plane mirror]. *Kvantovaya elektronika* [Quantum Electronics], 2017, vol. 47, no.1, pp. 65–70. Doi: 10.1070/QEL16178. (In Russ.).
23. Nikitin A.K., Knyazev B.A., Gerasimov V.V. *Ustrojstvo dlya izmereniya dliny rasprostraneniya infrakrasnyh PEV*. [The device for measurement of length of distribution of infrared PEV]. Patent RF, no. 2645008, Prioritet 15.02.2018. (In Russ.).

Contacts: *Nikitin Aleksey Kostantinovitch*,
alnikitin@mail.ru

Article received in edition 28.06.2018