

## СПЕКТРОСКОПИЯ КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

УДК 621.391 : 681.785.57

### ДИСПЕРСИОННАЯ ФУРЬЕ-СПЕКТРОСКОПИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОНОВ ИНФРАКРАСНОГО ДИАПАЗОНА

© 2012 г. Г. Н. Жижин\*, А. П. Кирьянов\*, А. К. Никитин\*\*, О. В. Хитров\*\*\*

\* Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, 117342 Москва, Россия

\*\* Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

\*\*\* ЗАО "Гражданские самолеты Сухого", 125284 Москва, Россия

E-mail: alnikitin@mail.ru

Поступила в редакцию 21.07.2011 г.

Обсуждены оптическая схема и принцип действия асимметричного двулучевого интерферометра Маха-Цендера для дисперсионной спектроскопии поверхностных плазмонов (ПП) ИК диапазона. Тонкослойный образец, нанесенный на проводящую подложку, направляющую ПП, находится в одном из плеч интерферометра. Это позволяет, применив к интерферограмме полное фурье-преобразование, получить спектр комплексного показателя преломления ПП и, следовательно, комплексной диэлектрической проницаемости образца или материала подложки.

#### ВВЕДЕНИЕ

Дисперсионная фурье-спектроскопия (ДФС), использующая широкополосные источники оптического излучения, позволяет определять в результате амплитудно-фазовых измерений частотные зависимости показателей поглощения  $k$  и преломления  $n$  образца [1, 2]. По виду источника (непрерывного или импульсного) различают две разновидности ДФС: частотную и временную (time-domain spectroscopy – TDS).

#### МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

##### *Частотная ДФС объемных образцов*

Классический вариант ДФС – амплитудно-фазовая фурье-спектроскопия, основанная на анализе интерференционной картины, образованной в параллельных пучках широкополосного излучения, один из которых взаимодействует с объемным образцом [3]. Для получения информации о спектрах амплитуд и фаз излучения выполняют полное (косинусное и синусное) фурье-преобразование интерферограммы, полученной при изменении разности хода измерительного и опорного пучков.

##### *Временная ДФС объемных образцов*

Новым этапом в развитии ДФС стал метод хроноспектроскопии (TDS), основанный на промере эволюции амплитуды и фазы пикосекундного (пс) импульса терагерцового (ТГц) излучения при взаимодействии с объемным объектом [4]. Реализация TDS возможна при использовании фемтосекундных (фс) вспышек света для стробоскопирования пс импульса ТГц волн путем

многократного запуска (за время импульса) приемной фотопроводящей дипольной антенны (ФДА), сила тока  $I$  в которой пропорциональна напряженности  $E$ , а не интенсивности детектируемого излучения. Выполнив обратное полное фурье-преобразование для функции  $I(t)$ , получают частотные спектры амплитуд и фаз ТГц излучения. Располагая этими спектрами, рассчитывают спектр комплексной диэлектрической проницаемости образца при известной его толщине.

Основные достоинства метода TDS состоят в возможности детектирования ТГц излучения при комнатной температуре (ФДА чувствительна только к когерентному излучению, синхронизированному с фс импульсами) и большой ширине частотного спектра (несколько ТГц), обратно пропорциональной длительности ТГц импульса.

К недостаткам хроноспектроскопии относят а) продолжительность измерений из-за необходимости усреднения результатов измерений по большому числу импульсов, что влечет высокие требования к синхронности и идентичности ТГц и световых импульсов, б) ограниченное (по сравнению с лазерной спектроскопией) спектральное разрешение, обратно пропорциональное времени одного скана ТГц импульса ( $\approx 1$  нс), в) зависимость динамического диапазона TDS-систем от частоты ТГц излучения (экспоненциально убывает с ее ростом). Поэтому у метода TDS есть свои ограничения, предпочтительные области и условия применения [5].

##### *Плазменная ДФС в импульсном излучении*

При исследовании проводящей поверхности в дальней области ИК диапазона (названной тера-

герцовой) перечисленные методы ДФС оказываются малоэффективными, поскольку коэффициент отражения проводников на ТГц частотах весьма близок к единице, а длина волны  $\lambda$  значительно превышает толщину переходного слоя.

Чувствительность измерений можно повысить на 2–3 порядка, если излучение направить не поперек, а вдоль границы раздела проводник – окружающая среда, сконцентрировав его энергию в приповерхностной области. Такие измерения позволяют реализовать спектроскопия поверхностных плазмонов (ПП) – разновидности поверхностных электромагнитных волн [6]. Напряженность поля ПП максимальна именно на поверхности, а длина распространения  $L$ , равная длине взаимодействия излучения с поверхностью, достигает на ТГц частотах нескольких метров в отсутствие переходного слоя [7]. Комплексный показатель преломления ПП  $k = k' + ik''$ , позволяющий рассчитать измеряемые характеристики волны (длину распространения, фазовую скорость и глубину проникновения поля в окружающую среду), чрезвычайно чувствителен к толщине и диэлектрической проницаемости переходного слоя. Определив  $k$  по измеренным  $L = \lambda / (4\pi k'')$  и  $k'$ , можно при известных толщине слоя и оптических постоянных металла рассчитать диэлектрическую проницаемость слоя, используя дисперсионное уравнение ПП для трехслойной структуры [8]. Недостатком такого способа плазмонной ДФС является раздельность процедур измерения  $L$  и  $k'$  для каждой  $\lambda$ .

Исследователи пытались применить метод TDS в плазмонной ИК спектроскопии [9]. Пикосекундные импульсы ТГц излучения преобразовывались в ПП путем дифракции на крае непрозрачного экрана, поднесенного к поверхности золота, содержащей исследуемый слой. После пробега 1.8 см ПП трансформировались вторым экраном в объемное излучение, детектируемое ФДА. Как и в случае массивных образцов, измерялась зависимость  $I(t)$  для ТГц импульса путем сканирования линии задержки. Оказалось, что в случае образца, зондируемого полем ПП, получение амплитудно-фазовых спектров осложняется тем, что комплексная аппаратная функция приобретает дополнительные неизвестные комплексные множители, учитывающие дисперсию эффективности преобразования объемного излучения в ПП и обратно, а также дисперсию фазового сдвига компонент излучения при этих преобразованиях. Поэтому авторы ограничились получением спектров амплитуд зондирующих ТГц импульсов и оценкой глубины проникновения поля ПП в воздух. К сожалению, ими не был учтен эффект порождения при дифракции приповерхностных объемных волн, способных пол-

ностью исказить результаты экспериментов [10, 11].

Более информативные эксперименты по исследованию тонких слоев методом TDS с возбуждением ТГц ПП описаны в [12]. Установлено, что из-за малого затухания ПП и большой глубины проникновения их поля в воздух апертурное преобразование падающего излучения в ТГц ПП на чистой поверхности проводника практически невозможно. Для реализации ДФС тонких слоев в ТГц диапазоне методом ПП-спектроскопии предложено использовать в качестве подложки не металлы, а полупроводники со значительно меньшей проводимостью. Причем для получения спектров обеих частей комплексного показателя преломления ПП авторы предложили выполнять нормировку сигналов от ФДА при наличии слоя на подложке на сигналы, полученные в его отсутствие. Тем не менее результаты и этих экспериментов порождают вопросы, так как расстояние между апертурами (экранами), осуществляющими преобразование излучения в ПП и обратно, составляло всего 1.0 см, и избежать попадания интенсивных дифракционных спутников ПП на край второго экрана было просто невозможно.

Завершая обсуждение возможности реализации плазмонной TDS, можно констатировать, что такие измерения носят пока предварительный характер и к настоящему времени хорошо воспроизводимых результатов измерений характеристик ТГц ПП методом TDS нет.

#### *Плазмонная ДФС в непрерывном излучении*

Наиболее близка к данному направлению исследований работа сотрудников Института спектроскопии РАН [13]. Источником ТГц излучения служил глобар, детектором – охлаждаемый азотом CdHgTe приемник, элементами преобразования – дифракционные элементы, разделенные экраном и разнесенные по поверхности медного образца на расстояние 1.0–1.5 см. Излучение фокусировали на входной элемент и возбуждали (с различной эффективностью) спектр ПП в диапазоне от 1000 до 1700  $\text{см}^{-1}$ . Достигнув выходного элемента, пучок ПП преобразовывался в набор соответствующих расходящихся объемных волн, которые формировались в коллимированный пучок и направлялись на вход фурье-спектрометра. Поскольку образец располагался до интерферометра, то обратное фурье-преобразование позволяло получать только амплитудный спектр ПП, описываемый мнимой частью показателя преломления плазмонов  $k''$ . Значения  $k'$  авторы определяли по интерференционным картинам, сформированным излучением опорного пучка и объемной волной, порожденной ПП при дифракции на крае образца. Недостатками такой плаз-

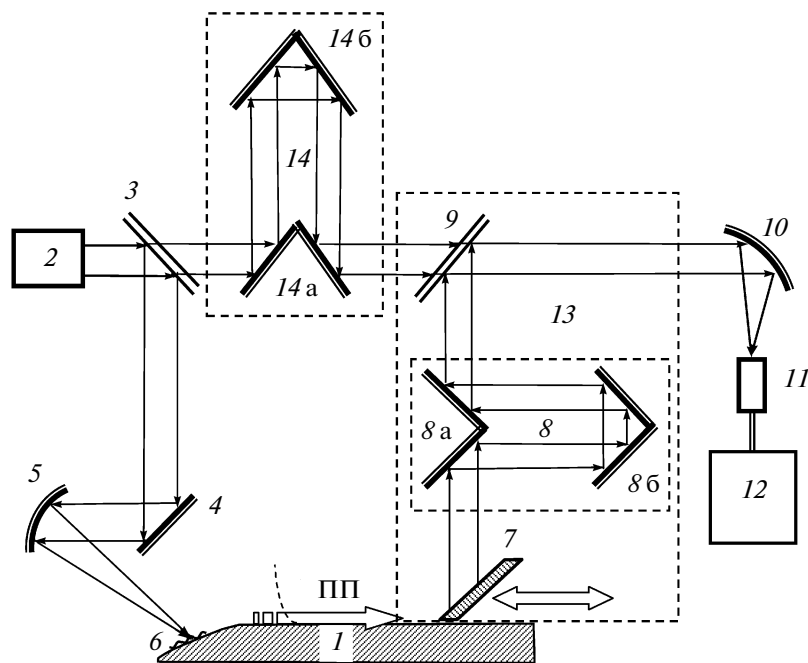


Рис. 1. Схема дисперсионного плазмонного фурье-спектрометра ИК диапазона. Подробности – в тексте.

монной ДФС являются раздельность процедур определения спектров  $k'$  и  $k''$ , низкое соотношение сигнал/шум (в силу малой спектральной интенсивности источника и низкой эффективности возбуждения ПП), продолжительность измерений.

Нами была поставлена задача разработать основы дисперсионной фурье-спектроскопии поверхностных плазмонов ИК диапазона, позволяющей определять спектры действительной  $k'$  и мнимой  $k''$  частей показателя преломления ПП, генерируемых широкополосным источником излучения, в одном цикле измерений. Метод должен быть эффективен при исследовании поверхности проводников и полупроводников, а также при измерении спектров диэлектрической проницаемости тонких слоев в дальнем ИК диапазоне.

#### СХЕМА ДИСПЕРСИОННОГО ПЛАЗМОННОГО ФУРЬЕ-СПЕКТРОМЕТРА

Оптическая схема фурье-спектрометра, реализующего плазмонную ДФС с использованием непрерывного ИК излучения, приведена на рис. 1. Твердотельный образец 1, направляющий ПП, размещен в одном из плеч интерферометра Маха–Цендера. Коллимированное излучение широкополосного источника 2 поступает на светоделитель 3, разделяющий его на два пучка – опорный и зондирующий. Последний зеркалами 4 и 5 фокусируют на элемент 6, преобразующий излучение в пучок ПП с различными  $k$ . Набор возбужденных ПП пробегает расстояние  $a$  (порядка  $L$

для максимальной частоты излучения) до наклонного зеркала 7, отражающая поверхность которого примыкает к поверхности образца, а нижняя кромка ориентирована перпендикулярно треку ПП. Преобразование ПП в объемное излучение происходит в результате сообщения зеркалом 7 всем ПП отрицательного импульса. Это обеспечивает выполнение неравенства  $k_{ПП} < k_0$ , необходимого для трансформации ПП в объемную волну (где  $k_{ПП}$  и  $k_0 = 2\pi/\lambda$  – модули волновых векторов ПП и плоской волны в воздухе соответственно) [6]. Заметим, что в ТГц диапазоне, где глубина проникновения поля ПП в воздух много больше  $\lambda$ , ПП отражаются зеркалом так же, как и плоская волна [14]. Линия задержки 8, состоящая из неподвижного 8а и подвижного 8б уголкового отражателей, обеспечивает сканирование разности оптических путей  $\Delta l$  интерферирующих пучков в пределах  $\pm \Delta l_{\max}$ . Для расширения динамического диапазона измерений применен известный прием фазовой модуляции светового потока в одном из плеч интерферометра посредством гармонических колебаний  $\delta l(t) = \delta b \sin(\Omega t)$  зеркала 8б с циклической частотой  $\Omega$  и малой амплитудой  $\delta b$ . Пучки совмещаются делителем 9, интерферируют и фокусируются зеркалом 10 на приемник 11. Вырабатываемые им электрические сигналы поступают на вход блока обработки информации 12. Отметим, что зеркало 7, линия задержки 8 и делитель 9 смонтированы на платформе 13, перемещаемой параллельно поверхности образца 1. Для обеспечения когерентности монохроматических компонент пучков на делителе 9 в опорное плечо

введена дополнительная линия задержки 14, состоящая из неподвижного 14а и подвижного 14б уголкового отражателя, оси которых перпендикулярны поверхности образца 1.

#### ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ МЕТОДА

Получим соотношения, поясняющие принцип действия фурье-спектрометра, позволяющего измерять спектр комплексного показателя преломления ИК поверхностных плазмонов.

Комплексные амплитуды  $A_{1\nu}^*$  и  $A_{2\nu}^*$  гармонических компонент опорного и измерительного пучков на делителе 9 имеют вид

$$A_{1\nu}^* = A_{0\nu} \alpha_{1\nu}^* \exp[ik_{0\nu}(ct - n_{\nu}l_1 - n_{\nu}l_0)],$$

$$A_{2\nu}^* = A_{0\nu} \alpha_{2\nu}^* \exp\{ik_{0\nu}[ct - \kappa_{\nu}a - n_{\nu}(l_1 - a) - n_{\nu}(\Delta l + \delta l)]\},$$

где  $A_{0\nu}$  – амплитуда спектральной компоненты с частотой  $\nu$  на входе интерферометра,  $\alpha_{1\nu}^* = \alpha_{1\nu} \exp(i\varphi_{\alpha 1})$  и  $\alpha_{2\nu}^* = \alpha_{2\nu} \exp(i\varphi_{\alpha 2})$  – комплексные аппаратные функции для компоненты с частотой  $\nu$  в первом (опорном) и втором (измерительном) плечах,  $\alpha_{1\nu}$ ,  $\alpha_{2\nu}$  и  $\varphi_{\alpha 1}$ ,  $\varphi_{\alpha 2}$  – амплитуды и фазы аппаратных функций,  $k_{0\nu} = 2\pi\nu/c = 2\pi\sigma$  – модуль волнового вектора спектральной компоненты с частотой  $\nu$ ,  $\sigma = 1/\lambda$  – волновое число ( $\text{см}^{-1}$ ),  $c$  – скорость света в вакууме,  $t$  – время,  $l_1$  – длина пути пучка в опорном плече,  $l_2$  – расстояние, проходимое измерительным пучком в воздухе, за исключением линии задержки  $\delta$ ,  $\Delta l$  – расстояние, проходимое измерительным пучком в линии  $\delta$ ,  $l_0$  – дополнительное расстояние, проходимое опорным пучком в линии 14,  $a$  – расстояние, проходимое ПП,  $n_{\nu}$  и  $\kappa_{\nu} = \kappa_{\nu}' + i\kappa_{\nu}''$  – показатели преломления воздуха и ПП на частоте  $\nu$  соответственно.

Функция автокорреляции  $\Delta I_{\text{инт}}(\Delta l)_{\Omega}$  (интерферограмма) пучков в случае ее фазовой модуляции гармоническими колебаниями отражателя  $\delta b$  с частотой  $\Omega$  описывается выражением

$$\Delta I_{\text{инт}}(\Delta l)_{\Omega} = 2 \int_0^{\infty} A_{0\nu}^2 \alpha_{1\nu} \alpha_{2\nu} \exp(-k_{0\nu} \kappa_{\nu}'' a) J_1(k_{0\nu} \delta b) \times \sin\{k_{0\nu}[a(\kappa_{\nu}' - n_{\nu}) + \Delta l] - \varphi_{0A\nu}\} d\nu, \quad (1)$$

где  $J_1(k_{0\nu} \delta b)$  – функция Бесселя первого порядка от аргумента  $k_{0\nu} \delta b$ ,  $\varphi_{0A\nu}$  – начальная разность фаз пучков спектральной компоненты с частотой  $\nu$  при минимальной разности оптических путей пучков  $\Delta l$ , включающая в себя фазы аппаратных функций  $\alpha_{1\nu}$  и  $\alpha_{2\nu}$ .

В силу ограниченности реального спектра излучения максимальной частотой  $\nu_{\text{max}}$  интеграл (1) заменяется, согласно теореме отсчетов Котельникова [15], суммой интенсивностей дискретных монохроматических компонент с частотами  $\nu_j$  по точкам отсчетов  $j = 0, 1, 2, \dots, N$  на оси частот:

$$\Delta I_{\text{инт}}(\Delta l_m)_{\Omega} = 2 \sum_{j=0}^N \left\{ A_{0\nu_j}^2 \alpha_{1\nu_j} \alpha_{2\nu_j} \right\}_j \times \exp(-k_{0\nu_j} \kappa_{\nu_j}'' a) J_1(k_{0\nu_j} \delta b) \times \sin\{k_{0\nu_j}[a(\kappa_{\nu_j}' - n_{\nu_j}) + \Delta l_m] - \varphi_{0A\nu_j}\} \frac{\nu_{\text{max}}}{N}, \quad (2)$$

где  $\Delta l_m$  –  $m$ -е значение  $\Delta l$  ( $m = 0, 1, 2, \dots, N$ ),  $N$  – оптимальное число точек отсчетов, равное разрешающей способности фурье-спектрометра [3]:

$$N = 2(\Delta l_{\text{max}} \nu_{\text{max}})/c.$$

Применение обратного полного фурье-преобразования ( $F^*$ ) к интерферограмме  $\Delta I_{\text{инт}}(\Delta l_m)_{\Omega}$  позволяет найти комплексный спектр излучения на фотоприемнике, описываемый суммой косинусного  $C_{\nu_j}$  и синусного  $S_{\nu_j}$  фурье-преобразований интерферограммы (2):

$$(F^*)[\Delta I_{\text{инт}}(\Delta l_m)_{\Omega}] = C_{\nu_j} + iS_{\nu_j}. \quad (3)$$

Из комплексного спектра (3) можно выделить составляющие его амплитудный  $A_{\nu_j}$  и фазовый  $\varphi_{\nu_j}$  спектры:

$$A_{\nu_j} = \sqrt{C_{\nu_j}^2 + S_{\nu_j}^2} = \left| 2(I_{0\nu_j} \alpha_{1\nu_j} \alpha_{2\nu_j}) \exp(-k_{0\nu_j} \kappa_{\nu_j}'' a) J_1(k_{0\nu_j} \delta b) \right|, \quad (4)$$

$$\varphi_{\nu_j} = \text{Arctg}(C_{\nu_j}/S_{\nu_j})_{\Omega} = k_{0\nu_j}(\kappa_{\nu_j}' - n_{\nu_j})a + \varphi_{0A\nu_j}, \quad (5)$$

где  $I_{0\nu_j} = A_{0\nu_j}^2$  – спектральная плотность интенсивности источника излучения,  $\text{Arctg}(x)$  – главное значение арктангенса в диапазоне  $-\pi/2 \leq x \leq \pi/2$ ,  $\varphi_{0A\nu_j}$  – значение фазы комплексной аппаратной функции устройства на частоте  $\nu_j$ .

Спектры  $A_{\nu_j}$  и  $\varphi_{\nu_j}$  содержат (наряду с информацией о характеристиках ПП) также и информацию о комплексной аппаратной функции прибора, модуль которой определяется амплитудными множителями  $I_{0\nu_j}$ ,  $\alpha_{1\nu_j}$ ,  $\alpha_{2\nu_j}$  и  $J_1(k_{0\nu_j} \delta b)$ , а аргумент – фазовыми слагаемыми  $\varphi_{0A\nu_j}$ . Вклад всех этих аппаратных параметров можно исключить, выполнив измерения при двух различных расстояниях ( $a_1$  и  $a_2$ ) пробега ПП. Располагая двумя наборами спектров  $A_{\nu_j}$  и  $\varphi_{\nu_j}$ , можно определить

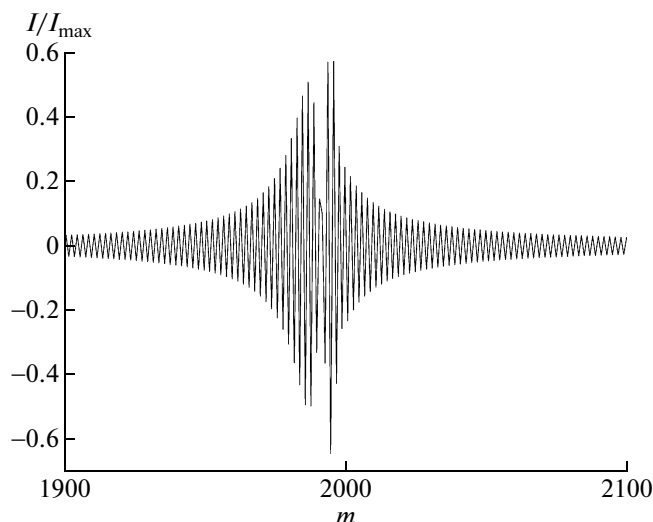


Рис. 2. Модельная интерферограмма с разрешением  $0.05 \text{ см}^{-1}$  при  $a = 1.0 \text{ см}$ ,  $I_{\text{max}}$  соответствует динамическому диапазону устройства.

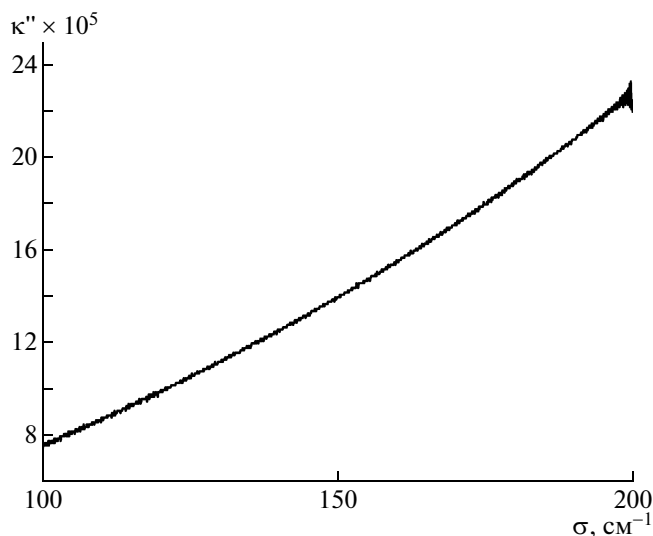


Рис. 3. Восстановленный спектр  $\kappa''(\sigma)$ .

спектры  $\kappa'(\nu)$  и  $\kappa''(\nu)$ , используя следующие соотношения:

$$\kappa'_{\nu j} = \frac{1}{k_{0\nu j} \Delta a} \left[ \text{Arctg} \left( \frac{C_{\nu j}}{S_{\nu j}} \right)_{a_2} - \text{Arctg} \left( \frac{C_{\nu j}}{S_{\nu j}} \right)_{a_1} \right] + n_{\nu j}, \quad (6)$$

$$\kappa''_{\nu j} = \frac{1}{k_{0\nu j} \Delta a} \ln \sqrt{\frac{(C_{\nu j}^2 + S_{\nu j}^2)_{a_1}}{(C_{\nu j}^2 + S_{\nu j}^2)_{a_2}}}, \quad (7)$$

где  $\Delta a = a_2 - a_1$ , а индексы у  $a_1$  и  $a_2$  означают значения индексируемых величин при соответствующих длинах пробега ПП.

### ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Проиллюстрируем предлагаемый метод примером определения спектра комплексного показателя преломления ПП, возбуждаемых в планарной структуре золото – слой ZnS (1.0 мкм) – вакуум широкополосным излучением с волновым числом  $\sigma$  от 100 до 200  $\text{см}^{-1}$ .

Вначале были рассчитаны спектры действительной  $\kappa'(\sigma)$  и мнимой  $\kappa''(\sigma)$  частей показателя преломления ПП с использованием дисперсионного уравнения ПП в трехслойной структуре [6] и модели Друде для диэлектрической проницаемости металла [16] с учетом слабой дисперсии показателя преломления ZnS, равного 3.4 в указанном диапазоне.

Затем было выполнено численное моделирование интерферограмм для двух различных расстояний пробега ПП  $a_1 = 1.0 \text{ см}$  и  $a_2 = 1.5 \text{ см}$  при

использовании абсолютно черного тела при температуре 1000 К в качестве источника излучения, интенсивность которого рассчитывалась по нормированной формуле Релея–Джинса. Выбор значений  $a_1$  и  $a_2$  сделан с учетом условия  $\Delta a$ ,  $a_1$ ,  $a_2 \leq L_{\text{min}}$  (здесь  $L_{\text{min}} = 1.8 \text{ см}$  – длина распространения ПП на  $\sigma_{\text{max}} = 200 \text{ см}^{-1}$ ), обеспечивающего возможность регистрации сигнала и определения комплексного показателя преломления ПП.

Для простоты расчетов аппаратная функция нормировалась на спектральную плотность излучения с волновым числом 200  $\text{см}^{-1}$ . С этой же целью нормированные аппаратные множители  $\alpha_{1\nu}$  и  $\alpha_{2\nu}$ , как и модули нормированных коэффициентов преобразования объемных волн в ПП и обратно приняты равными единице.

На рис.2 представлена центральная часть модельной интерферограммы, рассчитанной при  $a = a_1$  по формуле (2) с разрешением  $\sigma_{\text{max}}/N = 0.05 \text{ см}^{-1}$  (что соответствует общему числу точек отсчета  $N = 4000$ ) для точек с  $m$  от 1900 до 2100.

Эффект Гиббса [17], проявляющийся преимущественно на краях рассматриваемого диапазона в увеличении шумов амплитудных спектров, восстанавливаемых фурье-преобразованием, подавлялся использованием подходящего алгоритма аподизации [18]. Для этого смоделированные интерферограммы умножили на весовую функцию Гаусса с коэффициентом 2 [18]. Далее, используя формулы (4), (5) и алгоритм быстрого преобразования Фурье [19], восстанавливались амплитудный  $A_{\nu j}$  и фазовый  $\varphi_{\nu j}$  спектры. Используя соотношение (7), был получен спектр  $\kappa''(\sigma)$ , представ-

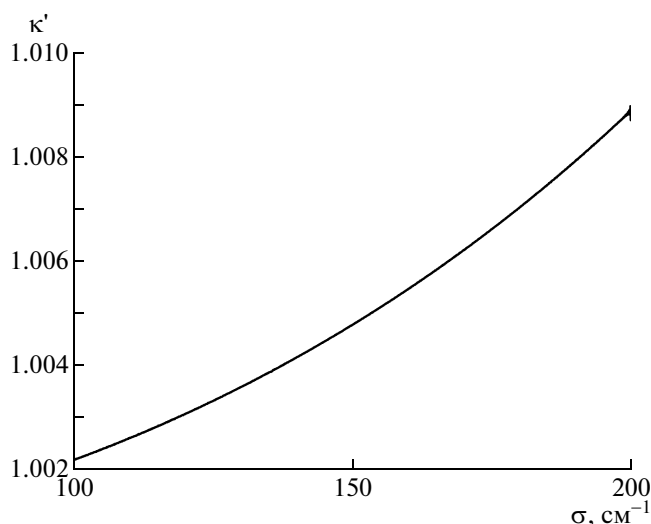


Рис. 4. Восстановленный спектр  $\kappa'(\sigma)$ .

ленный на рис. 3. Максимальное отклонение восстановленного спектра от модельного не превышает 2.5%.

При восстановлении спектра  $\kappa'(\sigma)$  по формуле (6) могут возникать методические затруднения, связанные с неоднозначностью целого числа порядков интерференции для каждой из частотных составляющих излучения. Поскольку в предлагаемом методе вклад всех аппаратных параметров исключается выполнением измерений при двух различных расстояниях пробега ПП, то  $2\pi$ -неоднозначность возникает только в результате взаимодействия излучения в форме ПП с образцом. Поэтому устранение неоднозначности возможно либо приведением спектров  $\varphi_{vj}$ , рассчитанных по формуле (5), к главному значению арктангенса в диапазоне от  $-\pi/2$  до  $\pi/2$ , либо путем выбора  $\Delta a = |a_1 - a_2|$ , удовлетворяющего условию  $(\kappa' - 1) < \lambda_{\min}/(2\Delta a)$ , при котором набег фазы ПП для минимальной длины волны рабочего диапазона на дистанции  $\Delta a$  не превышает  $\pi$ .

На рис.4 представлен восстановленный спектр  $\kappa'(\sigma)$ . Максимальное его отклонение от спектра, использованного при моделировании интерферограммы (рис. 2), составляет не более 0.01%.

Рассмотренный пример восстановления спектров  $\kappa'(\sigma)$  и  $\kappa''(\sigma)$  подтверждает действенность предложенного метода дисперсионной фурье-спектроскопии ПП ТГц диапазона.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенный метод инфракрасной дисперсионной фурье-спектроскопии ПП можно при-

менять, используя тепловые, синхротронные и импульсные источники излучения, при изучении физико-химических процессов на проводящей поверхности, а также для рефрактометрии металлов в дальнем ИК диапазоне.

Работа выполнена в рамках государственных контрактов №П-648 от 19.05.2010 г. и № 02.740.11.0556 от 22.03.2010 г.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Золотарев В.М. Методы исследования материалов фотоники: элементы теории и техники. СПб: СПбГУ ИТМО, 2008. 275 с.
2. Parker T.J. // Terahertz Science and Technology. 2009. V. 2. № 3. P. 75.
3. Birch J.R., Parker T.J. // Infrared and Millim. Waves / Ed. by Button K.J., N.Y.: Academic Press, 1979. V. 2. P. 137.
4. Grischkowsky D., Keiding S., Exter M., Fattinger Ch. // J. Opt. Soc. Am. B. 1990. V. 7. № 10. P. 2006.
5. Han P.Y., Tani M., Usami M., Kono S., Kersting R., Zhang X.-C. // J. Appl. Phys. 2001. V. 89. № 4. P. 2357.
6. Поверхностные поляритоны. Электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред / Под ред. Аграновича В.М. и Миллса Д.Л. М.: Наука, 1985. С. 525.
7. Жижин Г.Н., Никитин А.К., Богомолов Г.Д., Завьялов В.В., Джонг Юнг Ук, Ли Банг Чол, Сеонг Хи Пак, Хек Джин Ча. // Опт. и спектр. 2006. Т. 100. № 5. С. 798.
8. Zhizhin G.N., Alieva E.V., Kuzik L.A., Yakovlev V.A., Shkrabo D.M., Van der Meer A.F.G., Van der Wiel M.J. // Appl. Phys. A. 1998. V. 67. P. 667.
9. Saxler J., Rivas J.G., Janke C., Pellemans H.P.M., Bolivar P.H., Kurz H. // Phys. Rev. B. 2004. V. 69. P. 155427.
10. Gong M., Jeon T.-I., Grischkowsky D. // Opt. Expr. 2009. V. 17. № 19. P. 17088.
11. Герасимов В.В., Князев Б.А., Никитин А.К., Никитин В.В. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. В. 21. С. 93.
12. Isaac T.H., Barnes W.L., Hendry E. // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 93. P. 241115.
13. Zhizhin G.N., Yakovlev V.A. // Phys. Reports. 1990. V. 194. № 5–6. P. 281.
14. Bell R.J., Goben C.A., Davarpanah M., Bhasin K., Begley D.L., Bauer A.C. // Appl. Opt. 1975. V. 14. № 6. P. 1322.
15. Харкевич А.А. Спектры и анализ. М.: URSS, 2009. С. 236.
16. Ordal M.A., Bell R.J., Alexander R.W., Long L. L., Querry M.R. // Appl. Opt. 1985. V. 24. № 24. P. 4493.
17. Methods of Mathematical Physics. Cambridge, England: Cambridge University Press, 1988. P. 445.
18. Вагин В.А., Гершун М.А., Жижин Г.Н., Тарасов К.И. Светосильные спектральные приборы / Под ред. Тарасова К.И. М.: Наука, 1988. С. 264.
19. Лайонс Р. Цифровая обработка сигналов. М.: БИНОМ, 2006. С. 652.