

УДК 537.86.029.65/.79, 543.45

С. А. Кузнецов<sup>1,2,3</sup>, М. А. Астафьев<sup>1</sup>, П. А. Лазорский<sup>1</sup>, В. Ф. Скляр<sup>1,2</sup>  
Е. А. Лоншаков<sup>1</sup>, А. В. Аржанников<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Новосибирский государственный университет  
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

<sup>2</sup>Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН  
пр. Акад. Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090, Россия

<sup>3</sup>Новосибирский филиал Института физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН  
«Конструкторско-технологический институт прикладной микроэлектроники»  
пр. Акад. Лаврентьева, 2/1, Новосибирск, 630090, Россия

SAKuznetsov@nsm.nsu.ru

## СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПОЛИПРОПИЛЕНОВЫХ ПЛЕНОК В СУБТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ\*

Изложены три альтернативные методики квазиоптических измерений диэлектрических свойств слабопоглощающих полимерных пленок в субтерагерцовом диапазоне частот электромагнитного спектра, реализуемых с помощью техники ЛОВ-спектроскопии. Из них в двух случаях диэлектрическая проницаемость чистой пленки определяется по результатам амплитудно-фазовых измерений, производимых при ее помещении в тракт интерферометров Маха – Цандера и Фабри – Перо. В третьем случае она определяется по спектральным особенностям вспомогательной резонансной металлической структуры, наносимой на поверхность пленки и усиливающей дисперсионные свойства последней. Указанные методики использованы для измерений в диапазоне 0,63–1,1 ТГц диэлектрической проницаемости полипропиленовых пленок производства GoodFellow толщиной от 10 до 512 мкм. Проведено сравнение данных по диэлектрической проницаемости, полученных тремя методиками, которое сопровождается анализом факторов, обуславливающих расхождение ее величины, определенной в этих трех случаях.

*Ключевые слова:* характеристика материалов, ЛОВ-спектроскопия, интерферометрия, субтерагерцовый диапазон, полимерные пленки, частотно-избирательная поверхность.

### Введение

Известно, что среди термопластичных полимерных материалов, перспективных для создания квазиоптических элементов в субтерагерцовом и терагерцовом диапазонах частот электромагнитного спектра ввиду

низкого уровня диэлектрических потерь и слабой дисперсии [1–2]<sup>1</sup>, полиэтилен (ПЭ) и полипропилен (ПП) являются наиболее дешевыми и доступными полимерами по причине их широкого использования в упаковочной индустрии<sup>2</sup>. ПЭ- и ПП-пленки производятся в широком диапазоне толщин

\* Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках выполнения государственного задания «ГЗ-проект № 3002».

<sup>1</sup> ООО «Тидекс». ТГц материалы. URL: [http://www.tydexoptics.com/ru/products/thz\\_optics/thz\\_materials/](http://www.tydexoptics.com/ru/products/thz_optics/thz_materials/).

<sup>2</sup> Консалтинговая ассоциация ConsLet. Маркетинговое исследование российского рынка полиэтилена, полипропилена и полимерных пленок. URL: <http://bplan4u.ru/stati-issledovaniya/>.

Кузнецов С. А., Астафьев М. А., Лазорский П. А., Скляр В. Ф., Лоншаков Е. А., Аржанников А. В. Спектральные измерения диэлектрических свойств полипропиленовых пленок в субтерагерцовом диапазоне частот // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2014. Т. 9, вып. 4. С. 15–38.

от нескольких единиц до сотен микрометров, что обеспечивает свободу выбора рабочей толщины квазиоптического элемента. Возможность выбора оптимального значения толщины является важным фактором при реализации плоских спектрально-селективных элементов на базе резонансных металлических микроструктур субволновой топологии с числом слоев  $\geq 2$ , включая интерференционные фильтры [3–5], ультратонкие поглотители излучения [6–8], фокусирующие метаповерхности [9]. В таких устройствах полимерная подложка осуществляет необходимую фазовую задержку для электромагнитных волн, интерферирующих в пространстве, содержащем металлические микроструктуры, чем обеспечивает необходимые электродинамические характеристики этих элементов. Кроме того, частотные резонансы субволновой микроструктуры сами по себе зависят от толщины подстилающего диэлектрика [10] ввиду сильной чувствительности ближнего поля микроструктуры к ее «диэлектрическому окружению».

Наши технологические исследования по созданию структур с субволновой топологией показали, что в условиях близких диэлектрических свойств двух указанных полимеров именно ПП-пленки оказываются лучше совместимы с технологическими процедурами по формированию на их поверхности металлического микрорисунка с помощью фотолитографии и лазерной обработки. Это связано с более высокими характеристиками полипропилена в сравнении с полиэтиленом по термостойкости, износостойкости, жесткости и твердости. Данные факторы закрепили наш выбор в пользу ПП-пленок для создания селективных элементов субтерагерцового и терагерцового диапазонов. Отметим, что поскольку электродинамические свойства элемента определяются не только физической толщиной ПП-пленки, но и ее диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$ , то максимально точное знание величины  $\epsilon$  является важным при разработке дизайна микроструктурного элемента. Формальное сопоставление литературных данных по полипропилену [1–3; 11]<sup>3</sup> выявляет для его показателя преломления  $n$  на субтерагерцовых и терагерцовых частотах несколько различающиеся

значения:  $n = \epsilon^{1/2} = 1,48 \div 1,51$ . Такое различие значений может быть связано как с инструментальными особенностями методов, применяемых для характеристики полипропилена, что вносит в определяемую величину  $\epsilon$  некоторую систематическую ошибку, так и с различием в свойствах собственно самих исследуемых ПП-пленок. Различие в диэлектрических свойствах пленок связано с тем, что они могут содержать некоторые химические добавки для улучшения их определенных технических параметров – улучшения термосвариваемости, понижения чувствительности к световому воздействию и т. п. Дополнительно следует обратить внимание и на тот факт, что в зависимости от технологии производства ПП-пленки разделяются на неориентированные (СРР) и биаксиально ориентированные (ВОРР) [12], которые характеризуются повышенной механической прочностью. Диэлектрические свойства этих двух типов пленок могут также несколько отличаться друг от друга. Таким образом, строго говоря, перед использованием ПП-пленок в составе микроструктурного терагерцового элемента диэлектрическая проницаемость образцов этого материала должна быть тщательно измерена в интересующем нас интервале частот.

В настоящей работе описаны результаты измерений диэлектрических свойств ПП-пленок производства компании GoodFellow (UK), используемых нами при производстве частотно-селективных структур субтерагерцового диапазона. Измерения охватывают спектральный интервал 0,63–1,1 ТГц и реализованы квазиоптической техникой ЛОВ-спектроскопии с помощью трех альтернативных методик. В двух случаях диэлектрическая проницаемость собственно ПП-пленки определяется по амплитудно-фазовым изменениям, производимым при ее помещении в тракт интерферометров Маха – Цандера и Фабри – Перо. В третьем случае диэлектрическая проницаемость определяется по спектральным особенностям вспомогательной резонансной микроструктуры, наносимой на поверхность пленки и усиливающей дисперсионные свойства последней. Поскольку три обозначенные методики могут давать несколько различающиеся значения диэлектрической проницаемости, то в статье проведен также анализ факторов, обуславливающих возникающие различия,

<sup>3</sup> См. также: ООО «Тидекс». ТГц материалы.

что представляет самостоятельный интерес с методической точки зрения.

### Методики измерения диэлектрической проницаемости

Для спектральной характеристики ПП-пленок в настоящей работе использован квазиоптический субтерагерцовый ЛОВ-спектрометр разработки ИОФ РАН им. А. М. Прохорова (Москва) [13; 14], установленный в АТИЦ ВТиНМ НГУ. Данный тип прибора относится к спектрометрам класса «frequency domain», в котором спектр пропускания (отражения) образца измеряется при свипировании выходной частоты монохроматического источника излучения на основе лампы обратной волны (ЛОВ). В сравнении с широкополосными спектрометрическими методами, такими как терагерцовая Фурье- и «time domain» спектроскопия [1; 2; 11; 15], использование ЛОВ позволяет значительно повысить частотное разрешение спектральных измерений ( $\nu/\Delta\nu \sim 10^4\text{--}10^5$ ). Для широкополосного детектирования субтерагерцового сигнала в ЛОВ-спектрометре используется оптоакустический приемник (ОАП) с синхронным усилителем, работающие на частоте модуляции 23 Гц.

Ниже приведено краткое описание трех методик измерения диэлектрической проницаемости  $\varepsilon = \varepsilon' - j \cdot \varepsilon''$ , использованных в настоящей работе<sup>4</sup>. Данные методы хорошо подходят для определения  $\varepsilon$  однородных однослойных образцов с плоскопараллельными границами. ПП-пленки достаточно хорошо удовлетворяют такому приближению, несмотря на наличие малых по сравнению с рабочей длиной волны локальных микроскопических дефектов в виде микробугорков и микрошероховатостей, выявляемых оптической микроскопией [15]. Отметим, что ввиду малости тангенса диэлектрических потерь полипропилена ( $\text{tg } \delta = \varepsilon''/\varepsilon' \sim 10^{-3}$ ) основной интерес представляет определение действительной части проницаемости  $\varepsilon'$ .

1. *Спектроскопия с использованием интерферометрической схемы Маха – Цандера.* При облучении однородного плоскопараллельного слоя по нормали его комплексный коэффициент пропускания  $S_{21}$  определяется следующим выражением, учитывающим многократную интерференцию волн внутри слоя [16]:

$$S_{21} = \frac{(1 - \Re^2)e^{-j \cdot k_0 n d}}{1 - \Re^2 e^{-2j \cdot k_0 n d}}, \quad (1)$$

где  $d$  – толщина слоя;  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ ,  $\lambda_0 = c/\nu$  – длина волны в свободном пространстве;  $\nu$  – частота излучения;  $c$  – скорость света в вакууме;  $n = \sqrt{\varepsilon \cdot \mu}$  – показатель преломления материала слоя, имеющего значения диэлектрической и магнитной проницаемости  $\varepsilon = \varepsilon' - j \cdot \varepsilon''$  и  $\mu$  соответственно;  $\Re = (\eta - 1)/(\eta + 1)$ ,  $\eta = \sqrt{\mu/\varepsilon}$  – волновой импеданс материала слоя. Поскольку ПП относится к немагнитным материалам, то для него далее полагается  $\mu = 1$ .

С использованием формулы (1) спектры диэлектрической функции  $\varepsilon'(\nu)$  и  $\varepsilon''(\nu)$  могут быть найдены по экспериментально измеренным амплитудному  $|S_{21}(\nu)|$  и фазовому  $\text{Arg}(S_{21}(\nu))$  спектрам пропускания путем численного решения (1). В случае субтерагерцового ЛОВ-спектрометра данная возможность реализуется в рамках его стандартного программного обеспечения. При этом в эксперименте определяется энергетический коэффициент пропускания  $|S_{21}|^2$ , который вычисляется как отношение интенсивности  $I_{\text{sample}}$  прошедшего через слой излучения к регистрируемой интенсивности  $I_{\text{no sample}}$  в отсутствие слоя

$$|S_{21}|^2 = \frac{I_{\text{sample}}}{I_{\text{no sample}}},$$

а фаза коэффициента пропускания  $\text{Arg}(S_{21})$  измеряется с помощью двухлучевой интерферометрической схемы Маха – Цандера, показанной на рис. 1.

В приведенной схеме Маха – Цандера исходный пучок излучения ЛОВ делится посредством сеточного поляризационного делителя ПД-1 на два линейно поляризованных пучка с взаимно ортогональной поляризацией, распространяющихся в разных плечах интерферометра. Одно из плеч является

<sup>4</sup> В данной работе предполагается, что пространственный набег фазы для плоской электромагнитной волны, прошедшей путь  $\Delta r$ , описывается множителем вида  $\exp(-j \cdot \mathbf{k} \cdot \Delta r)$ , где  $\mathbf{k}$  – волновой вектор. В таком представлении комплексная диэлектрическая проницаемость записывается как  $\varepsilon = \varepsilon' - j \cdot \varepsilon''$ , где  $j = (-1)^{1/2}$ .

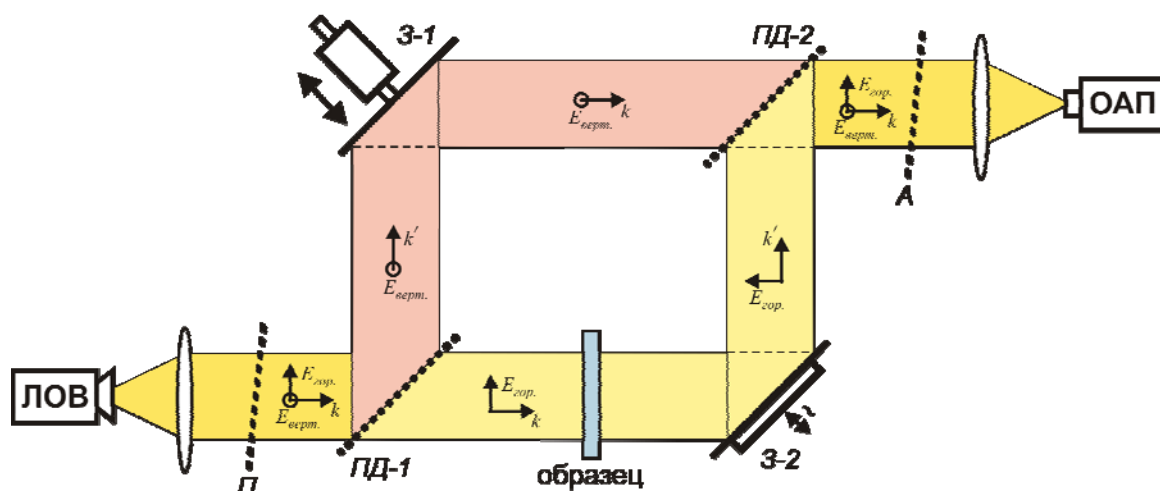


Рис. 1. Схема поляризационного интерферометра Маха – Цандера, используемого для фазовых измерений:  $\Pi$  – поляризатор;  $A$  – анализатор;  $\text{ПД-1}$  и  $\text{ПД-2}$  – поляризационные делители;  $\text{З-1}$  – подвижное зеркало, подстраиваемое под минимум интерференционного сигнала;  $\text{З-2}$  – стационарное зеркало с вибрирующей поверхностью, обеспечивающей модуляцию, необходимую для работы синхронного детектора

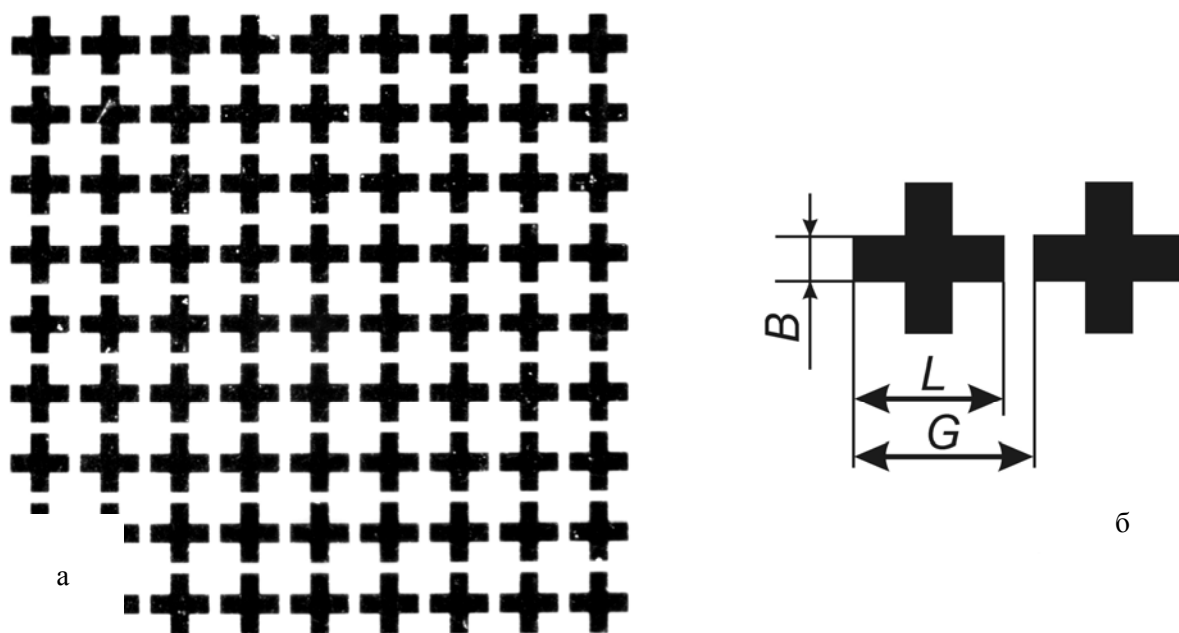


Рис. 2. Микрофотография ЧИП с резонансными металлическими крестообразными элементами (а) с обозначением их ключевых геометрических параметров (б)

опорным, другое – измерительным, в которое помещается исследуемый образец. Перед разделением вектор поляризации исходного пучка выставляется дополнительным сеточным поляризатором  $\Pi$  таким образом, чтобы интенсивности пучков в соседних плечах были одинаковыми. На выходе интерферометра делитель  $\text{ПД-2}$  сводит пучки

вместе, а сеточный анализатор  $A$ , пропуская лишь ортогональную 1-мерным проводникам сетки компоненту поляризации, обеспечивает интерференцию пучков, суммарная интенсивность которой регистрируется в фокальной плоскости выходной линзы с помощью ОАП. Процедура измерения фазы пропускания  $\text{Arg}(S_{21})$  по мере перестройки

частоты генерации ЛОВ представляет собой автоматизированный процесс записи положения  $X$  зеркала  $3-1$ , которое, будучи подвижным, подстраивается для поддержания в минимуме значения интерференционного сигнала. В этом случае фаза  $\text{Arg}(S_{21})$  вычисляется по измеренным положениям зеркала  $3-1$  при наличии ( $X_{\text{sample}}$ ) и отсутствии ( $X_{\text{no sample}}$ ) образца в измерительном плече согласно формуле

$$\text{Arg}(S_{21}) = -\frac{2\pi}{\lambda} \cdot (X_{\text{sample}} - X_{\text{no sample}} + d).$$

Для устранения неоднозначности определения порядка интерференции  $q$  при измерении положений  $X_{\text{sample}}$  и  $X_{\text{no sample}}$  в конфигурации спектрометра реализована функция автоматического определения нулевого интерференционного порядка. Режим  $q = 0$ , рекомендуемый как оптимальный, соответствует равной величине оптического пути в различных плечах интерферометра, что позволяет исключить частотную дисперсию в положении зеркала  $3-1$  при отсутствии образца.

**2. Метод частотно-избирательной поверхности.** В данном методе перед спектральной характеристикой на поверхности исследуемой пленки формируется специальная регулярно-периодическая металлическая структура субволновой топологии (так называемая частотно-избирательная поверхность, ЧИП [5; 17]), обладающая ярко выраженным резонансом пропускания (отражения) в интересующем нас интервале частот. В данной работе ЧИП представляла собой массив из металлических крестообразных элементов (рис. 2), изготовленных техникой контактной фотолитографии [4; 15] с нанесением металлического слоя путем вакуумно-термического напыления алюминия толщиной 0,35 мкм. При латеральной периодичности элементов  $G = 200$  мкм указанная ЧИП на ППП-подложке имеет фундаментальный дипольный резонанс режекционного типа (провал в пропускании) в окрестности 0,77 ТГц, который обусловлен возбуждением стоячей волны на крестообразном элементе.

Суть ЧИП-метода состоит в том, что частота резонанса ЧИП  $\nu_{\text{res}}$  (в общем случае спектральный профиль резонансной кривой) напрямую зависит от диэлектрических

свойств подстилающей подложки. Исходя из сопоставления экспериментально измеренного значения  $\nu_{\text{res}}$  (спектрального профиля) и предсказанного теоретически можно восстановить диэлектрическую проницаемость  $\epsilon$  путем решения обратной задачи. Например, для ЧИП на основе дипольных элементов [4; 5; 10; 17] при ширине элемента  $B$  малой в сравнении с его длиной  $L$ , длина волны  $\lambda_{\text{res}}$  фундаментального резонанса ЧИП, сформированной на границе раздела двух полубесконечных сред «вакуум – диэлектрик», определяется формулой

$$\lambda_{\text{res}} \cong 2,1 \cdot n_{\text{eff}} \cdot L \cdot (1 + \zeta), \quad (2)$$

где  $\zeta \ll 1$ , величина  $n_{\text{eff}} = \sqrt{(\epsilon + 1)/2}$  представляет собой эффективный показатель преломления. В случае, когда ЧИП сформирована на поверхности диэлектрика конечной толщины  $d$ , соотношение (2) справедливо, если значение  $d$  превышает характерную глубину проникновения ближнего поля от ЧИП в диэлектрик, которая обычно менее  $0,1 \lambda_{\text{res}}$  (см., например, [10]). При меньших толщинах  $n_{\text{eff}}$  является монотонной функцией от  $d$ , сравнительно быстро выходя на асимптотическое значение, определяемое формулой (2).

В общем случае известные в литературе аналитические соотношения между геометрическими параметрами ЧИП, диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$  и толщиной  $d$  подстилающей подложки не обеспечивают достаточную точность восстановления  $\epsilon$  из экспериментальных данных. Указанная проблема снимается при моделировании ЧИП в подходящем полноволновом электродинамическом симуляторе. В настоящей работе для этой цели использован пакет ANSYS HFSS<sup>3</sup> v.15<sup>3</sup>, в котором ЧИП рассчитывалась с использованием каналов Флоке [18]. Отметим, что восстановление спектра  $\epsilon(\nu)$  из сопоставления экспериментальных данных и полноволновых расчетов для всего интересующего нас набора частот  $\{\nu\}$  является чрезвычайно ресурсоемкой задачей. В случае ППП-пленок компромиссным решением является восстановление  $\epsilon$  (точнее,  $\epsilon'$ ) не по всему спектру  $\{\nu\}$ , а лишь по резонансной частоте  $\nu_{\text{res}}$ , что является хорошим прибли-

<sup>3</sup> High Frequency Structure Simulator. ANSYS Corporation. URL: <http://www.ansys.com/>

жением для диэлектриков со слабой дисперсией, к которым относится полипропилен.

3. *Спектроскопия с использованием интерферометрической схемы Фабри – Перо.* Как известно из техники спектроскопии [19], в основном приближении разрешающая способность спектрального прибора, использующего интерференционную схему, прямо пропорциональна эффективному числу интерферирующих пучков. Это означает, что в сравнении с двухлучевой схемой Маха – Цандера использование многолучевой интерферометрии типа Фабри – Перо позволяет потенциально поднять точность измерений при характеристике тонких пленок. Действительно, известно эффективное применение подобного подхода для прецизионного определения  $\epsilon$  слабопоглощающих диэлектриков на субтерагерцовых частотах, когда отслеживается изменение профиля резонансной линии высокодобротного открытого квазиоптического резонатора Фабри – Перо при введении внутрь него исследуемого образца в виде плоскопараллельной пластинки (пленки) [20; 21]. Для обеспечения высокой точности и стабильности измерений данный метод требует, впрочем, более сложной инструментальной реализации, чем в случае рассмотренной выше техники ЛОВ-спектроскопии в сочетании с интерферометрией Маха – Цандера, что, в частности, связано с высокими требованиями к качеству используемого резонатора и формируемой в нем структуры поля.

В настоящей работе проводится экспериментальное изучение возможной метода Фабри – Перо для характеристики ПП-пленок при использовании резонатора простейшей конфигурации, который выполнен в виде пары плоскопараллельных частично прозрачных зеркал с высоким коэффициентом отражения  $R$ . Последние изготавливаются на основе 2-мерных сеток с субволновыми отверстиями квадратной формы [13]. В отличие от ЧИП такие сетки являются нерезонансными структурами в рабочем диапазоне частот и имеют в нашем случае характерные значения  $R = 0,8$  при коэффициенте поглощения порядка нескольких процентов. Сетки закрепляются на индивидуальных распорных кольцах и имеют лучевую апертуру  $\varnothing 40$  мм. Кольца устанавливаются в вертикальном положении на специальной подвижке, имеющей возможность юстировки плоскопараллельности сеточных зеркал, а также изменения зазора между ними посредством микрометрических винтов (рис. 3). Сформированный таким образом интерферометр Фабри – Перо (ИФП) работает в режиме пропускания с облучением зеркал по нормали к поверхности сеток.

Для нахождения диэлектрической проницаемости ПП-пленки с использованием ИФП проведем расчет контура его пропускания до и после введения пленки. Расчет выполним в лучевом приближении (приближении плоской волны).

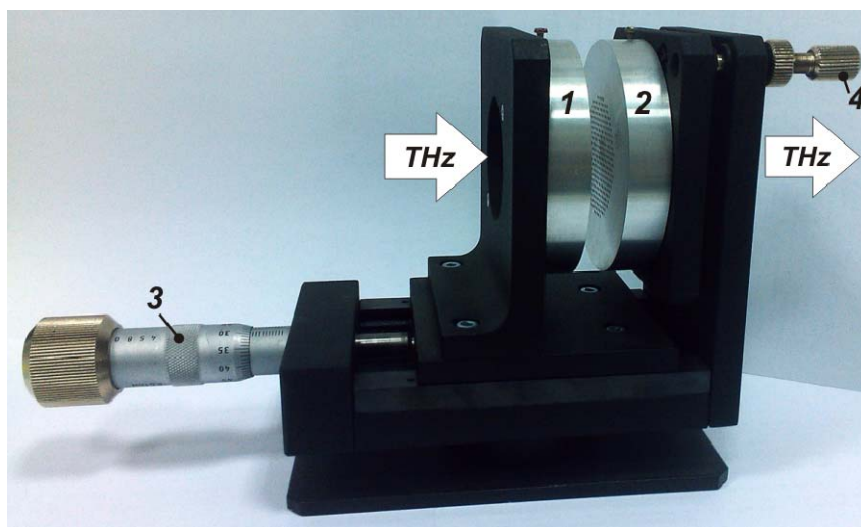


Рис. 3. Фотография используемого интерферометра Фабри – Перо: 1, 2 – сеточные зеркала; 3 – микрометрический винт для вариации зазора между зеркалами; 4 – винт для юстировки плоскопараллельности зеркал

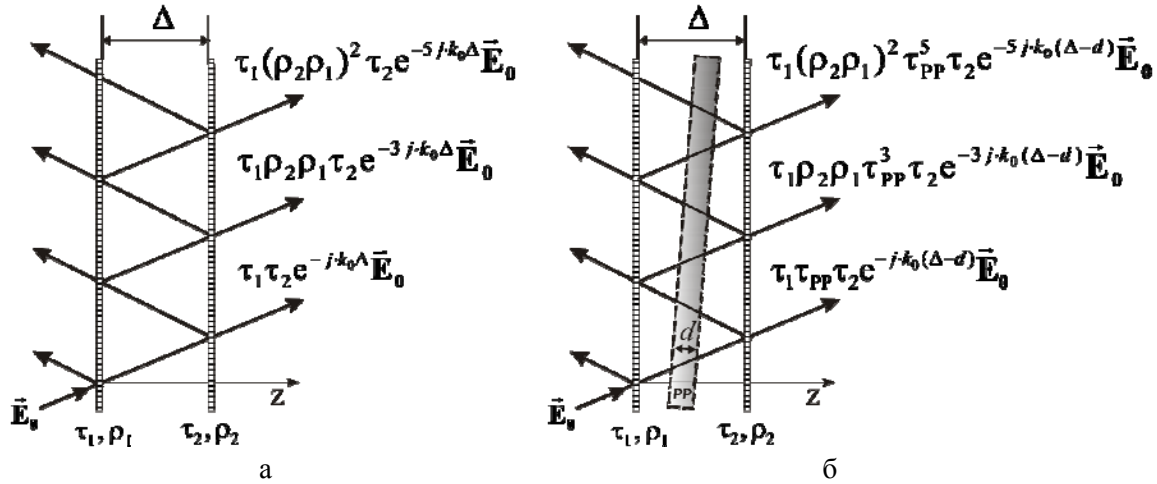


Рис. 4. К нахождению коэффициента пропускания интерферометра Фабри – Перо до (а) и после (б) введения исследуемой пленки внутрь резонатора. Для наглядности распространение лучей показано под углом

Расчет ИФП в отсутствие пленки. Обозначая посредством  $\tau_1$ ,  $\tau_2$  амплитудные коэффициенты пропускания зеркал ИФП, а через  $\rho_1$ ,  $\rho_2$  их амплитудные коэффициенты отражения, найдем коэффициент пропускания ИФП  $S_{21}^{FPC}$  путем суммирования парциальных волн, возникающих в результате многократного отражения исходной волны от зеркал (рис. 4, а):

$$\begin{aligned} S_{21}^{FPC} &= \tau_1 \tau_2 e^{-j k_0 \Delta} \times \\ &\times \left( 1 + \rho_1 \rho_2 e^{-2j k_0 \Delta} + (\rho_1 \rho_2)^2 e^{-4j k_0 \Delta} + \dots \right) = \\ &= \frac{\tau_1 \tau_2 e^{-j k_0 \Delta}}{1 - \rho_1 \rho_2 e^{-2j k_0 \Delta}}, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\Delta$  – расстояние между зеркалами;  $k_0 = 2\pi / \lambda_0$ ,  $\lambda_0 = c / v$ .

В эксперименте измеряется энергетический коэффициент пропускания  $|S_{21}^{FPC}|^2$ , который, исходя из (3), равен

$$|S_{21}^{FPC}|^2 = \frac{T_{\max}}{1 + 4 \Re^{-2} \sin^2 \left( k_0 \Delta - \frac{\phi_1 + \phi_2}{2} \right)}, \quad (4)$$

$$\text{где } \Re = \frac{1 - |\rho_1| |\rho_2|}{\sqrt{|\rho_1| |\rho_2|}}, \quad T_{\max} = \frac{|\tau_1|^2 |\tau_2|^2}{(1 - |\rho_1| |\rho_2|)^2}.$$

Величина  $T_{\max}$  описывает максимальное пропускание ИФП, а  $\phi_1 = \text{Arg}(\rho_1)$ ,  $\phi_2 = \text{Arg}(\rho_2)$  – фазы отражения 1-го и 2-го зеркал ИФП соответственно. Отметим, что в

случае сеток значения  $\phi_1$ ,  $\phi_2$  отличаются от  $\pi$  и зависят от геометрических параметров составляющих их ячеек и длины волны  $\lambda_0$  [5].

Из (4) следует, что максимум пропускания соответствует резонансным частотам  $\nu_m$ , удовлетворяющим условию

$$\frac{2\pi \nu_m \Delta - \phi_1 + \phi_2}{c} = m\pi,$$

где  $m$  – порядок интерференции ( $m \in \mathbb{N}$ ). Отсюда для величины  $\nu_m$  получим

$$\nu_m = \frac{c}{2\pi\Delta} \cdot \left( m\pi + \frac{\phi_1 + \phi_2}{2} \right). \quad (5)$$

При использовании зеркал с высоким коэффициентом отражения ( $1 - |\rho_i|^2 \ll 1$ ,  $i = 1, 2$ ) профиль линии пропускания вблизи резонансной частоты может быть с хорошей точностью аппроксимирован функцией Лоренца

$$|S_{21}^{FPC}|^2 \approx \frac{T_{\max}}{1 + \frac{16\pi^2 \Delta^2}{c^2 \Re^2} \cdot (\nu - \nu_m)^2} \quad (6)$$

с относительной шириной полосы, отнесенной к уровню  $T_{\max}/2$

$$\frac{\Delta \nu_m}{\nu_m} \cong \frac{\Re}{m\pi + \frac{\phi_1 + \phi_2}{2}}. \quad (7)$$

Как правило, при исследовании ИФП в литературе рассматривается случай одинаковых зеркал с пренебрежимо малыми коэффициентами поглощения:

$$|\rho_1|^2 = |\rho_2|^2 = 1 - |\tau_1|^2 = 1 - |\tau_2|^2.$$

В этих условиях пропускание  $T_{\max}$  строго равно единице. В действительности, на практике, для ИФП, работающего в режиме высокой добротности, неодинаковость зеркал, а также ненулевые омические потери могут приводить к существенному снижению его пика пропускания. Например, при  $|\rho_1|^2 = 0,92$ ,  $|\rho_2|^2 = 0,95$  и коэффициенте поглощения

$$\begin{aligned} A &= 1 - |\tau_1|^2 - |\rho_1|^2 \approx \\ &\approx 1 - |\tau_2|^2 - |\rho_2|^2 \approx 0,04 \end{aligned}$$

формула (4) дает результат  $T_{\max} \approx 0,094$ .

Выполним теперь *расчет ИФП с помещенной внутри пленкой*. Для подавления искажения профиля пропускания вследствие отражения от пленки и возникновения дополнительной многолучевой интерференции между пленкой и зеркалами ИФП ограничимся рассмотрением случая, когда пленка устанавливается под небольшим наклоном к оси ИФП (рис. 4, б). В этом случае по аналогии с расчетом ИФП без пленки суммирование амплитуд прошедших парциальных волн дает следующее выражение для амплитудного коэффициента пропускания  $S_{21}^{FPC+PP}$ :

$$\begin{aligned} S_{21}^{FPC+PP} &= \tau_1 \tau_2 \tau_{PP} e^{-i k_0 (\Delta - d)} \times \\ &\times \left( 1 + \rho_1 \rho_2 \tau_{PP}^2 e^{-2i k_0 (\Delta - d)} + (\rho_1 \rho_2 \tau_{PP}^2)^2 e^{-4i k_0 (\Delta - d)} + \dots \right) = \\ &= \frac{\tau_1 \tau_2 \tau_{PP} e^{-i k_0 (\Delta - d)}}{1 - \rho_1 \rho_2 \tau_{PP}^2 e^{-2i k_0 (\Delta - d)}}, \end{aligned} \quad (8)$$

где

$$\tau_{PP} = \frac{4n e^{-i k_0 n d}}{(n+1)^2 - e^{-2i k_0 n d} (n-1)^2} \quad (9)$$

есть амплитудный коэффициент пропускания ПП-пленки,  $n = \sqrt{\varepsilon}$  – ее показатель преломления. Выражение (9) – альтернативная запись формулы (1), которое удобно переписать в следующем виде:

$$\tau_{PP} = \tilde{\tau}_{PP} e^{-i k_0 n d},$$

где  $\tilde{\tau}_{PP} = |\tau_{PP}| \cdot e^{i\varphi}$ , а

$$\begin{aligned} |\tau_{PP}| &= \left| \frac{4n}{(n+1)^2 - e^{-2i k_0 n d} (n-1)^2} \right| = \\ &= 2n \sqrt{\frac{2}{1 + 6n^2 + n^4 - (n^2 - 1)^2 \cos(2k_0 n d)}} \end{aligned}$$

и

$$\varphi = \text{Arg} \left( \frac{4n}{(n+1)^2 - e^{-2i k_0 n d} (n-1)^2} \right).$$

Для тонких пленок  $\varphi \ll k_0 n d$ , что позволяет свести (8) к виду

$$\begin{aligned} S_{21}^{FPC+PP} &\cong \frac{\tau_1 \tau_2 |\tau_{PP}| e^{-i k_0 [(\Delta - d) + nd]}}{1 - \rho_1 \rho_2 |\tau_{PP}|^2 e^{-2i k_0 [(\Delta - d) + nd]}} \cong \\ &\cong \frac{\tau_1 \tau_2 |\tau_{PP}| e^{-i k_0 \Delta [1 + (n-1)\delta]}}{1 - \rho_1 \rho_2 |\tau_{PP}|^2 e^{-2i k_0 \Delta [1 + (n-1)\delta]}} \end{aligned}$$

где  $\delta = d / \Delta$ . Коэффициент пропускания по мощности  $|S_{21}^{FPC+PP}|^2$  имеет вид, сходный с формулой (4):

$$|S_{21}^{FPC+PP}|^2 = \frac{T_{\max PP}}{1 + 4 \Re_{PP}^2 \sin^2 \left( k_0 \Delta_{PP} - \frac{\phi_1 + \phi_2}{2} \right)},$$

где

$$\begin{aligned} \Re_{PP} &= \frac{1 - |\rho_1| |\rho_2| |\tau_{PP}|^2}{\sqrt{|\rho_1| |\rho_2| |\tau_{PP}|^2}}, \\ T_{\max PP} &= \frac{|\tau_1|^2 |\tau_2|^2 |\tau_{PP}|^2}{\left( 1 - |\rho_1| |\rho_2| |\tau_{PP}|^2 \right)^2}, \\ \Delta_{PP} &= \Delta \cdot [1 + (n-1)\delta]. \end{aligned}$$

Таким образом, мы получаем, что ИФП с помещенной внутри пленкой может быть описан формулами, аналогичными формулам (4)–(7) при формальной замене  $\Delta \rightarrow \Delta_{PP}$ ,  $\Re \rightarrow \Re_{PP}$ ,  $T_{\max} \rightarrow T_{\max PP}$ . В частности, выражение для резонансных частот  $\nu_{m PP}$ , соответствующих максимуму пропускания, имеет вид

$$\nu_{m PP} = \frac{c}{2\pi \Delta [1 + (n-1)\delta]} \cdot \left( m\pi + \frac{\phi_1 + \phi_2}{2} \right). \quad (10)$$

Сравнивая (10) с (5), можно заметить, что введение пленки внутрь ИФП приводит к смещению резонансной частоты в область более низких частот по отношению к случаю ИФП без пленки:

$$\Delta \nu_{m PP} \equiv (\nu_m - \nu_{m PP}) > 0.$$

При фиксированном порядке интерференции  $m$  относительная величина частотного сдвига равна

$$\frac{\Delta \nu_{m PP}}{\nu_m} = \frac{(n-1) \cdot \delta}{1 + (n-1) \cdot \delta}. \quad (11)$$



Разрешая (11) относительно  $n$ , получим

$$n = 1 + \frac{1}{\left(\frac{v_m}{\Delta v_{mPP}} - 1\right) \cdot \delta}. \quad (12)$$

В настоящей работе формула (12) используется для вычисления действительной части диэлектрической проницаемости ПП-пленок по экспериментально измеренному смещению частоты резонансного пика пропускания относительно частоты аналогичного пика для ИФП без пленки. В этом случае  $n$  понимаем как  $n = \sqrt{\epsilon'}$ , а величиной  $\epsilon''$  ввиду ее малости пренебрегаем.

Отметим, что на практике при работе с высокочастотным ИФП следует принимать во внимание два важных фактора, ограничивающих возможности метода ИФП и обусловленных неточностью настройки интерферометра и квазиоптического тракта. Это непараллельность зеркал ИФП и ненулевая угловая расходимость падающего излучения. Оба фактора вызывают деградацию резонансных пиков пропускания, их уширение, а также трансформацию профиля пропускания в существенно нелоренцевский профиль (см. приложение). В свою очередь, это может приводить к более сильной ошибке измерения  $\epsilon$  в сравнении с другими методами.

### Экспериментальные результаты

В табл. 1 приведены параметры ПП-пленок различной толщины производства компании GoodFellow (UK), исследовавшихся в данной работе.

1. *Спектроскопия с использованием интерферометрической схемы Маха – Цандера.* На рис. 5 приведены результаты измерения амплитудных и фазовых спектров ПП-пленок из табл. 1, полученных техникой ЛОВ-спектроскопии с использованием схемы Маха – Цандера. Измерения проведены в диапазоне частот 0,63–1,1 ТГц с применением утроителя частоты, совмещаемого с более низкочастотной ЛОВ. Вертикальные стрелки на рис. 5, а указывают положение наиболее интенсивных линий поглощения в атмосфере, ассоциируемых главным образом с вращательными переходами в парах воды [22]. Атмосферное ослабление, как правило, приводит к деформации спектров в непосредственной близости от линий поглощения за счет уменьшения динамического диапазона измерений.

На рис. 5, а можно обратить внимание на наличие периодической структуры в спектре пропускания пленок при толщинах от 190 мкм и выше, когда  $|S_{21}|^2$  осциллирует в пределах от 0,84 до 1. Последнее объясняется многолучевой интерференцией внутри ПП-пленки и функционально описывается формулой (9). При меньших толщинах рассматриваемый диапазон частот оказывается слишком узким для его покрытия хотя бы одним интерференционным полупериодом. Положение частот, соответствующих интерференционным максимумам, определяется из условия кратности толщины  $d$  пленки половине длине волны в ее материале:

$$d = q \cdot \frac{c}{v_q 2n},$$

Таблица 1

Параметры исследуемых ПП-пленок производства GoodFellow (UK)

Название пленки	Марка пленки по каталогу GoodFellow	Тип пленки	Заявленная толщина пленки, мкм	Фактическая средняя толщина пленки $d$ , мкм
GF-PP-10	PP301101	ВOPP	10	10
GF-PP-15	PP301150	ВOPP	15	15
GF-PP-31	PP301320	ВOPP	30	31
GF-PP-50	PP301350	ВOPP	50	50
GF-PP-76	PP301375	ВOPP	75	76
GF-PP-103	PP301400	Homopolymer	100	103
GF-PP-190	PP301418	Copolymer	180	190
GF-PP-269	PP301427	Homopolymer	270	269
GF-PP-512	PP301460	Copolymer	550	512

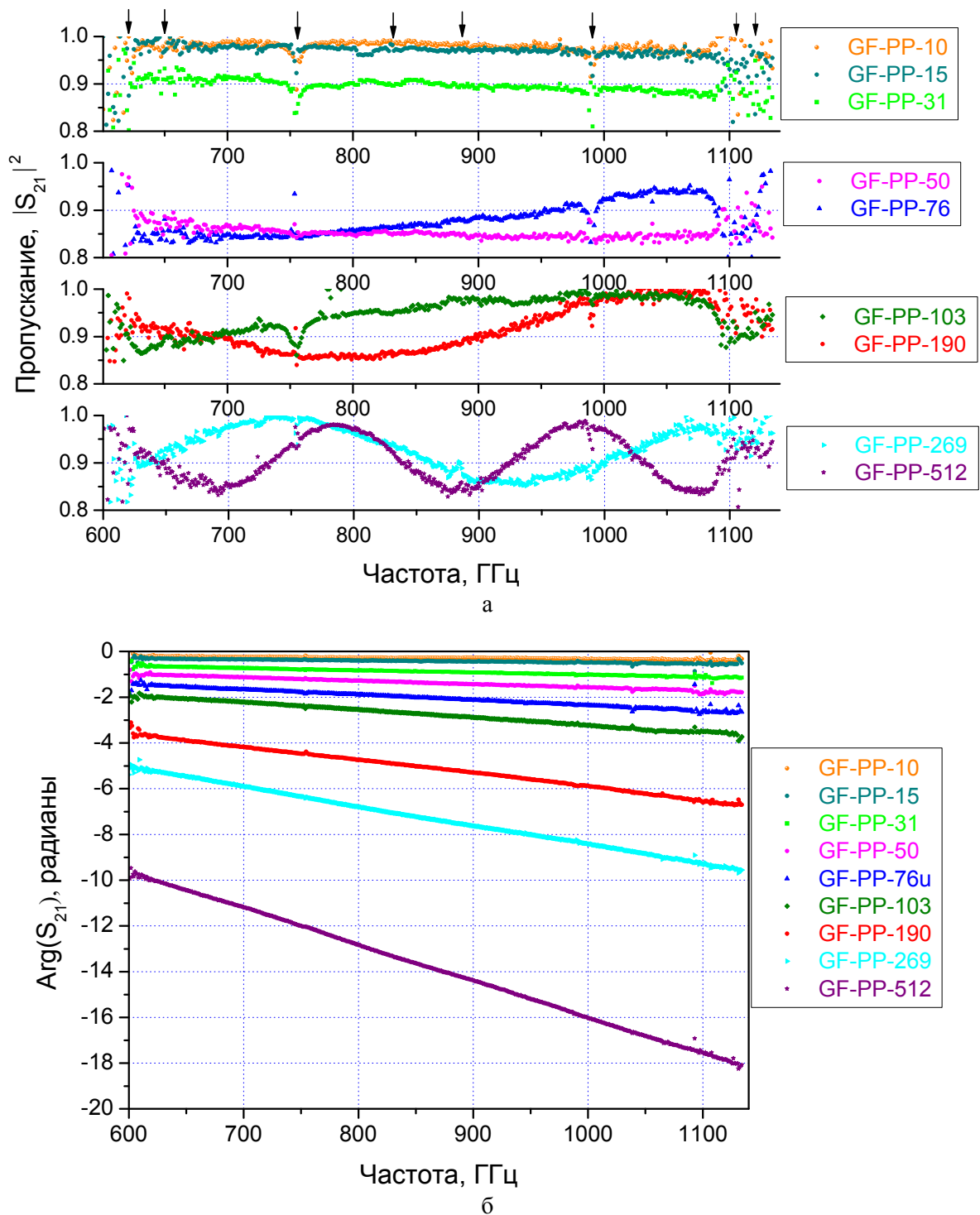


Рис. 5. Амплитудные (а) и фазовые (б) спектры пропускания ПП-пленок

где  $q$  – порядок интерференции ( $q \in \mathbb{N}$ );  $\nu_q$  – частота максимума. Отсюда разница частот между соседними максимумами равна

$$\nu_{q+1} - \nu_q = \frac{c}{2nd}.$$

Результаты восстановления действительной  $\epsilon'$  и мнимой  $\epsilon''$  частей диэлектрической проницаемости ПП, полученные на основе обработки экспериментальных спектров пропускания с использованием формулы (1), приведены на рис. 6. Сильный разброс

точек на рис. 6, б демонстрирует тот факт, что значение  $\varepsilon''$  слишком мало ( $\sim 10^{-3}$ ) для надежного определения используемым методом характеристики, поэтому представленные данные по  $\varepsilon''$  не являются удовлетворительными, и лишь данные по  $\varepsilon'$  можно считать адекватными. В частности, рис. 6, а позволяет сделать вывод, что, не-

смотря на шумовой разброс точек, наиболее сильно проявляющийся для пленок малой толщины, значение  $\varepsilon'$  в рассматриваемом интервале частот можно считать не зависящим от частоты.

В табл. 2 сведены итоговые средние значения  $\varepsilon'$ , полученные численной аппроксимацией данных из рис. 6, а с помощью

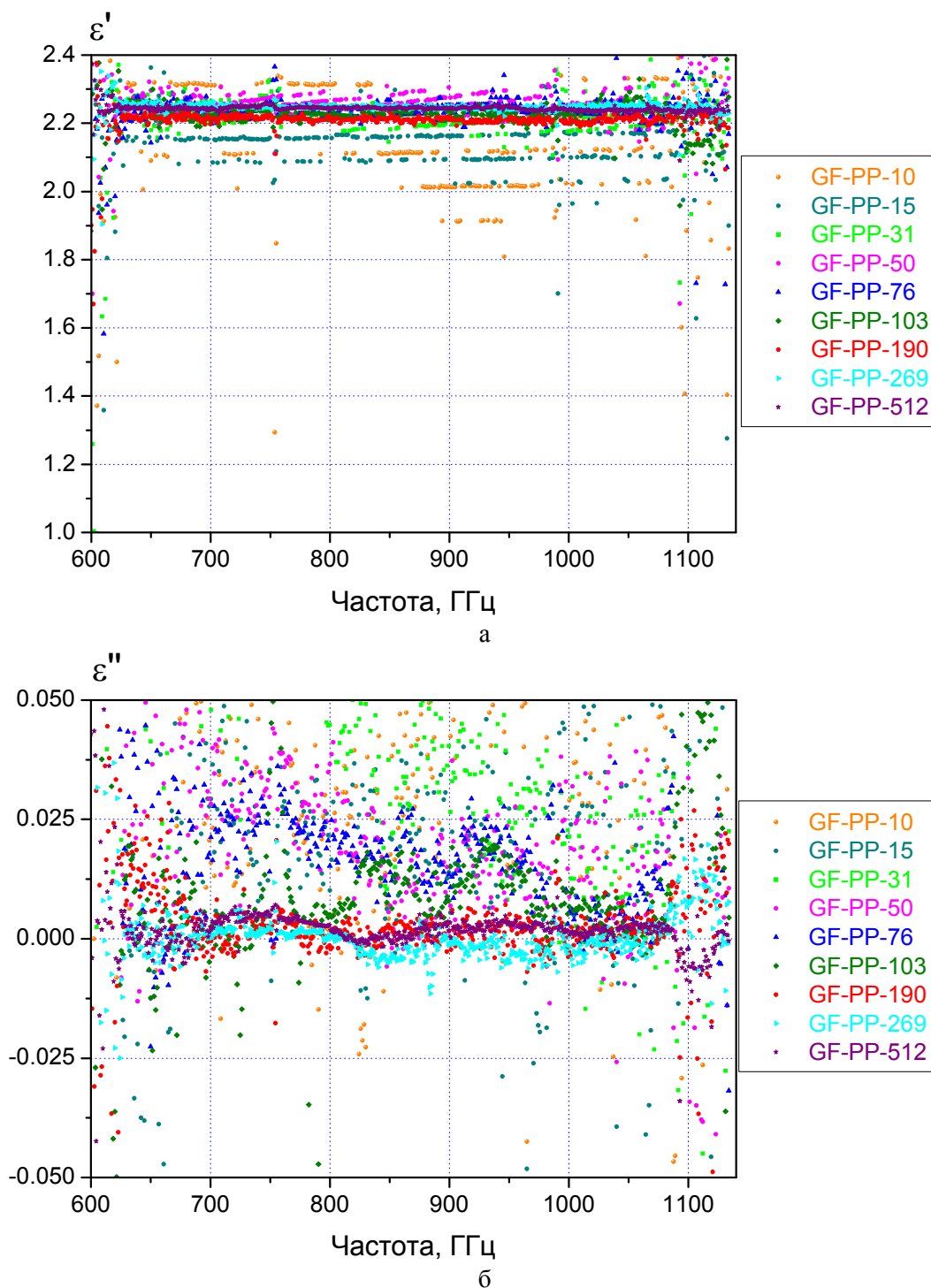


Рис. 6. Спектры действительной (а) и мнимой (б) частей диэлектрической проницаемости ПП-пленок, восстановленные по их спектрам пропускания

Таблица 2

Усредненные значения действительной части диэлектрической проницаемости  
ПП-пленок GoodFellow, полученные методом Маха – Цандера

Название пленки	Марка пленки по каталогу GoodFellow	Фактическая средняя толщина пленки $d$ , мкм	Действительная часть диэлектрической проницаемости, $\epsilon'$
GF-PP-10	PP301101	10	$2,1775 \pm 0,0069$
GF-PP-15	PP301150	15	$2,1592 \pm 0,0038$
GF-PP-31	PP301320	31	$2,2239 \pm 0,0017$
GF-PP-50	PP301350	50	$2,2582 \pm 0,0015$
GF-PP-76	PP301375	76	$2,2378 \pm 0,0011$
GF-PP-103	PP301400	103	$2,2306 \pm 0,0010$
GF-PP-190	PP301418	190	$2,2122 \pm 0,0004$
GF-PP-269	PP301427	269	$2,2476 \pm 0,0003$
GF-PP-512	PP301460	512	$2,2435 \pm 0,0002$

функции «const», выполненной в программе Microcal Origin. Знаком  $\pm$  здесь и далее указывается стандартная ошибка. Для уменьшения ошибки при обработке исключались точки, находящиеся в непосредственной близости от атмосферных линий поглощения. Усреднение по всем пленкам дает следующие средние значения для  $\epsilon'$  и показателя преломления  $n$ :

$$\begin{aligned} \langle \epsilon' \rangle &= 2,2353 \pm 0,0120, \\ \langle n \rangle &= 1,4951 \pm 0,0040, \end{aligned} \quad (13)$$

что фактически попадает в середину соответствующих литературных значений для полипропилена [1–2; 3; 11]<sup>4</sup>.

Отметим, что наряду с изучением свойств исходных ПП-пленок GoodFellow, представленных в табл. 1, 2, в данной работе была также предпринята попытка получения более толстых пластин ПП с целью повышения точности определения мнимой части диэлектрической проницаемости  $\epsilon''$ . Увеличение толщины ПП достигалось за счет сплавления нескольких пленок GF-PP-512 (как самых толстых из представленного набора) техникой вакуумного термопрессования с использованием термопресса «Insta NTP» от компании GMP<sup>5</sup>. На рис. 7 приведены экспериментальные спектры пропускания для ПП-пластин со средней толщиной 1 524 и 2 485 мкм, полученных по данной

технологии в результате сплавления 3-х и 5-ти пленок GF-PP-512 соответственно. К сожалению, ввиду недостаточной отработанности применяемой технологии для получаемых ПП-пластин имели место некоторые девиации в распределении суммарной толщины вдоль поверхности образца, что обусловило наличие дополнительных искажений в измеренных спектрах пропускания.

На рис. 8 представлены результаты восстановления спектров действительной  $\epsilon'$  и мнимой  $\epsilon''$  частей диэлектрической проницаемости ПП, полученные на основе обработки экспериментальных зависимостей рис. 7. Среднее значение  $\epsilon''$ , определяемое из полученных данных, составляет

$$\langle \epsilon'' \rangle = 2,2422 \pm 0,0006,$$

что согласуется с табличными результатами для GF-PP-512, а также с приведенным в (13) средним значением  $\epsilon'$  для ПП. Отметим, что усреднение спектров  $\epsilon''$ , показанных на рис. 8, а, дает следующую величину:

$$\langle \epsilon'' \rangle = 2 \cdot 10^{-3} \pm 1 \cdot 10^{-3}. \quad (14)$$

2. Метод частотно-избирательной поверхности. Как отмечалось выше, в данном методе применялась ЧИП, представляющая собой 2-мерный массив из металлических элементов крестообразной формы, изготовленных фотолитографически (см. рис. 2). К сожалению, при выполнении настоящей работы изготовление ЧИП было ограничено использованием подстилающих ПП-пленок

<sup>4</sup> См. также: ООО «Тидекс». ТГц материалы.

<sup>5</sup> GMP Co. Ltd. URL: www.gmpsib.ru

только 3-х типов. Параметры пленок, а также геометрические характеристики полученных ЧИП, приведены в табл. 3.

На рис. 9 и 10 представлены амплитудные и фазовые спектры изготовленных ЧИП-структур. Стрелками показаны наиболее сильные линии атмосферного поглощения в парах  $H_2O$ . Можно видеть, что представленные

структуры имеют резонансный провал в пропускании вблизи 0,77 ТГц. Отметим, что в окрестности данного резонансного провала фаза пропускания  $\text{Arg}(S_{21})$  претерпевает скачкообразное изменение на величину около  $140\text{--}145^\circ$ .

В табл. 4 представлены восстановленные по экспериментальным спектрам значения

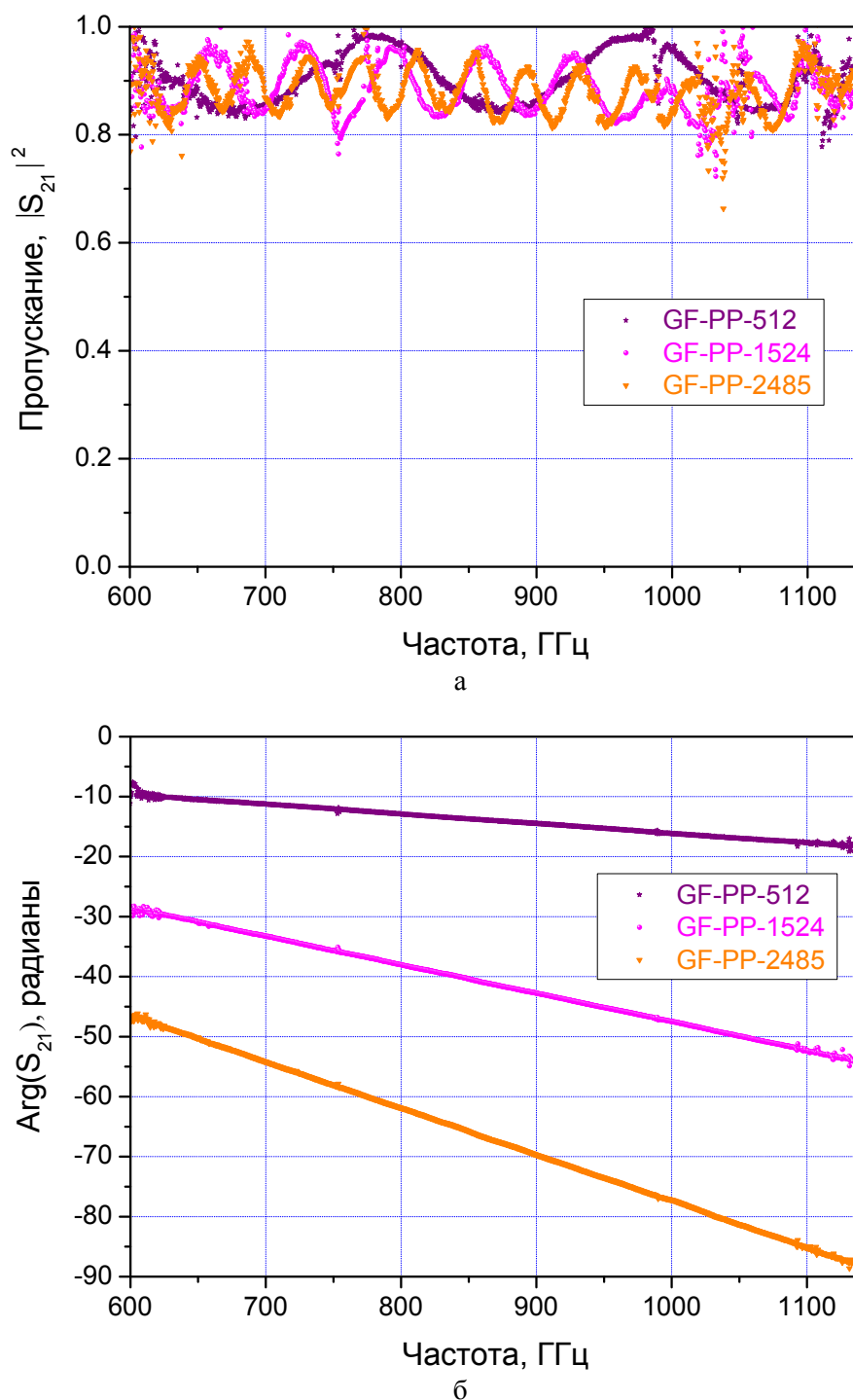


Рис. 7. Амплитудные (а) и фазовые (б) спектры пропускания ПП-пластин, полученных термопрессованием 3-х и 5-ти пленок типа GF-PP-512 (образцы GF-PP-1524 и GF-PP-2485 соответственно)

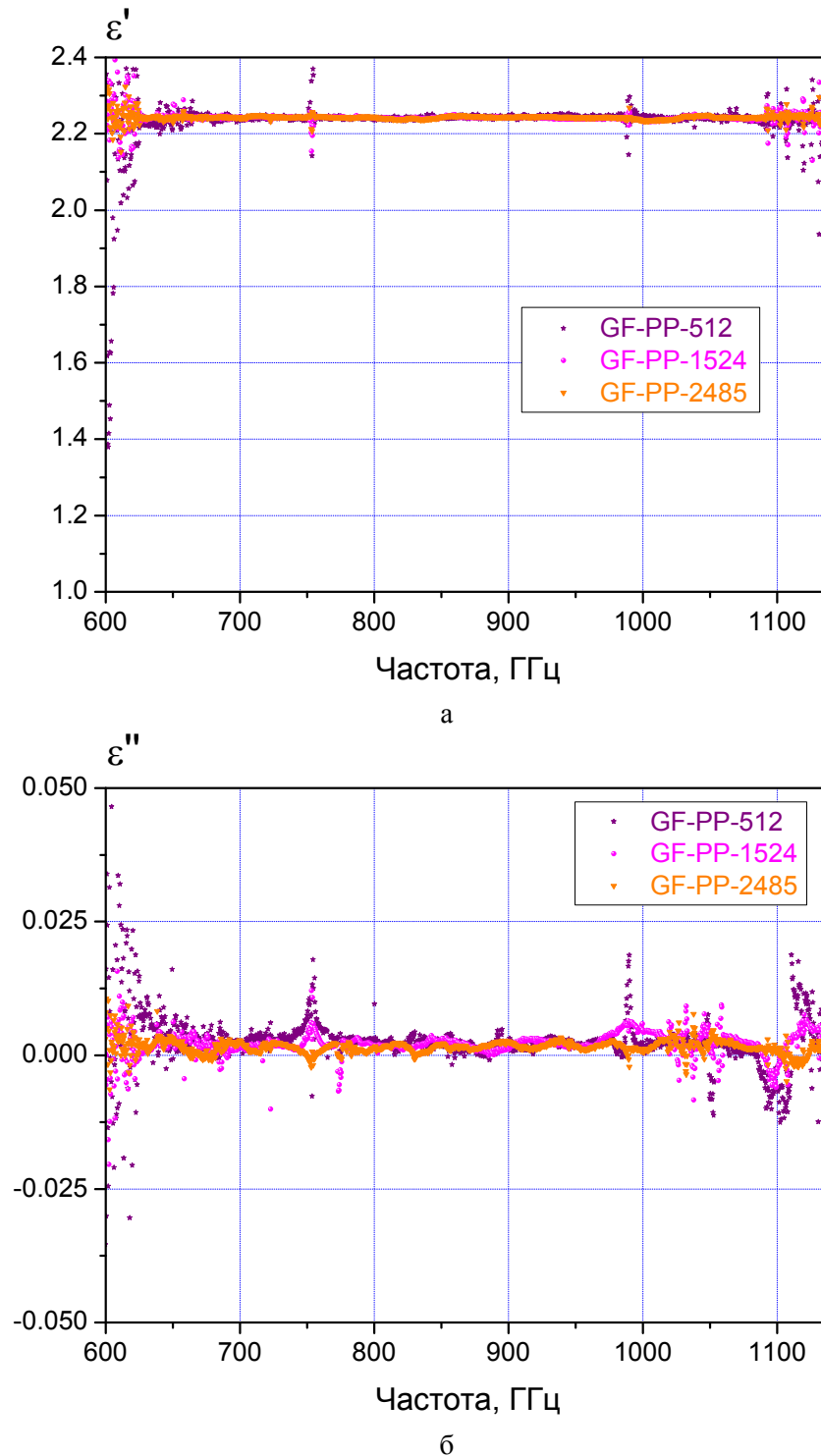


Рис. 8. Спектры действительной (а) и мнимой (б) частей диэлектрической проницаемости термопрессованных ПП-пластин, восстановленные по их спектрам пропускания

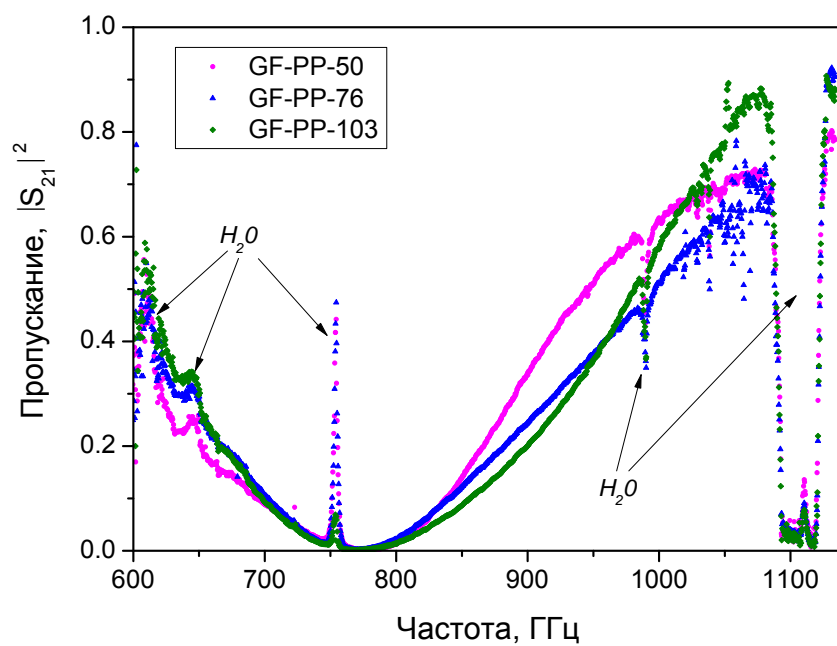
$\epsilon'$ , полученные на основе моделирования ЧИП в пакете ANSYS HFSS™. Задача моделирования заключалась в поиске величины  $\epsilon'$ , обеспечивающей наилучшее совпадение

расчетной и экспериментально измеренной частот режекционного резонанса. При моделировании тангенс угла диэлектрических потерь  $\text{tg} \delta = \epsilon'' / \epsilon'$  ПП-пленки и проводи-

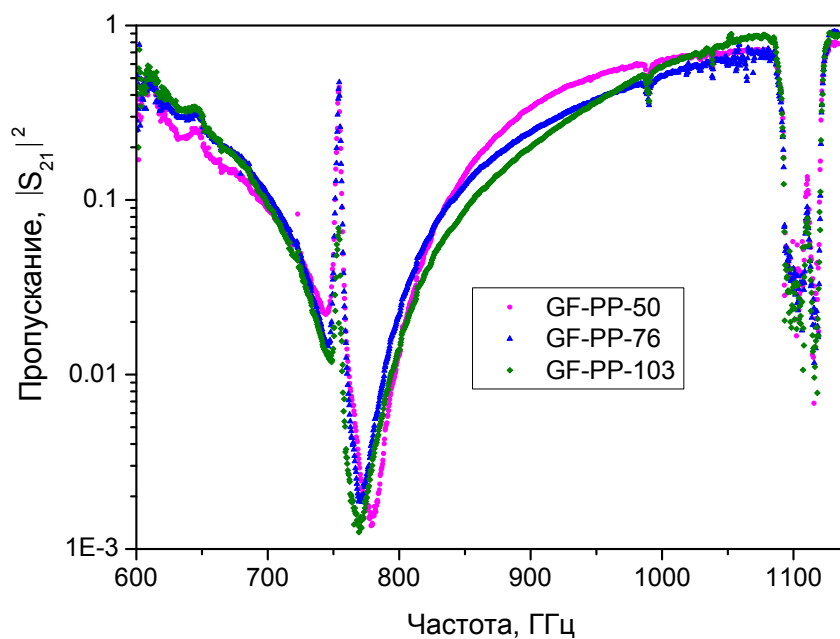
Таблица 3

Параметры подстилающих ПП-пленок GoodFellow и изготовленных ЧИП

Название пленки	Марка пленки по каталогу GoodFellow	Фактическая средняя толщина пленки $d$ , мкм	Параметры ЧИП, мкм		
			$B$	$L$	$G$
GF-PP-50	PP301350	50	57,3	172,2	200
GF-PP-76	PP301375	76	57,5	172,7	200
GF-PP-103	PP301400	103	57,3	172,7	200



а



б

Рис. 9. Спектры коэффициента пропускания в линейном (а) и логарифмическом (б) масштабах для трех ЧИП из табл. 3, имеющих резонансный резонанс в окрестности 0,77 ГГц

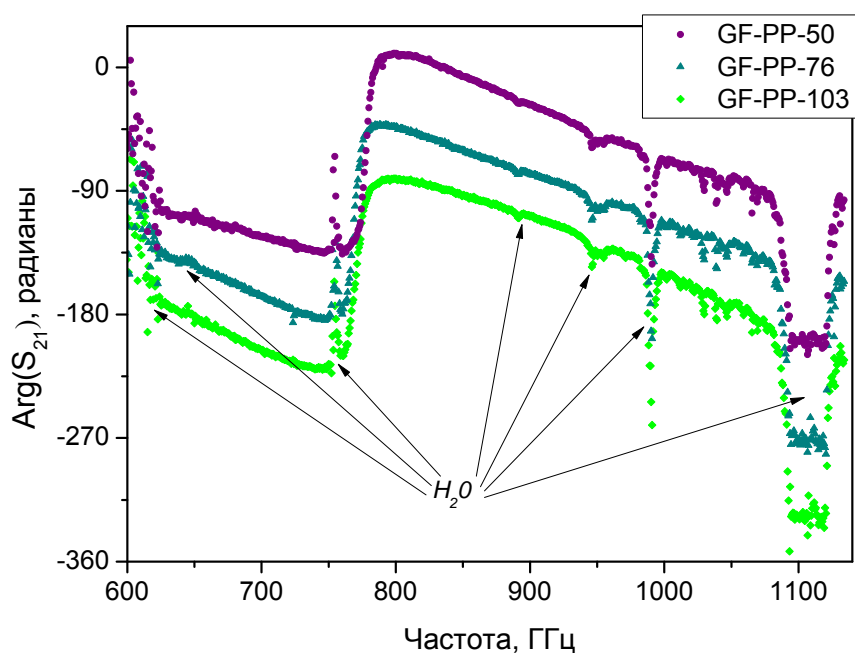


Рис. 10. Спектры фазы пропускания для трех ЧИП из табл. 3, имеющих режекционный резонанс в окрестности 0,77 ТГц

Таблица 4

Усредненные значения действительной части диэлектрической проницаемости ПП-пленок GoodFellow, восстановленные по ЧИП-методу

Название пленки	$d$ , мкм	Частота режекции, ГГц	Возмущения параметров, мкм			Действительная часть диэлектрической проницаемости, $\epsilon'$	Отклонение $\epsilon'$ по отношению к невозмущенному случаю, $\Delta\epsilon'$
			$\delta d$	$\delta B$	$\delta L$		
GF-PP-50	50	778,500	0	0	0	2,27884	–
			+1	–0,5	+0,5	2,23530	–0,04354
			–1	+0,5	–0,5	2,31801	+0,03917
GF-PP-76	76	770,700	0	0	0	2,26922	–
			+1	–0,5	+0,5	2,23120	–0,03802
			–1	+0,5	–0,5	2,31090	+0,04168
GF-PP-103	103	770,366	0	0	0	2,25330	–
			–1	+0,5	–0,5	2,21669	–0,03661
			+1	–0,5	+0,5	2,28730	+0,0340

мость  $\sigma$  металлизации ЧИП принимались соответственно равными

$$\operatorname{tg} \delta = 0,001, \quad \sigma = 1,5 \cdot 10^7 \text{ см/м.}$$

Полученные таким образом расчетные и экспериментальные спектры сопоставлены на рис. 11. В целом теоретические и измеренные зависимости достаточно хорошо со-

ответствуют друг другу за исключением того факта, что теоретический провал в пропускании оказывается в 5–9 раз более глубоким, чем в эксперименте. Данный эффект связан, по-видимому, с небольшим технологическим разбросом параметров ЧИП вдоль поверхности образца, приводящим к некоторому ухудшению резонансных свойств



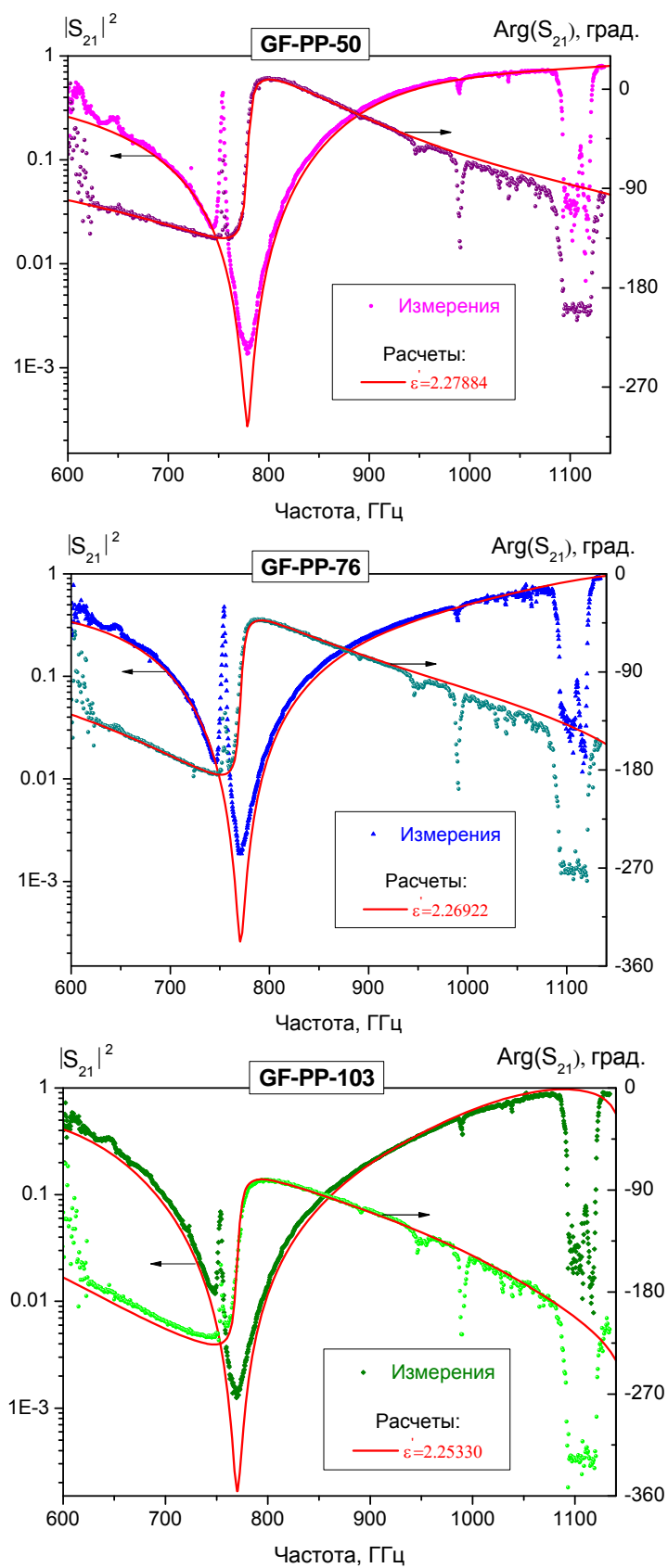


Рис. 11. Сопоставление расчетных и экспериментальных спектров пропускания

ЧИП и соответственно поднятию резонансного минимума.

Отметим, что помимо значений  $\epsilon'$ , соответствующих номинальным параметрам  $d$ ,  $B$ ,  $L$  из табл. 3 (обозначаемым далее как «nominal»), в табл. 4 также приведены значения  $\epsilon'$ , рассчитанные для случая возмущенных значений  $d$ ,  $B$ ,  $L$ . Возмущение задавалось посредством введения аддитивных добавок  $\delta d$ ,  $\delta B$ ,  $\delta L$ :

$$\begin{aligned} d &= d_{\text{nominal}} + \delta d, B = B_{\text{nominal}} + \delta B, \\ L &= L_{\text{nominal}} + \delta L. \end{aligned}$$

Возмущения  $\delta d$ ,  $\delta B$ ,  $\delta L$  вводились как для учета ошибки, возникающей при измерении геометрических параметров  $d$ ,  $B$ ,  $L$ , так и для учета отклонений последних от номинального (среднего) значения в процессе фотолитографического производства. Величины  $\delta d$ ,  $\delta B$ ,  $\delta L$  оцениваются следующим образом:  $\delta d = \pm 1$  мкм,  $\delta B = \pm 0,5$  мкм,  $\delta L = \pm 0,5$  мкм. Отметим, что при моделировании ЧИП с возмущенными параметрами не требуется проводить вычисления для всех сочетаний комбинаций  $\{\delta d, \delta B, \delta L\}$ , а достаточно ограничиться лишь крайними вариантами:  $\{+1, -0,5, +0,5 \text{ мкм}\}$  и  $\{-1, +0,5, -0,5 \text{ мкм}\}$ . Данное утверждение вытекает из хорошо известных свойств ЧИП на крестообразных элементах, состоящих в том, что фундаментальный резонанс ЧИП смещается в низкие частоты по мере увеличения  $d$  и  $L$  и уменьшения  $B$  (1-й граничный случай), и наоборот, смещается в высокочастотную область при уменьшении  $d$  и  $L$  и росте  $B$  (2-й граничный случай) [17].

Сопоставление значений  $\epsilon'$ , представленных в табл. 2 и 4 показывает, что ЧИП-ме-

тод дает в среднем более высокие значения  $\epsilon'$ , чем метод Маха – Цандера. Усреднение данных табл. 4, дает следующую оценку по трем пленкам:

$$\begin{aligned} \langle \epsilon' \rangle &= 2,2667 \pm 0,0118, \\ \langle n \rangle &= 1,5056 \pm 0,0039. \end{aligned} \quad (15)$$

3. *Спектроскопия с использованием интерферометрической схемы Фабри – Перо.* В данной работе измерения диэлектрической проницаемости ПП-пленок методом Фабри – Перо проводились при характерном зазоре между зеркалами  $\Delta \approx 20$  мм, выбранном из следующих соображений: при меньшей величине зазора трудно зафиксировать пленку внутри ИФП; увеличение же зазора ведет к уменьшению частотного интервала между резонансными пиками и их сужению, что требовало пропорционального увеличения числа точек, записываемых при перестройке частоты ЛОВ, необходимых для адекватного прописывания профиля пропускания ИФП. В итоге спектральные измерения были ограничены интервалом 0,77–0,85 ТГц, вмещающем 11 резонансных пиков, которые соответствуют изменению порядка интерференции  $m$  от 104 до 114 и располагаются эквидистантно с шагом 7,4 ГГц (рис. 12).

На рис. 13 приведены экспериментально измеренные спектры пропускания ИФП при помещении в его резонатор ПП-пленок различной толщины. Для большей наглядности с точки зрения прописывания деталей спектра, графики ограничены частотным интервалом 0,807–0,843 ТГц. На представленных зависимостях легко отслеживается ожидаемое увеличение сдвига резонансных пиков

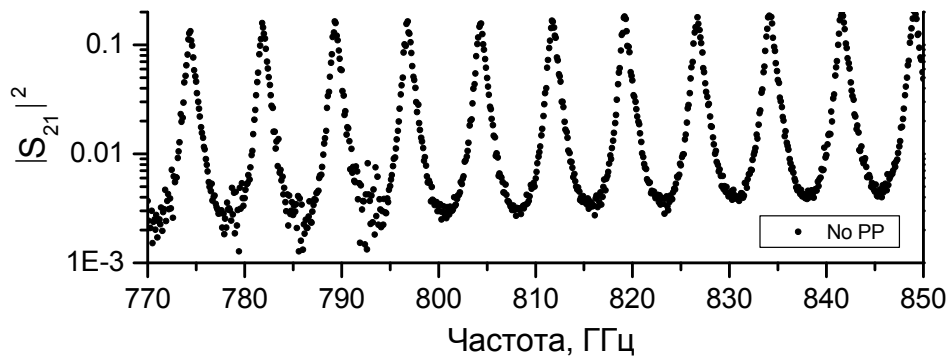


Рис. 12. Экспериментальный профиль пропускания ИФП до внесения ПП-пленки

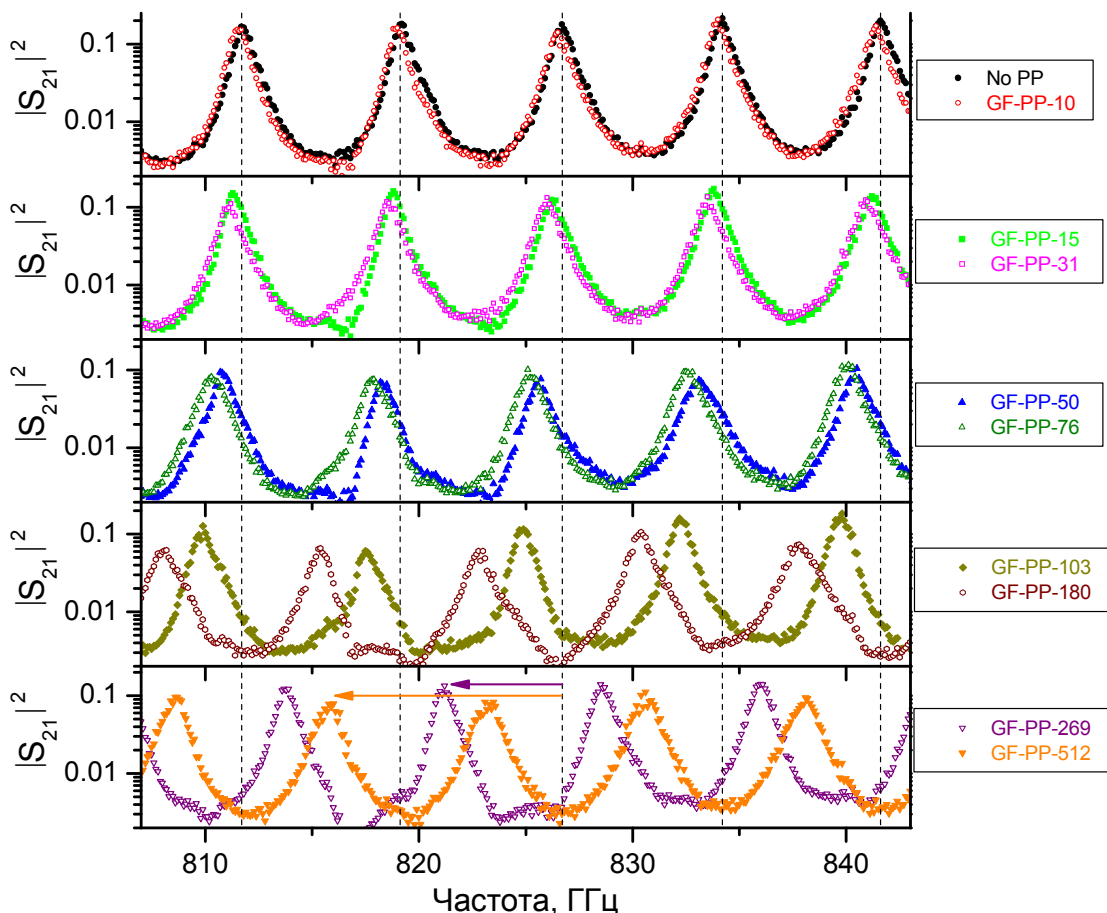


Рис. 13. Спектры пропускания ИФП при введении в резонатор ПП-пленок различной толщины

Таблица 5

Усредненные значения действительной части диэлектрической проницаемости ПП-пленок GoodFellow, полученные методом Фабри – Перо

Название пленки	Марка пленки по каталогу GoodFellow	Фактическая средняя толщина пленки $d$ , мкм	Действительная часть диэлектрической проницаемости, $\epsilon'$
GF-PP-10	PP301101	10	$2,4151 \pm 0,2125$
GF-PP-15	PP301150	15	$2,3226 \pm 0,1645$
GF-PP-31	PP301320	31	$2,3136 \pm 0,1044$
GF-PP-50	PP301350	50	$2,5881 \pm 0,1468$
GF-PP-76	PP301375	76	$2,4325 \pm 0,1141$
GF-PP-103	PP301400	103	$2,2542 \pm 0,1239$
GF-PP-190	PP301418	190	$2,2301 \pm 0,0445$
GF-PP-269	PP301427	269	$2,2414 \pm 0,0309$
GF-PP-512	PP301460	512	$2,2927 \pm 0,0101$

в область низких частот по мере роста толщины пленки.

Таблица 5 резюмирует восстановленные значения  $\epsilon'$ , рассчитанные с помощью формулы (12) по экспериментально измеренной

величине смещения пиков. Приведенные значения получены в результате обработки данных по всем 11 пикам для каждого типа пленок и демонстрируют вопреки ожиданиям большой статистический разброс в срав-

Таблица 6

Усредненные значения  $\epsilon'$  и  $n$ , полученные различными методами

Метод характеристики	Толщина использованных пленок, мкм	$\langle \epsilon' \rangle$	$\langle n \rangle$
Интерферометрия Маха – Цандера	10, 15, 31, 50, 76, 103, 190, 269, 512, 1 524, 2 485	$2,2353 \pm 0,0120$	$1,4951 \pm 0,0040$
ЧИП	50, 76, 103	$2,2667 \pm 0,0118$	$1,5056 \pm 0,0039$
Интерферометрия Фабри – Перо	10, 15, 31, 50, 76, 103, 190, 269, 512	$2,3433 \pm 0,0291$	$1,5308 \pm 0,0095$

нении с результатами, полученными двумя предыдущими методами. Усреднение  $\epsilon'$  и  $n$  по всем пленкам дает следующие значения:

$$\begin{aligned} \langle \epsilon' \rangle &= 2,3433 \pm 0,0291, \\ \langle n \rangle &= 1,5308 \pm 0,0095. \end{aligned} \quad (16)$$

Сравнительно большой статистический разброс и несколько завышенные средние значения для величин  $\epsilon'$  и  $n$  связываются с более высокой чувствительностью схемы многолучевой интерференции к юстировке квазиоптического тракта и резонатора ИФП, включая такие факторы, как непараллельность (деформация) зеркал и угловая расходимость излучения, которые могут существенно модифицировать аппаратный профиль пропускания (см. приложение). Кроме того, неточное воспроизведение положения образца в резонаторном объеме и, по-видимому, наличие остаточной (неустраненной) паразитной интерференции между зеркалами и измеряемой пленкой, несмотря на закос последней, также являются причинами, обуславливающими деформацию спектрального профиля пропускания и появление неконтролируемого дополнительного частотного сдвига резонансных пиков относительно «идеального» положения, что приводит к увеличению ошибки восстановления  $\epsilon'$ .

### Заключение

Изложены теоретические основы 3-х альтернативных квазиоптических методик измерения диэлектрической проницаемости слабопоглощающих полимерных материалов в субтерагерцовом диапазоне частот. На примере характеристики полипропиленовых пленок компании GoodFellow (UK) экспе-

риментально продемонстрированы возможности этих методик для корректных измерений диэлектрической проницаемости материала. Полученные значения действительной части проницаемости  $\epsilon'$  и показателя преломления  $n$ , усредненные по пленкам различной толщины, сведены в табл. 6 (см. (13)–(16)). Строго говоря, такое усреднение не является в полной мере правомерным, поскольку свойства пленок могут зависеть от их толщины, а также от технологии производства (производителя). Вместе с тем использование средних значений указанных величин оказывается удобным при их сопоставлении с аналогичными средними значениями, известными в литературе, а также при разработке дизайна микроструктурных селективных элементов субтерагерцового и терагерцового диапазонов, для которых не всегда заранее известно оптимальное значение толщины элемента.

В целом, методы Маха – Цандера и ЧИП дают близкие значения, достаточно хорошо согласующиеся с литературными источниками. В свою очередь, метод Фабри – Перо дает значения  $\langle \epsilon' \rangle$  и  $\langle n \rangle$ , которые оцениваются нами как завышенные и имеющие примерно втрое большую статистическую ошибку. Такая ситуация связана с несовершенством использованного резонатора и схемы измерений.

Что касается мнимой части диэлектрической проницаемости  $\epsilon''$  или тангенса диэлектрических потерь  $\text{tg } \delta = \epsilon'' / \epsilon'$ , то примененные методики имеют неудовлетворительную точность их определения применительно к пленкам толщиной от 10 до 512 мкм. Лишь инспекция более толстых образцов ПП, исследованных методом Маха – Цандера, по-

зволяет заключить, что  $\text{tg } \delta$  находится на уровне  $0,5-1,5 \cdot 10^{-3}$ .

### Список литературы

1. Yun-Shik L. Principles of Terahertz Science and Technology. Springer, 2009.

2. Bründermann E., Hübers H.-W., Kimmitt M. F. Terahertz Techniques // Springer Series in Optical Sciences. 2012. Vol. 151.

3. Ade P. A. R., Pisano G., Tucker C., Weaveret S. Review of Metal Mesh Filters // Proc. SPIE. 2006. Vol. 6275. P. 62750U.

4. Кузнецов С. А., Аржанников А. В., Гельфанд А. В. и др. Многоканальная радиометрическая система для регистрации субмиллиметрового излучения при пучково-плазменном взаимодействии // Вестн. Новосибир. гос. ун-та. Серия: Физика. 2010. Т. 5, вып. 3. С. 5–19.

5. Kuznetsov S. A., Arzhannikov A. V., Gelfand A. V. et al. Microstructured quasi-optical selective components for subterahertz and terahertz applications // Vestnik of Novosibirsk State University. Series: Physics. 2010. Vol. 5. Iss. 4. P. 79–90.

6. Kuznetsov S. A., Paulish A. G., Gelfand A. V. et al. Bolometric THz-to-IR converter for terahertz imaging // Applied Physics Letters. 2011. Vol. 99. P. 023501.

7. Kuznetsov S. A., Paulish A. G., Gelfand A. V. et al. THz Imaging System Based on THz-to-IR Converter // Technisches Messen. 2011. Vol. 78. No. 11. P. 526–533.

8. Kuznetsov S. A., Paulish A. G., Gelfand A. V. et al. Extremely thin metamaterial absorbers for subterahertz waves: from fundamentals towards applications in uncooled bolometric sensors // Proc. of the SPIE. 2012. Vol. 8423. P. 84230S.

9. Kuznetsov S. A., Astafev M. A., Beruete M., Navarro-Cía M. Planar holographic metasurfaces for terahertz focusing // Scientific Reports. 2014. Dec.

10. MacDonald M. E., Alexanian A., York R. A. et al. Spectral transmittance of lossy printed resonant-grid terahertz bandpass filters // IEEE Trans. Microwave. Theory Tech. 2000. Vol. 48. No. 4. P. 712–718.

11. Jin Y.-S., Kim G.-J., Jeon S.-G. Terahertz Dielectric Properties of Polymers // J. Korean Physical Society. 2006. Vol. 49. No. 2. P. 513–517.

12. Поливные неориентированные ПП пленки: время выхода на рынок // Евразий-

ский химический рынок (международный деловой журнал). 2008. № 2 (38). С. 16–19.

13. Kozlov G. V., Volkov V. V. Coherent Source Submillimeter Wave Spectroscopy // Millimeter and Submillimeter Wave Spectroscopy of Solids (Topics in Applied Physics. Vol. 74) / Ed. by G. Gruener. Berlin; Heidelberg: Springer-Verlag. 1998. P. 51–109.

14. Кузнецов С. А., Генцелев А. Н., Гольденберг Б. Г. и др. Создание методами LIGA-технологии микроструктурных фильтров субтерагерцового диапазона и исследование их селективных свойств // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2012. Т. 7, вып. 4. С. 25–42.

15. Navarro-Cía M., Kuznetsov S. A., Aznabet M. et al. A Route for Bulk Millimeter Wave and Terahertz Metamaterial Design // IEEE Journal of Quantum Electronics. 2011. Vol. 47. Iss. 3. P. 375–385.

16. Kong J. A. Electromagnetic Wave Theory. Cambridge: EMW Publishing, 2000.

17. Munk B. Frequency Selective Surfaces: Theory and Design. N. Y.: Wiley, 2000.

18. Курушин А. А. Использование каналов Флоке для моделирования периодической наноструктуры // Журнал радиоэлектроники. 2010. № 11. С. 1–22.

19. Зайдель А. Н., Островская Г. В., Островский Ю. И. Техника и практика спектроскопии. М.: Наука, 1972.

20. Dryagin Yu. A., Parshin V. V. A method to measure dielectric parameters in 5–0.5 millimeter wavelength band // Int. Journal of Infrared and Millimeter Waves. 1992. Vol. 13. No. 7. P. 1023–1032.

21. Власов С. Н., Паришин В. В., Серов Е. А. Методы исследования тонких диэлектрических пленок в миллиметровом диапазоне // ЖТФ. 2010. Т. 80, № 12. С. 73–79.

22. Yang Y., Mandehgar M., Grischkowsky D. Broadband THz pulse transmission through the atmosphere // IEEE Trans. Terahertz Science and Technology. 2011. Vol. 1. Iss. 1. P. 264–273.

### РАСЧЕТ ПРОФИЛЯ ПРОПУСКАНИЯ ИФП С НЕПАРАЛЛЕЛЬНЫМИ ЗЕРКАЛАМИ

Найдем профиль пропускания ИФП без пленки для случая слабо непараллельных плоских зеркал. Будем считать, что плоскость одного из зеркал ориентирована перпендикулярно оптической оси ИФП, а другого закошена относительно нее на некоторый небольшой угол, так что это приводит к линейному изменению зазора  $\Delta$  между зеркалами вдоль поперечной координаты  $y$ .

Ограничиваясь рассмотрением зеркал квадратной формы  $D \times D$  и обозначая посредством  $\delta\Delta$  полную величину изменения зазора при вариации  $y$  в пределах от 0 до  $D$ , запишем  $\Delta(y)$  в виде

$$\Delta(y) = \langle \Delta \rangle - \delta\Delta / 2 + y \cdot \delta\Delta / D,$$

где  $\langle \Delta \rangle$  есть средняя величина зазора. Поскольку каждое конкретное значение  $\Delta(y)$  соответствует ИФП с лоренцевским профилем, описываемым формулой (6) с подстановкой в него  $\Delta(y)$ , то итоговый профиль пропускания ИФП с закошенным зеркалом может быть получен интегральным усреднением формулы (6):

$$\begin{aligned} |S_{21}^{FP}(\nu)|_{\delta\Delta \neq 0}^2 &\cong \frac{1}{D} \int_0^D |S_{21}^{FP}(\nu, \Delta(y))|^2 dy \cong \\ &\cong T_{\max} \frac{\arctg \left[ X \cdot \left( \frac{2\langle \Delta \rangle}{\delta\Delta} \cdot \frac{(\nu - \nu_m)}{\nu_m} + 1 \right) \right] - \arctg \left[ X \cdot \left( \frac{2\langle \Delta \rangle}{\delta\Delta} \cdot \frac{(\nu - \nu_m)}{\nu_m} - 1 \right) \right]}{2X}, \end{aligned} \quad (\text{П.1})$$

где

$$X = \frac{2\pi\nu_m \delta\Delta}{c \Re} = \frac{\delta\Delta}{\langle \Delta \rangle} \cdot \frac{\left( m\pi + \frac{\phi_1 + \phi_2}{2} \right)}{\Re}.$$

Таким образом, профиль функции пропускания уже не является лоренцевским.

Максимум функции (П.1) отвечает условию  $\nu = \nu_m$ . Данное обстоятельство означает, что в рассматриваемом приближении непараллельность зеркал не приводит к смещению резонансных частот, описываемых выражением (5) и отвечающих случаю идеального ИФП, если значение  $\nu_m$  связывать со средней величиной зазора  $\langle \Delta \rangle$ . Максимум прозрачности при этом равен

$$\max |S_{21}^{FP}(\nu)|_{\delta\Delta \neq 0}^2 \cong T_{\max} \frac{\arctg[X]}{X} \quad (\text{П.2})$$

и всегда меньше максимума пропускания, соответствующего идеальному случаю.

Анализ функции (П.1) показывает, что относительная ширина полосы прозрачности на полувысоте от максимального значения (П.2) определяется следующим выражением:

$$\left. \frac{\Delta\nu_m}{\nu_m} \right|_{\delta\Delta \neq 0} \cong \sqrt{\left( \frac{\Re}{m\pi + \frac{\phi_1 + \phi_2}{2}} \right)^2 + \left( \frac{\delta\Delta}{\langle \Delta \rangle} \right)^2}. \quad (\text{П.3})$$

Таким образом, в сравнении с идеальным случаем, описываемым формулой (7), непараллельность зеркал всегда приводит к уширению профиля ИФП. В частности,  $\Delta v_m/v_m$  не может быть уже, чем  $\delta\Delta/\langle\Delta\rangle$ . В данной работе характерное значение относительной ширины пропускания составляет  $\Delta v_m/v_m \approx 10^{-3}$  при зазоре между зеркалами  $\langle\Delta\rangle \approx 20$  мм. Это соответствует максимально допустимой ошибке в 20 мкм на непараллельность зеркал. В действительности, ошибка юстировки должна быть как минимум в 2 раза меньше.

### РАСЧЕТ ПРОФИЛЯ ПРОПУСКАНИЯ ИФП ПРИ НАЛИЧИИ УГЛОВОЙ РАСХОДИМОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Определим теперь профиль пропускания ИФП с параллельными зеркалами для случая угловой расходимости излучения. На практике ненулевая расходимость возникает как из-за дифракции субтерагерцовых волн на апертурах элементов, установленных в квазиоптическом тракте ЛОВ-спектрометра, так и из-за неидеальной юстировки линз, используемых для формирования квазиплоскопараллельного пучка.

Будем далее моделировать пучок субтерагерцового излучения в виде суперпозиции плоских волн равной амплитуды, волновой вектор которых распределен равномерно в пределах конуса с углом при вершине  $2\delta\theta_{\max} \ll 1$ . Наклонное падение плоской волны на ИФП соответствует замене в формулах (3), (4) модуля волнового вектора волны на его проекцию на нормаль к поверхности зеркала:  $k_0 \rightarrow k_0 \cos\theta$ . Математически это эквивалентно сохранению

значения  $k_0$ , но замене зазора  $\Delta$  на его уменьшенную величину:  $\Delta \rightarrow \Delta \cos\theta \approx \Delta \cdot \left(1 - \frac{1}{2}\theta^2\right)$ .

Тогда итоговый профиль пропускания ИФП может быть пучен интегральным усреднением выражения (6) по всем углам  $\theta$ :

$$\begin{aligned} |S_{21}^{FP}(v)|_{\theta_{\max} \neq 0}^2 &\cong \frac{2}{\theta_{\max}^2} \int_0^{\theta_{\max}} |S_{21}(v, \theta)|^2 \theta d\theta \approx T_{\max} \frac{\Re}{\sqrt{4 + \Re^2}} \times \\ &\times \frac{\arctg \left[ \frac{\sqrt{4 + \Re^2}}{\Re} \operatorname{tg} \left( \frac{2\pi\Delta \cdot (v - v_m)}{c} + Y \right) \right] - \arctg \left[ \frac{\sqrt{4 + \Re^2}}{\Re} \operatorname{tg} \left( \frac{2\pi\Delta \cdot (v - v_m)}{c} \cdot \left(1 - \frac{1}{2}\theta_{\max}^2\right) - Y \right) \right]}{2Y}, \end{aligned} \quad (\text{П.4})$$

где

$$Y = \frac{\pi v_m \Delta}{c} \cdot \frac{\theta_{\max}^2}{2} = \left( m\pi + \frac{\phi_1 + \phi_2}{2} \right) \cdot \frac{\theta_{\max}^2}{4}.$$

Как и в случае (П.1), профиль пропускания теряет лоренцевскую форму.

Максимум функции (П.4) достигается на частотах  $v = v_m / \left(1 - \frac{1}{4}\theta_{\max}^2\right)$ , т. е. в сравнении с идеальным случаем угловая расходимость излучения приводит к относительному смещению пика пропускания в область высоких частот на величину  $\frac{1}{4}\theta_{\max}^2$ . Максимум прозрачности при этом равен

$$\max |S_{21}^{FP}(v)|_{\theta_{\max} \neq 0}^2 \cong T_{\max} \frac{\Re}{\sqrt{4 + \Re^2}} \frac{\arctg \left[ \frac{\sqrt{4 + \Re^2}}{\Re} \operatorname{tg}(Y) \right]}{Y} \quad (\text{П.5})$$

и всегда меньше максимума пропускания, соответствующего случаю  $\theta_{\max} = 0$ .

Анализ функции (П.5) показывает, что относительная ширина полосы прозрачности на полувысоте от максимального значения (П.4) определяется выражением, сходным по виду с (П.3):

$$\left. \frac{\Delta v_m}{v_m} \right|_{\theta_{\max} \neq 0} \cong \sqrt{\left( \frac{\Re}{m\pi + \frac{\phi_1 + \phi_2}{2}} \right)^2 + \left( \frac{\theta_{\max}^2}{2} \right)^2}.$$

Таким образом, в сравнении с идеальным ИФП, описываемым формулой (7), угловая расходимость излучения всегда приводит к уширению профиля ИФП. В частности,  $\Delta v_m/v_m$  не может быть уже, чем  $\frac{1}{2}\theta_{\max}^2$ . Например, условие  $\Delta v_m/v_m \approx 10^{-3}$  соответствует  $\theta_{\max} \approx 2,56^\circ$ .

S. A. Kuznetsov, M. A. Astafev, P. A. Lazorsky, V. F. Sklyarov  
E. A. Lonshakov, A. V. Arzhannikov

#### SPECTRAL MEASUREMENTS OF DIELECTRIC PROPERTIES OF POLYPROPYLENE FILMS IN THE SUBTERAHERTZ FREQUENCY RANGE

We describe three alternative quasi-optical methods for measuring dielectric properties of low-absorbing polymeric films at subterahertz frequencies using BWO-spectroscopy. For two of them, the dielectric permittivity of a pure film is determined through amplitude-phase measurements when the film is inserted into Mach-Zehnder and Fabry-Perot interferometers. In the third case, the permittivity is retrieved via investigating spectral features of a supplementary resonant metallic structure created on the film's surface to enhance its dispersive properties. The described methods were applied to measure the dielectric permittivity for polypropylene films of different thickness (from 10 to 512  $\mu\text{m}$ ) from the GoodFellow company (UK). The experimental data obtained by these three techniques are compared with each other and the analysis of factors explaining discrepancy in the measured values of the dielectric permittivity is presented.

*Keywords:* material characterization, BWO-spectroscopy, interferometry, subterahertz, polymeric films, frequency-selective surface