Письма в ЖЭТФ, том 93, вып. 4, с. 209 – 212 © 2011 г. 25 февраля

# Восстановление спектра диэлектрической проницаемости плоскопараллельной пластины по угловым зависимостям ее коэффициентов пропускания

*А. А. Ангелуц*[+], *А. А. Голубков*[*1)], *В. А. Макаров*[+], *А. П. Шкуринов*[+]

[+] *Международный лазерный центр МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

[*] *Специализированный учебно-научный центр МГУ им. М.В. Ломоносова, 121357 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 12 января 2011 г.

Предложен и реализован метод однозначного определения частотной зависимости диэлектрической проницаемости однородной среды на основе измерения угловых зависимостей комплексных спектров пропускания импульсного терагерцового излучения через плоскопараллельную пластину. Экспериментально показано, что даже при наличии наложения во времени переотражений от границ среды предложенный метод позволяет восстановить диэлектрические параметры исследуемой пластины.

Развитие импульсной терагерцовой (ТГц) спектроскопии [1, 2] во многом связано с внедрением в повседневную практику техники генерации фемтосекундных лазерных импульсов. С их помощью удается получить когерентное терагерцовое излучение, импульс которого состоит из небольшого числа колебаний электромагнитного поля длительностью в несколько пикосекунд. Методы регистрации ТГц сигналов, использующие фемтосекундные импульсы видимого или ближнего инфракрасного диапазонов, позволяют, применяя фурье-преобразование, восстанавливать комплексный спектр сигнала из его временной формы [3, 4]. Сравнение комплексных спектров исходного ТГц излучения и излучения, взаимодействующего со средой, дает возможность получить спектры пропускания или отражения вещества, из которых можно восстановить зависимость диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\omega) = \varepsilon'(\omega) + i\varepsilon''(\omega)$ однородной среды от частоты [5 – 7]. Однако даже в случае однородной плоскопараллельной пластины возникающие в эксперименте многократные переотражения импульсного ТГц излучения от ее границ не позволяют однозначно восстановить $\varepsilon(\omega)$ по измеренным при фиксированном угле падения спектрам пропускания [7] или отражения. Обычно эту проблему решают одним из двух способов. Или используют достаточно короткие импульсы и толстые образцы [5], для которых возникающие переотражения четко разделены во времени, или проводят измерения с пластинками разной толщины [7]. К сожалению, часто возникают ситуации, когда ни один из этих приемов не применим.

Ранее в работе [8] был предложен метод восстановления пространственного профиля диэлектрической проницаемости одномерно неоднородной пластины, среда которой обладает плоскостью симметрии, перпендикулярной поверхностям пластины, и произвольной частотной дисперсией. При этом было доказано, что если известны комплексные амплитудные коэффициенты прохождения и отражения плоской монохроматической волны с частотой $\omega$ (для линейных сред они равны коэффициентам прохождения и отражения спектральной компоненты импульса на частоте $\omega$) для некоторого диапазона углов падения, то пространственный профиль диэлектрической проницаемости на частоте $\omega$ может быть определен однозначно. При этом длительность импульса может быть любой, в том числе и такой, при которой происходит наложение сигналов, переотраженных от границ образца, на исходный импульс и друг на друга. В случае однородной пластины для такого восстановления достаточно знать угловые зависимости только амплитудного коэффициента пропускания (или только коэффициента отражения). Предложенный в [8] метод восстановления пространственного профиля диэлектрической проницаемости был апробирован в [9] численным экспериментом как для однородных, так и неоднородных сред.

В настоящей работе частотный спектр диэлектрической проницаемости однородной среды находился на основе метода, предложенного в [8], а схема импульсной ТГц спектроскопии была реализована на фемтосекундной установке, подробно описанной в [6]. Коллимированное ТГц излучение направлялось (см. рис.1а) на детектирующую систему и исследуемый образец, в качестве которого использовался гидро-

[1)]e-mail: andrej2501@yandex.ru

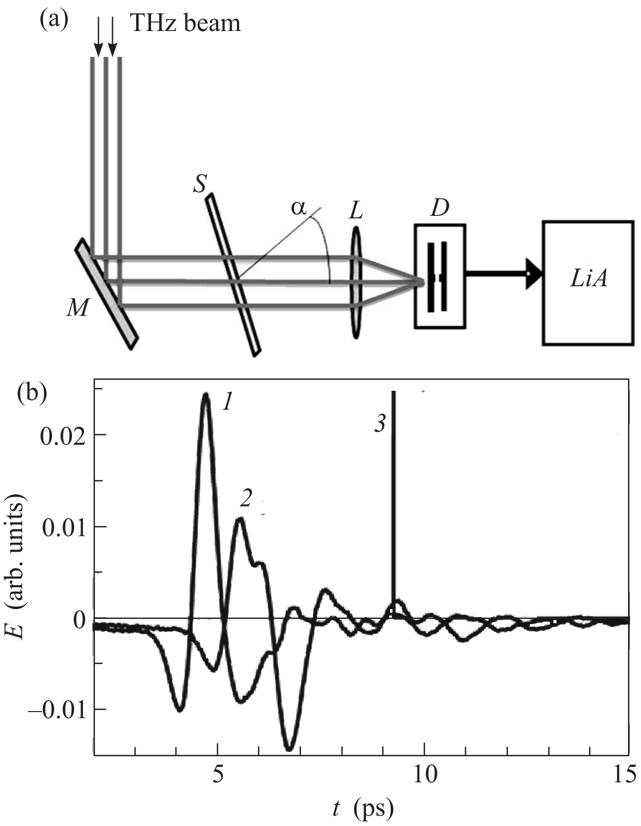


Рис.1. (a) – Схема измерений коэффициента пропускания: M – зеркало, S – образец, L – линза, D – фотодетектор, LiA – синхронный усилитель; (b) – измеренные временные профили ТГц импульсов: *1* – падающий, *2* – прошедший через образец, *3* – предполагаемое положение переотраженного импульса

перит ($CH_4N_2O : H_2O_2$ – соединение пероксида водорода с карбамидом). Эта среда обладает в ТГц диапазоне частот существенной частотной дисперсией и резонансным поглощением. Образец приготавливался методом прессования порошка в таблетку и имел характерную толщину около 0.3 мм. Вращающаяся платформа позволяла изменять угол падения $\alpha$ излучения на поверхность образца. Прошедший через него сигнал фокусировался линзой на фотопроводящую антенну. Фототок, пропорциональный величине электрического поля терагерцового излучения, регистрировался синхронным усилителем. Временной профиль напряженности $E(t)$ электрического поля, прошедшего образец ТГц импульса, записывался при изменении времени его задержки относительно стробирующего фемтосекундного импульса. Последний создавался с помощью делительной пластинки из фемтосекундного лазерного импульса, использующегося для генерации ТГц излучения.

Сначала определялся временной профиль напряженности электрического поля $E_0(t)$ в ТГц импульсе в отсутствие исследуемой пластины (опорный импульс). Затем прописывались временные профили электрического поля $E(t,\alpha)$ в присутствии образца при различных углах $\alpha$ падения ТГц импульса (сигнальные импульсы). Все временные профили измерялись при неизменной геометрии эксперимента, за исключением положения вращающейся платформы с образцом. На рис.1b в качестве примера показаны временные профили опорного импульса $E_0(t)$ (кривая *1*), и импульса $E(t,\alpha=0)$ (кривая *2*), прошедшего сквозь образец. Расстояние в 0.84 пс на временной шкале между максимумами импульсов связано с задержкой прохождения излучения через среду. На рис.1b линией *3* ($t = 9.3$ пс) показано предполагаемое местонахождение максимума сигнала, соответствующего дважды отраженному от поверхностей образца импульсу. После дискретного преобразования Фурье измеренных временных профилей для каждого из углов падения $\alpha = 0$, 15, 30 и 45 градусов рассчитывалась частотная зависимость амплитудного коэффициента пропускания $\widetilde{T}(\omega,\alpha) = E(\omega,\alpha)/E_0(\omega,\alpha)$, где $E(\omega,\alpha)$ и $E_0(\omega,\alpha)$ – соответственно фурье-образы сигнального и опорного временных профилей. На рис.2 в качестве примера приведены реальные и мнимые части $\widetilde{T}(\omega,\alpha=0)$.

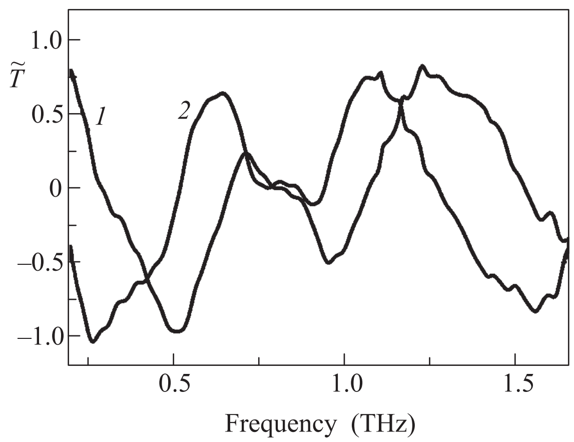


Рис.2. Спектр амплитудного коэффициента пропускания через таблетку гидроперита при нормальном падении: *1* – действительная часть, *2* – мнимая часть

Нетрудно заметить, что амплитудный коэффициент пропускания $\widetilde{T}(\omega,\alpha)$ несколько отличается от использованного в [8, 9] амплитудного коэффициента прохождения волны через пластинку $T$. Действительно, при падении на пластинку под углом $\alpha$ плоской монохроматической волны, распространяющейся в положительном направлении оси $z$, в обозначениях работы [8]

$$\begin{aligned} E_0(\omega) &= E_0 \exp\{i[-k_x x - k_z(\tilde{z} - z_1)]\}, \\ E(\omega) &= T E_0 \exp\{i[-k_x x - k_z(\tilde{z} - z_2)]\}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $z_1$ и $z_2$ – координаты соответственно передней и задней поверхностей границ среды, $\tilde{z}$ – координата плоскости приемной антенны, $E_0$ – амплитуда поля излучения, падающего на среду, $k_x = k_0 \sin\alpha$, $k_z = k_0 \cos\alpha$, $k_0 = \omega/c$, $c$ – скорость света в вакууме, Подставляя соотношения (1) в определение $\widetilde{T}$, получим $\widetilde{T}(\omega,\alpha) = T\exp(ik_z L)$, где $L = z_2 - z_1$ – толщина исследуемой пластины.

Как известно, сдвиг импульса в положительном направлении временной оси на величину $\tau$ эквивалентен линейной модуляции фазы всех его спектральных амплитуд, то есть их умножению на множитель $\exp(i\omega\tau)$. Действительно, сдвинутый импульс можно представить в виде $E_\tau(t) \equiv E(t-\tau)$ и, следовательно, для его фурье-образа имеем:

$$\begin{aligned} E_\tau(\omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} \exp(i\omega u) E_\tau(u) du = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \exp(i\omega u) E(u-\tau) du = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \exp[i\omega(r+\tau)] E(r) dr = \\ &= \exp(i\omega\tau) \int_{-\infty}^{\infty} \exp(i\omega r) E(r) dr = \exp(i\omega\tau) E(\omega). \end{aligned} \quad (2)$$

Отсюда следует, что при вычислении фурье-образов временных зависимостей опорного и сигнального импульсов очень важно, чтобы при их измерении начало отсчета времени оставалось физически неизменным. Например, в качестве него может быть выбрано начало излучения лазером фемтосекундного импульса или какой-то другой, строго определенный, момент времени (при этом расположение всех элементов установки относительно друг друга, естественно, не должно меняться). В реальном эксперименте в силу разных причин такая физическая эквивалентность начал отсчета времени при записи опорного и сигнальных ТГц импульсов обеспечивается с некоторой конечной ошибкой $\Delta\tau$. Это приводит к тому, что фаза экспериментально определяемого коэффициента пропускания $\widetilde{T}(\omega,\alpha)$ находится с некоторой ошибкой, линейно увеличивающейся с ростом $\omega$.

Например, если ноль временной шкалы, используемой при измерении опорного сигнала, соответствует моменту времени $\Delta\tau$ на временной шкале, используемой при измерении сигнала, прошедшего через пластину, то $T(\omega,\alpha) = \widetilde{T}_e(\omega,\alpha)\exp(-ik_z L)\exp(-i\omega\Delta\tau)$. В последней формуле $\widetilde{T}_e(\omega,\alpha)$ – коэффициент пропускания на частоте $\omega$, который рассчитан из результатов измерений в предположении, что временные шкалы, использованные при записи временных профилей опорного и сигнального ТГц импульсов, физически тождественны. Другими источниками ошибок при решении обратной задачи, являются ошибки в измерении толщины пластины $\Delta L$ и углов падения импульсов $\Delta\alpha$.

Если интересоваться диэлектрической проницаемостью пластины только на одной частоте, то все перечисленные ошибки будут иметь случайный характер и, следовательно, их влияние не может быть учтено или уменьшено в рамках одной серии измерений. Однако использование ТГц импульсов позволяет восстанавливать профиль диэлектрической проницаемости сразу в широком диапазоне частот (например, для нескольких сотен ее значений) и для всех этих частот ошибки $\Delta\tau$, $\Delta\alpha$, $\Delta L$ будут одинаковыми. Следовательно, их влияние может быть минимизировано или даже полностью устранено. Одним из способов такой минимизации является рассмотрение их значений как подгоночных параметров. Их величины (в пределах, определяемых точностью соответствующих измерений) выбираются так, чтобы минимизировать значение функционала [8, 9], используемого для решения задачи восстановления диэлектрической проницаемости пластины. При этом важным критерием правильности найденного решения обратной задачи становится отсутствие скачков в рассчитанных частотных зависимостях $\varepsilon'(\omega)$ и $\varepsilon''(\omega)$.

Пользуясь таким подходом, мы минимизировали влияние $\Delta\tau$, $\Delta\alpha$, $\Delta L$ на результаты обработки экспериментальных данных, которая проводилась с помощью алгоритма, подробно описанного в [9]. При этом оказалось, что результаты восстановления наиболее чувствительны к ширине диапазона возможных значений $\Delta\tau$. Его расширение значительно усиливает разброс частотных зависимостей диэлектрической проницаемости однородной среды, удовлетворяющих с одной и той же точностью экспериментальным данным. Поэтому в эксперименте необходимо с максимально возможной точностью обеспечивать физическую неизменность начала отсчета времени при измерении временных профилей опорного и сигнального импульсов.

На рис.3 сплошными кривыми изображены зависимости $\varepsilon'(\omega)$ (a) и $\varepsilon''(\omega)$ (b) гидроперита, полученные на основе используемой нами методики [8, 9], позволяющей автоматически учесть влияние переотражений в прошедшем сигнале на спектр коэффициента пропускания. Здесь же приведены результаты определения частотной зависимости диэлектрической проницаемости этой среды, проведенного с помощью алгоритма работы [6]. Кружки соответствуют простому использованию формул Френеля без учета переотражений от границ среды, а треугольники показывают зависимости $\varepsilon'(\omega)$ и $\varepsilon''(\omega)$, полученные в результате предпринятой в [6] попытки уменьшить влияние переотражений, "обрезая" конечные части импульсов, на формирование которых переотражения оказывают более сильное влияние, чем на их начальные и центральные части. Для исследуемого образца, в условиях не очень сильного наложения переотражений на исходный импульс (см. рис.1b), вполне естественно, что такое "обрезание" дает хорошие результаты.

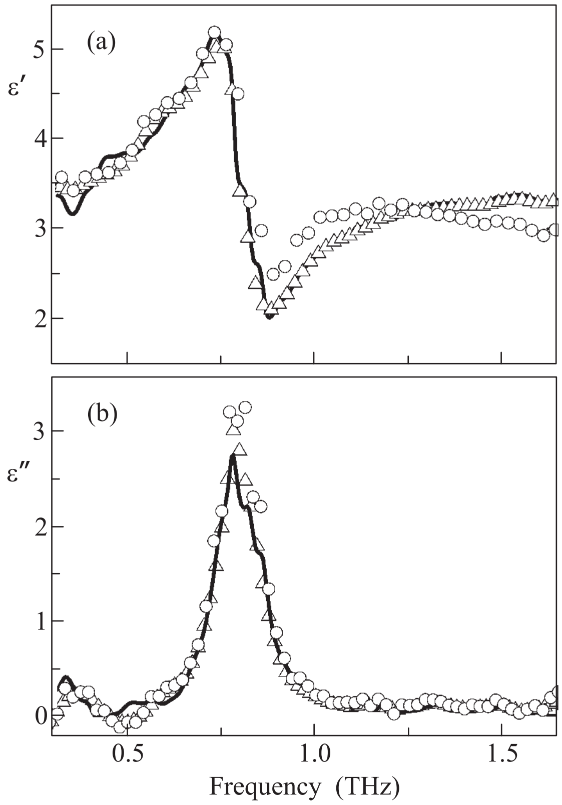


Рис.3. Действительная (a) и мнимая (b) части спектра диэлектрической проницаемости $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$ гидроперита, полученные при обработке результатов эксперимента с помощью различных методик. Сплошная кривая – по методике, изложенной в работах [8, 9], кружки – изложенной в работе [6], треугольники – в работе [6] с дополнительной обработкой данных, уменьшающей влияние переотражений в прошедшем сигнале на рассчитанный спектр коэффициента пропускания

В заключение заметим, что описанный в работе метод может использоваться и для многослойных структур, для которых наложение переотражений сигнала на исходный импульс и друг на друга настолько сильное, что их нельзя разделить никакими существующими методами.

1. X. C. Zhang and J. Xu, *Introduction to THz wave photonics*, NY.: Springer, 2009, p. 246.
2. Lee Yun-Shik, *Principles of terahertz science and technology*, Springer Science+Business Media, LLC, XII, 2009, p. 340.
3. В. Н. Сафонов, В. А. Трофимов, А. П. Шкуринов, Журнал технической физики **76**, 78 (2006).
4. С. А. Варенцова, В. А. Трофимов, Журнал технической физики **77**, 58 (2007).
5. H. Nemec, F. Kadlec, P. Kuhel et al., Opt. Commun. **260**, 175 (2006).
6. М. М. Назаров, А. П. Шкуринов, Е. А. Кулешов, В. В. Тучин, Квантовая электроника **38**, 654 (2008).
7. P. Kuhel and J. Petzelt, Ferroelectrics **239**, 949 (2000).
8. А. А. Голубков, В. А. Макаров, Вестн. Моск. ун-та, Физ. и астрон., N 6, 67 (2009).
9. А. А. Голубков, В. А. Макаров, Оптика и спектроскопия **108**, 849 (2010).