

Фурье-анализ интерферограмм поверхностных плазмонов, генерируемых терагерцовым излучением синхротрона

Г. Н. Жижин*, А. П. Кирьянов*, Н. И. Головцов†,
О. В. Хитров‡, А. К. Никитин§

* Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН
ул. Бутлерова, 15, Москва, 117342, Россия

† Кафедра общей физики
Российский университет дружбы народов
ул. Миклухо-Маклая, д. 6, Москва, 117198, Россия

‡ ЗАО «Гражданские самолёты Сухого»
5. ул. Поликарпова д. 23Б, а/я 604, Москва, 125284, Россия

§ Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, д. 2, Новосибирск, 630090, Россия

В статье обсуждается методика выполнения фурье-анализа интерферограмм, получаемых в параллельных пучках терагерцового (ТГц) излучения синхротрона. При этом один из пучков взаимодействует с проводящим образцом, находящимся в плече интерферометра Маха-Цендера и направляющим излучение в форме поверхностных плазмонов (ПП). Анализ интерферограмм, получаемых при сканировании подвижного зеркала в опорном плече интерферометра и регистрируемых для двух расстояний пробега ПП, позволяет, применив к интерферограммам полное фурье-преобразование, получить ТГц-спектр комплексного показателя преломления ПП и, следовательно, — комплексной диэлектрической проницаемости образца или материала подложки.

Ключевые слова: фурье-анализ, полное фурье-преобразование, терагерцовое излучение, поверхностные плазмоны, тонкие слои, интерферометрия, поверхностные электромагнитные волны, оптические постоянные, диэлектрическая спектроскопия.

1. Введение

Поверхностные плазмоны (ПП), представляющие собой разновидность р-поляризованных поверхностных электромагнитных волн, направляемых проводящей поверхностью, широко применяют в спектроскопии поверхности и сенсорных устройствах [1]. По величине комплексного показателя преломления ПП $\kappa = \kappa' + i \cdot \kappa''$ можно определить как характеристики самой поверхностной волны (фазовую скорость, длину распространения, глубину проникновения поля в окружающую среду), так и диэлектрическую проницаемость материала образца или два параметра тонкого слоя на его поверхности.

ПП могут быть возбуждены на образцах, материал которых имеет отрицательную действительную часть диэлектрической проницаемости. Это условие выполняется для благородных металлов во всём инфракрасном (ИК) диапазоне, включая и его длинноволновую область, получившую название терагерцовой (ТГц) [2].

Актуальность разработки метода плазменной интерферометрии ИК-области спектра обусловлена следующими обстоятельствами: 1) отсутствием иных оптических методов исследования тонких слоёв на поверхности металлов в ТГц диапазоне вследствие большой величины коэффициента отражения последних на этих частотах; характеристики же ПП чрезвычайно чувствительны к свойствам металлической поверхности и её переходного слоя и в ТГц диапазоне [2]; 2) интенсивным освоением ТГц излучения, являющимся неионизирующим и сравнительно глубоко проникающим в материалы органического происхождения; 3) бурным

Авторы выражают признательность сотруднику Берлинского ускорителя BESSY Ульриху Шаде (Ulrich Schade) за информацию о спектре излучения синхротрона.

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

развитием импульсной лазерной техники, позволяющей изучать в ТГц диапазоне процессы с временным разрешением, близким к фемтосекундному.

По своим характеристикам ПП дальнего ИК-диапазона схожи с плоской волной в окружающей среде: их фазовая скорость отличается от скорости света в ней на сотые доли процента, длина распространения варьируется от нескольких сантиметров в среднем ИК до нескольких метров в ТГц диапазоне, а глубина проникновения поля в воздух достигает единиц сантиметров [2]. Определение характеристик ПП методом нарушенного полного внутреннего отражения (как это делают в видимом диапазоне) в ИК-диапазоне невозможно из-за неприемлемо большого влияния призмы на ПП [3].

В ИК-диапазоне длину распространения ПП L , связанную с κ соотношением $L = (2k_o \cdot \kappa)^{-1}$, где $k_o = 2\pi/\lambda$, измеряют методом двух призм [1], состоящим в измерении интенсивности поля волны не менее чем в двух точках её трека. Величину же κ' определяют методом интерферометрии, поскольку отличие κ' от показателя преломления воздуха $\Delta\kappa' = \kappa - n_{air}$ очень мало и уменьшается от 10^{-3} при $\lambda \approx 10$ мкм до 10^{-6} при $\lambda \approx 300$ мкм [2].

2. Дисперсионная фурье-спектроскопия

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 [4, 5]. По виду источника (непрерывного или импульсного) различают две разновидности ДФС: частотную и временную (time-domain spectroscopy – TDS).

2.1. Частотная ДФС объёмных образцов

Классический вариант ДФС – амплитудно-фазовая фурье-спектроскопия, основанная на анализе интерференционной картины, образованной в параллельных пучках широкополосного излучения, один из которых взаимодействует с объёмным образцом [6]. 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.

2.2. Временная ДФС объёмных 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 объёмным объектом [7]. Реализация TDS возможна при использовании фемтосекундных (фс) вспышек света для стробоскопирования пс-импульса ТГц волн путём многократного запуска (за время импульса) приёмной фотопроводящей дипольной антенны (ФДА), сила тока I в которой пропорциональна напряжённости 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 влечёт 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 (≈ 1 нс); в) зависимость динамического диапазона TDS систем от частоты ТГц излучения (экспоненциально убывает с её ростом). Поэтому у метода TDS есть свои ограничения, предпочтительные области и условия применения [8].

2.3. Временная плазмонная ДФС в импульсном излучении

Исследователи попытались применить метод TDS в плазмонной ИК-спектроскопии [9]. Пикосекундные импульсы ТГц излучения преобразовывались в ПП путём дифракции на крае непрозрачного экрана, поднесённого к поверхности золота, содержащей исследуемый слой. После пробега 1,8 см ПП трансформировались вторым экраном в объёмное излучение, детектируемое ФДА. Как и в случае массивных образцов, измерялась зависимость $I(t)$ для ТГц импульса путём 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 объёмного 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 учтён эффект порождения при дифракции приповерхностных объёмных волн, способных полностью искажать результаты экспериментов [10, 11].

2.4. Частотная плазмонная ДФС в непрерывном ИК излучении

Наиболее близка к данному направлению исследований работа сотрудников Института спектроскопии РАН [12]. Источником ТГц излучения служил глобар, детектором — охлаждаемый азотом CdHgTe приёмник, элементами преобразования — дифракционные элементы, разделённые экраном и разнесённые 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 см^{-1} . Достигнув выходного элемента, пучок ПП преобразовывался в набор соответствующих расходящихся объёмных 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 κ'' . Значения же κ' авторы определяли по интерференционным картинам, сформированным излучением опорного пучка и объёмной волной, порождённой ПП при дифракции на крае образца. Недостатками такой плазмонной ДФС являются: раздельность процедур определения спектров κ' и κ'' ; низкое соотношение сигнал/шум, в силу малой спектральной интенсивности источника и низкой эффективности возбуждения ПП; продолжительность измерений.

Нами была поставлена задача — разработать основы частотной дисперсионной фурье-спектроскопии поверхностных плазмонов ТГц-диапазона, позволяющей определять спектры действительной κ' и мнимой κ'' частей показателя преломления ПП, генерируемых широкополосным синхротронным источником излучения, в одном цикле измерений. Составной частью такой задачи является разработка методики фурье-анализа интерферограмм ПП, получаемых в параллельных пучках терагерцового (ТГц) излучения синхротрона. Выбор же синхротрона в качестве источника обусловлен следующими причинами: 1) такой источник обеспечивает высокую яркость (на 8-9 порядков превышающую яркость излучения нагретого тела), что позволяет многократно повысить соотношение сигнал/шум;

2) синхротроны имеют линейную зависимость интенсивности от частоты, что максимально упрощает аппаратную функцию источника и облегчает выполнение его калибровки по частоте; 3) синхротроны имеют непрерывный спектр излучения, перекрывающий весь оптический диапазон [13].

3. Схема дисперсионного плазмонного фурье-спектрометра ИК диапазона

Оптическая схема фурье-спектрометра, реализующего частотную плазмонную ДФС с использованием источника непрерывного ИК-излучения, приведена на рис. 1.

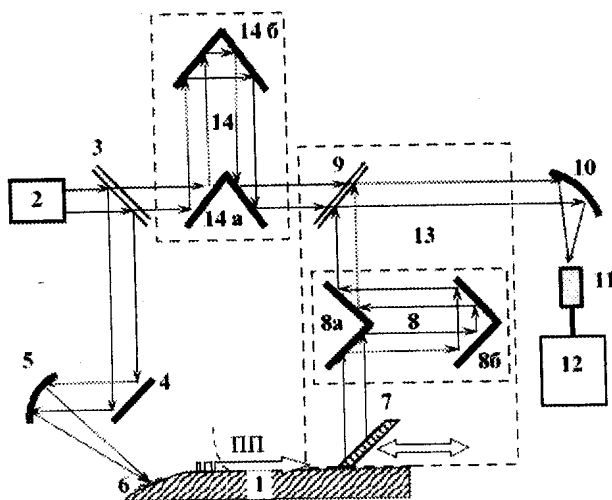


Рис. 1. Схема дисперсионного плазмонного фурье-спектрометра инфракрасного диапазона

Твердотельный образец 1, направляющий ПП, размещён в одном из плеч интерферометра Маха–Цендера. Коллимированное излучение синхротрона 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 возбуждённых 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 объёмное излучение происходит в результате сообщения зеркалом 7 всем ПП отрицательного импульса. Это обеспечивает выполнение неравенства $k_{ПП} < k_o$, необходимого для трансформации ПП в объёмную волну (где $k_{ПП}$ и $k_o = 2\pi/\lambda$ — модули волновых векторов ПП и плоской волны в воздухе, соответственно) [1]. Заметим, что в ТГц диапазоне, где глубина проникновения поля ПП в воздух много больше λ , ПП отражаются зеркалом так же, как и плоская волна [14]. Линия задержки 8, состоящая из неподвижного 8 а и подвижного 8 б уголкового отражателей, обеспечивает сканирование разности оптических путей $\Delta\ell$ интерферирующих пучков в пределах от нуля до $\pm\Delta\ell_{\max}$. Для расширения динамического диапазона измерений применён известный приём фазовой модуляции светового потока в одном из плеч интерферометра посредством гармонических колебаний $\delta\ell(t) = \delta b \cdot \sin(\Omega t)$ зеркала 8 б с циклической частотой Ω и малой амплитудой δb . Пучки совмещаются делителем 9, интерферируют и фокусируются зеркалом 10.

на приёмник 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 14 а и подвижного 14 б уголкового отражателей, оси которых перпендикулярны поверхности образца 1.

4. Теоретическое обоснование метода

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

Комплексные амплитуды $\overset{*}{A}_{1\nu}$ и $\overset{*}{A}_{2\nu}$ гармонических компонент опорного и измерительного пучков на делителе 9 имеют вид:

$$\overset{*}{A}_{1\nu} = A_{0\nu} \overset{*}{\alpha}_{1\nu} \cdot \exp[ik_{0\nu} \cdot (ct - n_\nu \ell_1 - n_\nu \ell_0)],$$

$$\overset{*}{A}_{2\nu} = A_{0\nu} \overset{*}{\alpha}_{2\nu} \cdot \{\exp ik_{0\nu} \cdot [ct - \kappa_\nu a - n_\nu \cdot (\ell_1 - a) - n_\nu \cdot (\Delta\ell + \delta\ell + \ell_2)]\},$$

где $A_{0\nu}$ — амплитуда спектральной компоненты с частотой ν на входе интерферометра; $\overset{*}{\alpha}_{1\nu} = \alpha_{1\nu} \cdot \exp(i\varphi_{\alpha 1})$ и $\overset{*}{\alpha}_{2\nu} = \alpha_{2\nu} \cdot \exp(i\varphi_{\alpha 2})$ — комплексные аппаратные функции для компоненты с частотой ν 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 ν ; $\sigma = 1/\lambda$ — волновое число (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 8; $\Delta\ell$ — расстояние, проходимое измерительным пучком в линии 8; ℓ_0 — дополнительное расстояние, проходимое опорным пучком в линии 14, a — расстояние, проходимое ПП; n_ν и $\kappa_\nu = \kappa'_\nu + i \cdot \kappa''_\nu$ — показатели преломления воздуха и ПП на частоте ν , соответственно.

Функция автокорреляции $\Delta I_{\text{инт}}(\Delta\ell)_\Omega$ (интерферограмма) пучков, в случае её фазовой модуляции гармоническими колебаниями отражателя 8 б с частотой Ω , описывается выражением:

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

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 ν при минимальной разности оптических путей пучков $\Delta\ell$, включающая в себя фазы коэффициентов преобразования.

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

$$\Delta I_{\text{инт}}(\Delta\ell_m)_\Omega = 2 \sum_{j=0}^N \left\{ (A_{0\nu}^2 \alpha_{1\nu} \alpha_{2\nu})_j \cdot \exp(-k_{0\nu j} \cdot \kappa''_{\nu_j} \cdot a) \cdot J_1(k_{0\nu j} \delta b) \times \right.$$

$$\times \sin \left\{ k_{ovj} \cdot [a \cdot (\kappa'_{\nu j} - n_{\nu j}) + \Delta \ell_m] - \varphi_{oA\nu j} \right\} \cdot \frac{\nu_{\max}}{N} \right\}, \quad (2)$$

где $\Delta \ell_m$ — m -е значение $\Delta \ell$ ($m = 0, 1, 2, \dots, N$); N — оптимальное число точек отсчётов, равное разрешающей способности фурье-спектрометра [6]: $N = 2 \cdot (\Delta \ell_{\max} \nu_{\max}) / c$.

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

$$(F^*) [\Delta I_{\text{инт}}(\Delta \ell_m)_\Omega] = C_{\nu j} + i \cdot S_{\nu j}. \quad (3)$$

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

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

$$\varphi_{\nu j} = \text{Arctg } S_{\nu j} / C_{\nu j} \Big|_\Omega = k_{ovj} \cdot (\kappa'_{\nu j} - n_{\nu j}) \cdot a + \varphi_{oA\nu j}, \quad (5)$$

где $I_{0\nu} = A_{0\nu j}^2$ — спектральная плотность интенсивности источника излучения; $\text{Arctg}(x)$ — главное значение арктангенса в диапазоне $-\pi/2 \leq x \leq \pi/2$; $\varphi_{oA\nu j}$ — значение фазы комплексной аппаратной функции устройства на частоте ν_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 $J_1(k_{ovj} \delta b)$, а аргумент — фазовыми слагаемыми $\varphi_{oA\nu j}$. 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 спектры $\kappa'(\nu)$ и $\kappa''(\nu)$, используя следующие соотношения:

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

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

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

Отметим, что аргументы фурье-образов (6) и (7) интерферограмм содержат наряду с постоянными слагаемыми, соответствующими оптическим элементам интерферометра, слагаемое $k_{ovj} \cdot \Delta a \cdot (\kappa'_{\nu j} - n_{\nu j})$, обусловленное взаимодействием ПП с образцом. Причём последнее слагаемое может иметь фазовую неопределённость с кратностью π (период функции $\text{tg}(x)$) по числу порядков интерференции m_1 для a_1 и m_2 для a_2 :

$$k_{ovj} \cdot \Delta a \cdot (\kappa'_{\nu j} - n_{\nu j}) = k_{ovj} \cdot \Delta a \cdot (\kappa'_{\nu j} - n_{\nu j})_{\text{главное}} + 2\pi \cdot (m_2 - m_1). \quad (8)$$

Поэтому, казалось бы, следует опасаться попасть в различные порядки интерференции на крайних рабочих частотах при данном Δa . Однако применение широкополосного источника с непрерывным спектром позволяет легко справиться с π -неопределённостью путём отслеживания увеличения набега фазы ПП $\Delta \varphi$ на

данном Δa с ростом частоты ν_j . По достижению $\Delta\varphi$ для некоторой ν_j значения π , следует при расчёте $\Delta\varphi$ для более высоких частот просто учитывать возрастание порядка интерференции на единицу.

5. Численное моделирование

Проиллюстрируем предлагаемый метод примером определения спектра комплексного показателя преломления ПП, возбуждаемых в планарной структуре «золото – слой ZnS (1,0 мкм) – вакуум» синхротронным излучением с волновым числом σ от 50 см^{-1} до 100 см^{-1} .

Вначале были рассчитаны спектры действительной $\kappa'(\sigma)$ и мнимой $\kappa''(\sigma)$ частей показателя преломления ПП с использованием дисперсионного уравнения ПП в трёхслойной структуре [1] и модели Друде для диэлектрической проницаемости металла [16] с учётом слабой дисперсии показателя преломления ZnS, равного 3,4 в указанном диапазоне.

Затем было выполнено численное моделирование интерферограмм для двух различных расстояний пробега ПП $a_1 = 3,0 \text{ см}$ и $a_2 = 6,0 \text{ см}$. Выбор значений a_1 и a_2 сделан с учётом условия $\Delta a, a_1, a_2 \leq L_{\min}$ (здесь $L_{\min} = 12,5 \text{ см}$ – длина распространения ПП на $\sigma_{\max} = 100 \text{ см}^{-1}$), обеспечивающего возможность регистрации сигнала и определения комплексного показателя преломления ПП.

Для простоты расчётов аппаратная функция нормировалась на спектральную плотность излучения с волновым числом 100 см^{-1} . С этой же целью нормированные аппаратные множители $\alpha_{1\nu}$ и $\alpha_{2\nu}$, как и модули нормированных коэффициентов преобразования объёмных 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 $\sigma_{\max}\sigma_{\min}/N = 0,1 \text{ см}^{-1}$ (что соответствует общему числу точек отсчёта $N = 1000$) для точек с m от 450 до 550.

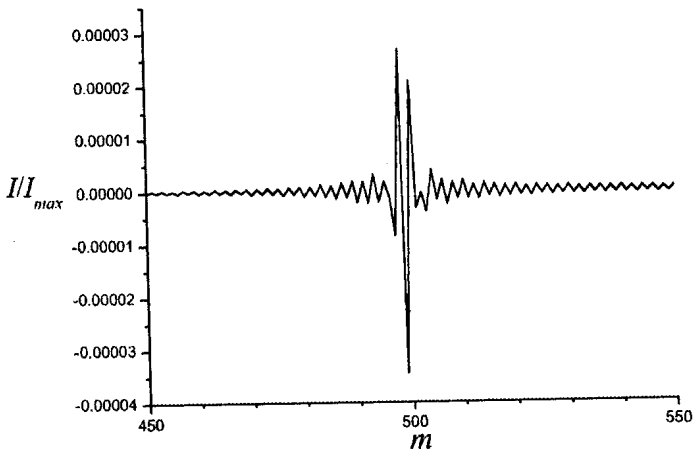


Рис. 2. Модельная интерферограмма с разрешением $0,1 \text{ см}^{-1}$ при $a = 3,0 \text{ см}$, где I_{\max} соответствует динамическому диапазону устройства

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 $\kappa''(\sigma)$, представленный на рис. 3. Максимальное отклонение восстановленного спектра от модельного не превышает 2,5%, за исключением граничных частот.

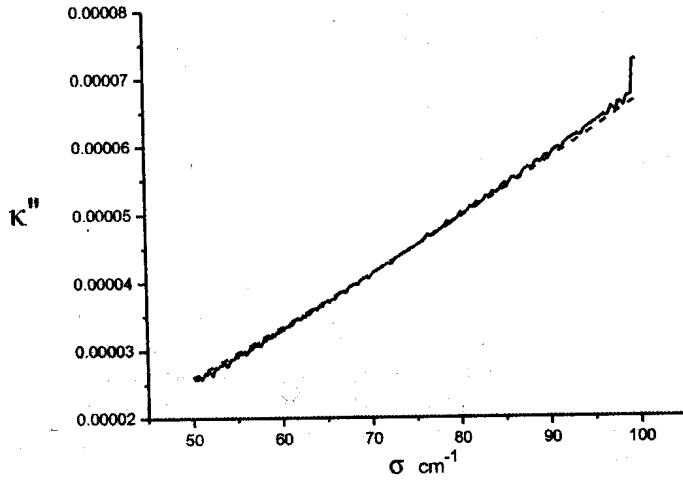


Рис. 3. Восстановленный спектр $\kappa''(\sigma)$

На рис. 4 представлен восстановленный спектр $\kappa'(\sigma)$. Максимальное его отклонение от спектра, использованного при моделировании интерферограммы (рис. 2), составляет не более 0,01% (за исключением граничных частот).

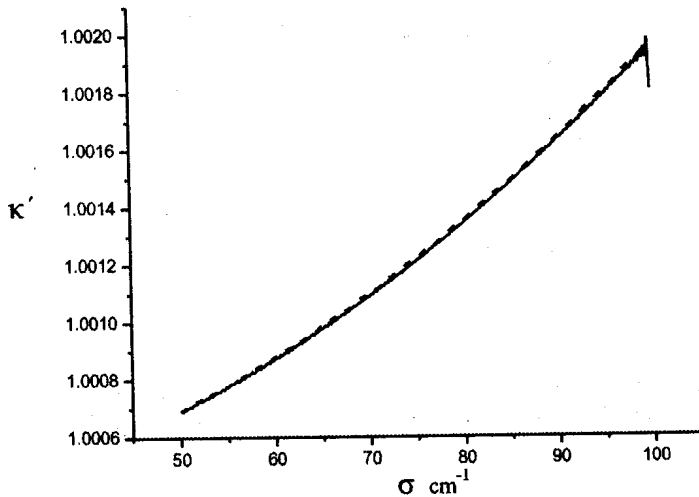


Рис. 4. Восстановленный спектр $\kappa'(\sigma)$

Отметим, что при выбранных значениях расстояний a_1 и a_2 набег фазы $\Delta\varphi$ ПП с максимальной частотой $\nu = 100 \text{ см}^{-1}$ составил немного больше π при $a_1 = 3,0 \text{ см}$ (два порядка интерференции) и более 2π при $a_2 = 6,0 \text{ см}$ (три порядка интерференции) (см. рис. 5).

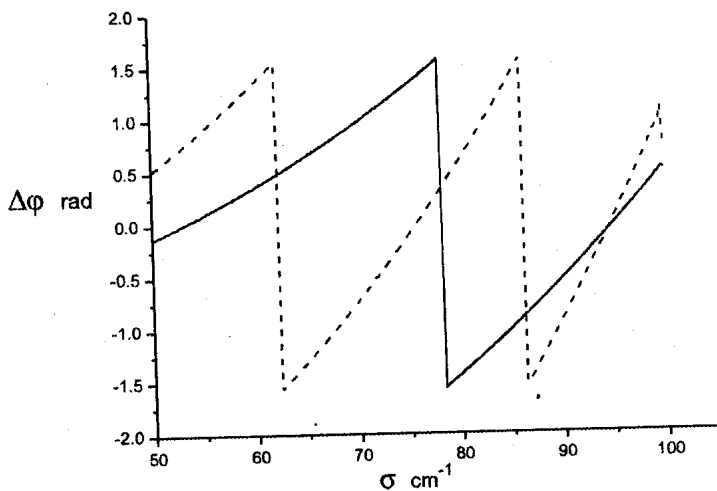


Рис. 5. Частотные зависимости набег фазы $\Delta\varphi$ поверхностной волны после пробега ею расстояний $a_1 = 3,0 \text{ см}$ (сплошная линия) и $a_2 = 6,0 \text{ см}$ (пунктирная линия)

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

6. Заключение

Предложенный метод инфракрасной дисперсионной фурье-спектроскопии поверхностных плазмонов можно применять, используя синхротронные, тепловые и импульсные источники излучения, при изучении физико-химических процессов на проводящей поверхности, а также для рефрактометрии металлов в дальнем ИК-диапазоне.

Литература

1. Поверхностные поляритоны. Поверхностные электромагнитные волны на границах сред / под ред. В. М. Аграновича, Д. Л. Миллса. — М.: Наука, 1985. — 525 с. [Poverkhnostnihe polyaritonih. Poverkhnostnihe ehlektromagnitnihe volnih na granicakh sred / под ред. V. M. Agranovicha, D. L. Millsa. — М.: Nauka, 1985. — 525 s.]
2. Rostani A., Rasooli H., Baghban H. Terahertz Technology: Fundamentals and Applications // Springer Series: Lecture Notes in Electrical Engineering. — 2011. — Vol. 77.
3. Hirori H., Nagai M., Tanaka K. Destructive Interference Effect on Surface Plasmon Resonance in Terahertz Attenuated Total Reflection // Optics Express. — 2005. — Vol. 13 (26). — Pp. 10801–10814.

4. Золотарев В. М. Методы исследования материалов фотоники: элементы теории и техники. — СПб.: СПбГУ ИТМО, 2008. — 275 с. [Zolotarev V. M. Metodih issledovaniya materialov fotoniki: ehlementih teorii i tekhniki. — SPb.: SPbGU ITMO, 2008. — 275 s.]
5. Parker T. J. Fourier Transform Spectroscopy of Solids at Terahertz Frequencies // Terahertz Science and Technology. — 2009. — Vol. 2 (3). — Pp. 75–89.
6. Birch J. R., Parker T. J. Dispersive Fourier Transform Spectroscopy. — Academic Press, Inc., 1977. — Vol. 2. — Pp. 137–271.
7. Far-Infrared Time-Domain Spectroscopy with Terahertz Beams of Dielectrics and Semiconductors / D. Grischkowsky, S. Keiding, M. Exter, C. Fattinger // J. Opt. Soc. Am. (B). — 1990. — Vol. 7(10). — Pp. 2006–2015.
8. A Direct Comparison between Terahertz Time-Domain Spectroscopy and Far-Infrared Fourier Transform Spectroscopy / P. Y. Han, M. Tani, M. Usami et al. // J. Appl. Phys. — 2001. — Vol. 89(4). — Pp. 2357–2359.
9. Time-Domain Measurements of Surface Plasmon Polaritons in the Terahertz Frequency Range / J. Saxler, J. G. Rivas, C. Janke et al. // Phys. Rev. (B). — 2004. — Vol. 69. — Pp. 155427–1–155427–4.
10. Gong M., Jeon T.-I., Grischkowsky D. THz Surface Wave Collapse on Coated Metal Surfaces // Optics Express. — 2009. — Vol. 17(19). — Pp. 17088–17101.
11. Способ индикации дифракционных спутников поверхностных плазмонов терагерцового диапазона / В. В. Герасимов, Б. А. Князев, А. К. Никитин, В. В. Никитин // Письма в ЖТФ. — 2010. — Т. 36 (21). — С. 93–101. [Sposob indikacii difrakcionnihkh sputnikov poverkhnostnihkh plazmonov teragercovogo diapazona / V. V. Gerasimov, B. A. Knyazev, A. K. Nikitin, V. V. Nikitin // Pisjma v ZhTF. — 2010. — Т. 36 (21). — С. 93–101.]
12. Zhizhin G. N., Yakovlev V. A. Broad-Band Spectroscopy of Surface Electromagnetic Waves // Physics Reports. — 1990. — Vol. 194(5–6). — Pp. 281–289.
13. Two-Dimensional Optics with Surface Electromagnetic Waves / R. J. Bell, C. A. Goben, M. Davarpanah et al. // Applied Optics. — 1975. — Vol. 14 (6). — Pp. 1322–1325.
14. Кулипанов Г. Н., Скринский А. Н. Использование синхротронного излучения: состояние и перспективы // УФН. — 1977. — Т. 122(3). — С. 369–418. [Kulipanov G. N., Skrinskiy A. N. Ispoljzovanie sinkhrotronnogo izlucheniya: sostoyanie i perspektivih // UFN. — 1977. — Т. 122(3). — С. 369–418.]
15. Харкевич А. А. Спектры и анализ. — 2009. [Kharkevich A. A. Spektrih i analiz. — 2009.]
16. 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 / M. A. Ordal, R. J. Bell, R. W. Alexander et al. // Applied Optics. — 1985. — Vol. 24(24). — Pp. 4493–4499.
17. Methods of Mathematical Physics. — 3rd edition. — Cambridge, England: Cambridge University Press, 1988. — Pp. 445–446.
18. Светосильные спектральные приборы / В. А. Вагин, М. А. Гершун, Г. Н. Жижин, К. И. Тарасов; под ред. К. И. Тарасова. — М.: Наука, 1988. — 264 с. [Svetosiljnihe spektraljnihe priborih / V. A. Vagin, M. A. Gershun, G. N. Zhizhin, K. I. Tarasov; pod red. K. I. Tarasova. — М.: Nauka, 1988. — 264 s.]
19. Лайонс Р. Цифровая обработка сигналов. — М.: БИНОМ, 2006. — 652 с. [Layjons R. Cifrovaya obrabotka signalov. — М.: BINOM, 2006. — 652 s.]

UDC 535.14:621.391:681.785.57

Fourier Analysis of Interferograms Formed by Surface-Plasmons Generated by Terahertz Synchrotron Radiation

G. N. Zhizhin*, A. P. Kyrianov*, N. I Golovtsov†, O. V. Khitrov‡, A. K. Nikitin§

* *Scientific and Technological Center for Unique Instrumentation of RAS
Butlerova str., 15, 117342 Moscow, Russia*

† *General Physics Department
People's Friendship University of Russia
Miklukho-Maklaya str., 6, 117198 Moscow, Russia*

‡ *Close corporation "Sukhoi Civil Aircraft Company"
Polykarpova str. 23 B, 125284 Moscow, Russia*

§ *Novosibirsk State University
Pirogova str. 2, 630090 Novosibirsk, Russia*

The problem of Fourier analysis of interferograms formed in terahertz (THz) synchrotron parallel beams, one of which is produced by surface plasmons (SPs) running along the surface of a conducting sample placed in one of the Mach-Zehnder interferometer arms, is considered in the paper. It is demonstrated that the analytical procedure employing the complete Fourier transform of the interferograms, got while scanning the movable mirror in the reference arm and registered at two distances run by the SPs, enables one to obtain the THz SPs complex refractive index spectrum and thus – the spectrum of the sample complex dielectric permittivity. Employment of a synchrotron source in SPs Fourier spectrometers raises the signal to noise ratio as compared to the blackbody emitter by a factor of 108 and facilitates the calibration procedure as synchrotron radiation intensity is in direct proportion to its frequency.

Key words and phrases: Fourier-analysis, complete Fourier transform, terahertz radiation, surface plasmons, thin films, interferometry, surface electromagnetic waves, optical constants, dielectric spectroscopy.