

делирование 57 и 60 молекулярных водных кластеров показало, что спектр собственных частот этих образований находится в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах [4], что позволяет предположить резонансное поглощение микроволнового излучения данными образованиями.

Возможное объяснение нетеплового эффекта воздействия микроволн на воду заключается в следующем. Резонансное взаимодействие микроволнового излучения с протоном и кластерными структурами вызывает разрушение последних и последующее восстановление в другом виде, что ведет к изменению водородных связей между молекулами воды, а в конечном итоге и в самой молекуле H_2O (например, вызывая ее переход со связывающей на разрыхляющую орбиталь). Эти изменения в структуре воды и проявляются в спектрах оптической плотности и ЯМР-спектрах.

Основные результаты и выводы

1. Обнаружены нетепловые эффекты воздействия микроволн на воду: увеличение оптической плотности в ближней УФ-области, сдвиг сигнала ЯМР протона 1H в сильное поле, незначительное увеличение времени T_1 у облученной воды.

2. На основании экспериментальных данных можно говорить о том, что микроволновое излучение приводит к изменению электронной конфигурации молекулы воды и межмолекулярной структуры H_2O .

3. Данные изменения наблюдаются в течение 2—3 сут, что свидетельствует о наличии устойчивых метастабильных состояний жидкой воды, возникающих под действием микроволн.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Маэно Н. Наука о льде. М., 1988. [2] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. М., 1989. [3] Carlon H. R. // Appl. Opt. 1978. 17. P. 3192. [4] Vyfey I. P., Brown W. B., Gebbie H. A. // Chem. Phys. Lett. 1984. 148, N 4. P. 67.

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1994. Т. 35, № 4.

РАДИОСПЕКТРОСКОПИЯ И СВЯЗЬ

УДК 535:543.46

ТЕНДЕНЦИИ В РАЗВИТИИ СУБМИЛЛИМЕТРОВОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

Г. В. Козлов *)

Дан краткий обзор новых экспериментальных методик в субмиллиметровой спектроскопии. Основное внимание уделено методам временного разрешения, базирующимся на фемтосекундной технике. Обсуждаются возможности повышения точности измерений спектров проводимости и диэлектрических потерь в материалах путем использования многолучевых резонансных систем.

1. Введение

В последние годы наблюдается значительное увеличение активности исследований в области субмиллиметровой радиофизики и спект-

*) Институт общей физики РАН, г. Москва.

роскопии. Этот процесс, связанный с давно возникшей потребностью практического освоения субмиллиметрового диапазона, инициирован рядом важных событий, главным из которых было открытие высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП). Экспериментальные данные по проводимости сверхпроводников в дальней ИК-области (ДИК) имеют ключевое значение для выяснения механизма образования сверхпроводящего состояния, и неудивительно, что все крупные лаборатории, занявшиеся изучением ВТСП и получившие на это финансовую поддержку, стремились обзавестись соответствующей спектроскопической техникой. Последние шесть лет были золотым (в полном смысле этого слова) периодом для фирм, выпускающих фурье-спектрометры, субмиллиметровые лазеры и другую спектральную аппаратуру для ДИК-диапазона.

Вторым серьезным стимулом развития субмиллиметровой техники является озабоченность общества, связанная с возросшей экологической опасностью из-за образования озоновых дыр и усиливающегося парникового эффекта. Как показали эксперименты, регистрация излучения, соответствующего вращательным и колебательным переходам в молекулах, является одним из самых чувствительных и надежных методов контроля концентрации в атмосфере газов, играющих определяющую роль в этих глобальных процессах изменения климатических условий [1, 2].

Среди других прикладных проблем, решение которых так или иначе связано с использованием гига- и терагерцевого диапазона, следует упомянуть волоконно-оптическую связь с высокочастотной модуляцией, точную локацию, навигацию и радиовидение, неразрушающий контроль полупроводников, диэлектриков и других радиопрозрачных веществ и материалов. Безусловно, сохраняет свою актуальность использование субмиллиметровых волн для научных целей в спектроскопии, физике твердого тела, биологии, физике плазмы, астрофизике и радиоастрономии.

2. Три направления в субмиллиметровой спектроскопии

До настоящего времени наиболее распространенным методом спектральных исследований в ДИК-области остается фурье-спектроскопия. Развитие ее идет путем повышения чувствительности приемников, создания более эффективных, прежде всего поляризационных интерферометров и перехода к измерению комплексных спектров отражения и пропускания образцов [3—5]. Все эти усовершенствования направлены в первую очередь на повышение эффективности работы фурье-спектрометров в длинноволновой области ($\nu \approx 10 \text{ см}^{-1}$).

Вторым, качественно новым направлением в технике субмиллиметрового эксперимента стала спектроскопия временного разрешения. Этот метод первоначально базировался исключительно на фемтосекундной лазерной технике и заключался в детектировании короткого оптического или инфракрасного лазерного импульса и получении таким путем терагерцевого излучения, соответствующего широкому спектру его огибающей. Сначала эта идея была реализована с помощью нелинейных оптических кристаллов [6, 7], затем был найден более удобный и эффективный фотоэлектрический метод [8, 9]. Именно на нем мы кратко и остановимся.

Схема излучателя показана на рис. 1, а. Это компланарная линия на полупроводниковой (Si или GaAs) подложке, заряженная от источника постоянного напряжения. Лазерный луч I фокусируется на по-

верхность полупроводниковой подложки между образующими компланарную линию электродами. В момент действия лазерного импульса возникает фототок, который играет роль ключа, замыкающего линию.

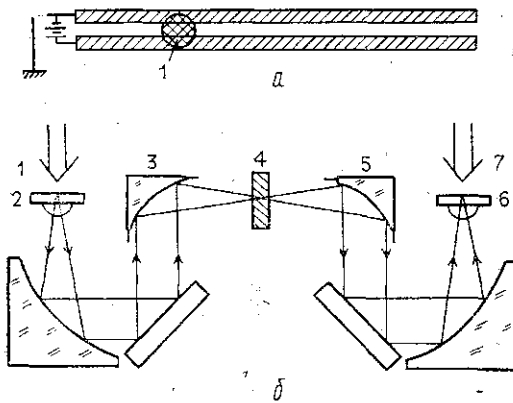


Рис. 1 (а, б)

Рис. 1. а — Схема генератора миллиметровых волн на основе фемтосекундного лазера [9]: лазерный луч 1 фокусируется на полупроводниковую подложку между проводниками компланарной линии. б — Квазиоптическая схема лазерного спектрометра временного разрешения [10]: 1 и 7 — лазерные импульсы, облучающие генератор (2) и приемник (6); исследуемый образец (4) установлен в фокусе пучка миллиметрового излучения между двумя параболическими зеркалами 3 и 5

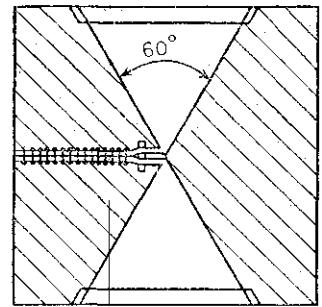


Рис. 2

Рис. 2. Схема генератора на основе обостряющей передающей линии с антенной. Заштрихованные области — металлизированные поверхности на полупроводниковой подложке. Перемычками показаны диоды Шоттки, соединяющие проводники передающей линии

Генерируемое током поле собирается линзой в квазиоптический пучок, который проходит через измерительную схему и затем фокусируется на детектор [10]. В качестве последнего используется также компланарная линия с той лишь разницей, что вместо источника заряжающего напряжения к ней подключается измерительный прибор. Вместе с терагерцевым излучением на фотоэлектрический детектор подается и оптический лазерный импульс (луч 2), который ответвляется от основного (генерационного) импульса и предварительно проходит через систему регулируемой задержки, не показанную на рис. 1. Результатом измерения является зависимость тока детектора от времени задержки лазерного импульса — временная интерферограмма. Она содержит информацию как об амплитуде, так и о фазе терагерцевого сигнала. Сравнение двух интерферограмм, снятых без образца и с образцом в измерительном тракте, позволяет рассчитать спектры комплексной диэлектрической проницаемости исследуемого образца без использования соотношений Крамера—Кронига.

Данный метод был применен к исследованию спектров проводимости сверхпроводников [10—12], полупроводников и диэлектриков [13—16] в терагерцевом диапазоне и дал хорошие результаты.

В последнее время в технике спектроскопии временного разрешения был сделан еще один очень существенный шаг, а именно был реализован широкополосный источник терагерцевого диапазона на основе нелинейной обостряющей линии [17, 18]. Схема такого генератора показана на рис. 2. Компланарная линия в данном случае является

нелинейным элементом, скорость распространения сигнала в ней зависит от его амплитуды. Это достигается путем создания на полупроводниковой подложке серии диодов Шоттки, соединяющих проводники линии. На вход линии подается сигнал в виде ступеньки напряжения от СВЧ-генератора. Пройдя линию, сигнал обостряется и на выходе длительность фронта перепада напряжения становится меньше 1 пс. Излучаемый при этом спектр получается примерно таким же, как в рассмотренном выше случае лазерного фотоэлектрического генератора. Аналогичным образом решается и задача регистрации терагерцевого излучения. Очевидным преимуществом генератора с обостряющей линией является его большая простота и меньшая стоимость по сравнению с фемтосекундной лазерной системой.

Третье направление в технике субмиллиметровой спектроскопии базируется на использовании монохроматических источников излучения. На протяжении уже долгого времени лидером здесь является ЛОВ-спектроскопия. ЛОВ (лампы обратной волны) — это разработанные в России монохроматические генераторы с широкодиапазонной перестройкой частоты, дающие излучение до 1,2 ТГц [19, 20]. Современные ЛОВ-спектрометры позволяют проводить прямые измерения диэлектрических и магнитных спектров практически любых веществ и материалов [21—23]. По точности получаемых данных на сегодня они превосходят большинство других приборов дальнего ИК-диапазона.

Некоторую конкуренцию ЛОВ-генераторам начинают составлять синтезаторы частот, основанные на использовании в качестве источников излучения диодов Ганна ($v \ll 100$ ГГц) с умножителями частоты на диодах Шоттки. Подобного рода источники уже работают в диапазоне частот до 700 ГГц [24]. Анализаторы, созданные на основе синтезатора частот, при сравнительно малой мощности излучения высоких гармоник тем не менее имеют большой запас по уровню сигнала (около 50 дБ) за счет использования высокочувствительных гетеродинных приемников. Преимуществом синтезаторов перед ЛОВ является большая добротность линий генерации, а недостатком — отсутствие непрерывного перекрытия рабочего диапазона и малые мощности излучения в высоких гармониках.

Заметный прогресс наблюдается и в технике газовых лазеров. Постоянно растет число освоенных спектральных линий генерации в области субмиллиметровых волн, расширяется диапазон перестройки лазеров. Высокие добротности линий генерации газовых лазеров позволяют эффективно использовать гетеродинные приемные схемы [25].

Дальнейшее развитие получила эллипсометрическая техника, базирующаяся на использовании ДИК-лазеров [26].

Подводя итог обсуждению разработок в области субмиллиметровой спектроскопической техники, можно заключить, что последние годы были временем ее интенсивного развития и вовлечения в эту область большого числа новых исследователей.

3. Повышение точности измерений

Традиционный способ измерения диэлектрических спектров твердых тел на ДИК-спектрометрах включает в себя две процедуры: определение в широком диапазоне частот модуля коэффициента отражения от поверхности исследуемого образца и последующий расчет спектров мнимой и действительной части диэлектрической проницаемости по формулам Крамерса—Кронига. Во многих случаях, когда речь идет об изучении диэлектриков, этот прием дает вполне хорошие результа-

ты. Однако этого нельзя сказать о спектрах проводящих материалов. Обычной точности измерения коэффициента отражения ($\Delta R \approx 1-5\%$) оказывается недостаточно для определения даже на качественном уровне характера изменения спектров проводимости $\sigma(\nu)$ высокопроводящих веществ в области миллиметровых и субмиллиметровых волн. К сожалению, в обширной современной периодической литературе обычно приводятся ДИК-спектры высокотемпературных сверхпроводников без обсуждения и указания точности полученных результатов. По-видимому, это связано с тем, что по добросовестным оценкам погрешность определения проводимости указанным методом превышает 100% от измеряемой величины. Поэтому повышение точности измерения спектров отражения проводящих образцов является исключительно актуальной задачей ДИК-спектроскопии.

Очевидным и в то же время многообещающим направлением в усовершенствовании методики измерения высоких коэффициентов отражения является переход к многолучевым системам, в которых поверхность исследуемого образца служит зеркалом резонатора [27—30]. Повышение точности достигается за счет увеличения эффективного числа отражений от исследуемой поверхности.

Конкретная реализация резонаторных схем существенным образом зависит от вида исследуемого образца, а именно: имеем ли мы дело с тонкой пленкой или с массивным образцом. В первом случае резонатором может служить уже сама подложка — плоскопараллельная диэлектрическая пластинка, на одну из поверхностей которой нанесена исследуемая пленка [31]. Добротность такого диэлектрического резонатора определяется показателями преломления n и поглощения k материала подложки. Чем выше значение n , тем выше коэффициент отражения от поверхности и тем выше добротность, а чем меньше значение k , тем меньше потери мощности в резонаторе и выше его добротность. В качестве перспективных материалов можно рекомендовать некоторые диэлектрические и полупроводниковые кристаллы, данные о которых приведены в табл. 1—3 [23, 32].

Таблица 1

Кристалл	ν , ГГц	n	$k \cdot 10^3$	ϵ'	$\epsilon'' \cdot 10^3$	$\text{tg } \delta \cdot 10^3$
$\text{SiO}_2(o)$	500	2,106	0,15	4,44	0,063	0,1
	700	2,106	0,20	4,44	0,084	0,2
	900	2,108	0,25	4,44	0,11	0,2
$\text{SiO}_2(e)$	500	2,155	0,12	4,64	0,052	0,1
	700	2,156	0,15	4,65	0,065	0,1
	900	2,156	0,17	4,65	0,073	0,2
$\text{Al}_2\text{O}_3(o)$	500	3,050	1,50	9,30	0,92	1,0
	700	3,060	2,00	9,36	1,22	1,3
	900	3,060	2,50	9,36	1,53	1,6
$\text{Al}_2\text{O}_3(e)$	500	3,390	1,50	11,5	1,02	0,9
	700	3,400	2,00	11,6	1,36	1,2
	900	3,400	2,50	11,6	1,70	1,5
$\text{MgF}_2(o)$	300	2,335	0,70	5,45	0,33	0,6
	500	2,345	1,40	5,50	0,66	1,2
	700	2,354	2,40	5,54	1,13	2,0
$\text{MgF}_2(e)$	300	2,173	0,80	4,72	0,35	0,7
	500	2,181	1,70	4,76	0,74	1,6
	700	2,190	2,80	4,80	1,23	2,6

Спектры диэлектрического резонатора с пленкой могут измеряться в режимах отражения и пропускания, если пленка достаточно тонкая.

Таблица 2

Материалы	ϵ'			ϵ''			v, ГГц (см ⁻¹)
	300 К	100 К	5 К	300 К	100 К	5 К	
GdAlO ₃ (⊥)	18,4			0,12			300(10)
GdAlO ₃ ()	18,5			0,10			300(10)
LaAlO ₃ (⊥)	24,7	24,4(150 К)	24,3	0,05	0,05(150 К)	0,05	390(13)
LaAlO ₃ ()	20,3			0,13			840(28)
LaGaO ₃ (⊥)	25,7	24,6(50 К)	24,6	0,13	0,13(50 К)	0,11	330(11)
LaGaO ₃ ()	26,4	25,0(50 К)	24,9	0,12	0,10(50 К)	0,08	330(11)
SrLaAlO ₄	17,0			0,02			540(17)
CaNdAlO ₄	19,7	19,8	19,8	0,04	0,02	0,01	510(17)
BaLaGa ₃ O ₇ (⊥)	9,44			0,06			630(21)
BaLaGa ₃ O ₇ ()	12,5			0,12			630(21)
SrLaGa ₃ O ₇ ()	12,8	12,5	12,5	0,10	0,03	0,01	540(18)

Таблица 3

T, К	$\nu = 10 \text{ см}^{-1}$		$\nu = 29 \text{ см}^{-1}$	
	ϵ'	$\sigma \cdot 10^3, \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$	ϵ'	$\sigma \cdot 10^3, \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$
<i>Кремний ($N \approx 1,3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$)</i>				
20	11,4	—	11,4	0,5
100	11,4	1,1	11,4	0,5
200	11,5	2,3	11,6	1,2
296	11,6	2,4	11,6	1,2
373	11,8	2,7	11,8	1,4
473	11,9	12	11,9	11
<i>Германий ($N \approx 5,6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$)</i>				
20	15,4	0,1	15,3	1,4
100	15,5	1,5	15,4	1,6
200	15,7	2,4	15,6	2
296	16,0	10	16,0	6
373	14,3	430	15,7	240
374	11,0	4000	13,9	2700
<i>Арсенид галлия высокоомный ($N \approx 2,4 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$)</i>				
30	12,5	1,1	12,5	1,6
100	12,6	1,2	12,6	2,3
200	12,7	1,3	12,8	3,8
296	12,9	1,9	12,9	5,0
373	13,1	2,0	13,1	6,0
473	13,4	3,1	13,3	8,1

В последнем варианте особенно высокая точность измерения проводимости реализуется при двухстороннем покрытии диэлектрического резонатора исследуемой пленкой. В реальных условиях добротность двухсторонней системы может превышать 10^2 и эффективная точность определения коэффициента отражения исследуемой пленки будет лучше 0,1% (рис. 3) [31]. Важным преимуществом резонаторной методики

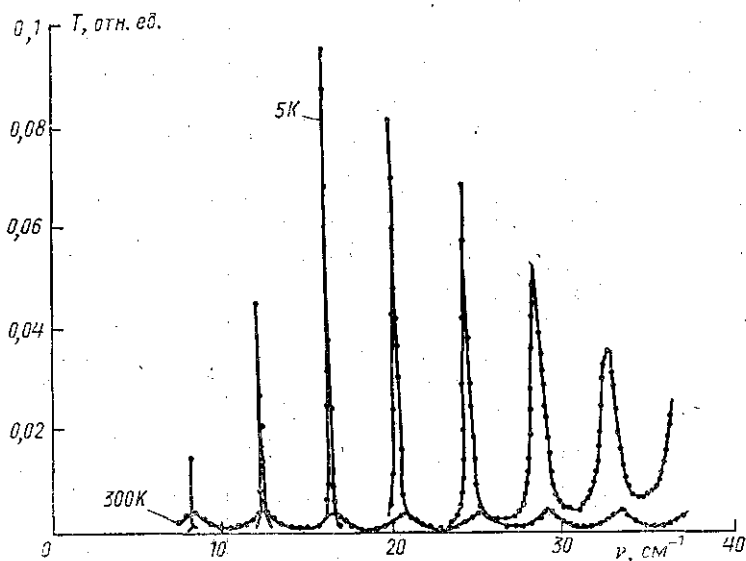


Рис. 3. Спектры пропускания диэлектрического резонатора из сапфира толщиной 0,59 мм с двухсторонним покрытием пленкой NbN толщиной 540 Å при температурах 300 и 5 К

является то, что непосредственно из спектров пропускания или отражения резонатора можно извлечь информацию о фазе коэффициента отражения зеркала и провести прямой расчет спектров проводимости исследуемой пленки.

Другим вариантом измерительного резонатора является конструкция из двух отдельных пленок на подложках, разделенных воздушным зазором (рис. 4) [30]. В данном варианте материал подложки не входит в объем резонатора и поэтому не предъявляется жестких требований к его параметрам n и k . Добротность таких резонаторов может быть выше, чем у диэлектрических, за счет того, что нет потерь внутри резонатора и коэффициент отражения границы раздела подложка—пленка выше при падении излучения с внешней стороны, чем при падении с внутренней. В данной конструкции необязательно, чтобы оба зеркала резонатора были изготовлены из исследуемого материала. Одним отражателем может быть, например, меш или проволочная решетка с подходящим коэффициентом отражения [27]. Наибольшая чувствительность измерения коэффициента отражения образца реализуется в случае равенства коэффициентов отражения зеркал. При технической реализации «пустого» резонатора встречаются определенные трудности, связанные с юстировкой зеркал при изменении температуры.

Измерение спектров проводимости массивных образцов является в общем случае более сложной задачей, чем измерение спектров пленок. Связано это с тем, что отпадают все методики, работающие «на пропускание», и практически единственным прибором для измерения яв-

ляется отражательный резонатор, причем и его реализация сильно усложняется по сравнению со случаем пленочных образцов. Дополнительные трудности возникают из-за высоких требований к подготовке поверхности образца. Для того чтобы реализовать измерения фазового сдвига при отражении излучения от образца, необходимо обеспечить

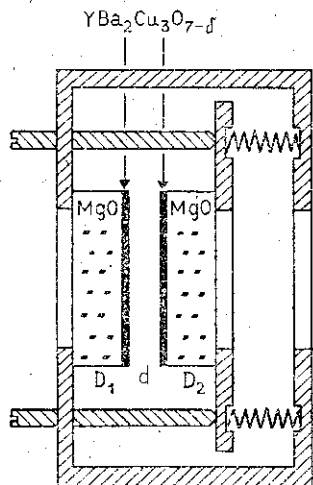


Рис. 4. Конструкция квазиоптического резонатора Фабри—Перо, в котором в качестве отражателей используются две ВТСП-пленки на подложках из монокристаллического MgO; $D_{1,2}$ — толщины Mg—O-подложек, d — зазор между ВТСП-зеркалами

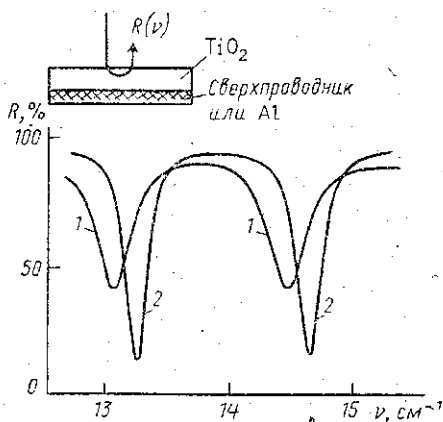


Рис. 5. Схема измерения модуля и фазы коэффициента отражения керамического ВТСП-материала с использованием диэлектрического резонатора из рутила (TiO_2) и экспериментальные спектры отражения этого резонатора со сверхпроводником (1) и с алюминиевым зеркалом (2)

плоскостность его поверхности с точностью до долей микрона. При работе с пленочными образцами это требование удовлетворяется путем обработки поверхности подложки стандартными оптическими методами. Обработка поверхности исследуемых массивных проводников, таких, как ВТСП монокристаллов и керамик, органических проводников и полупроводников, представляет собой в каждом конкретном случае исследовательский процесс, успех которого не гарантирован и зависит от многих непредсказуемых факторов. Прежде всего проблемы возникают из-за дефектности кристаллов и необратимого влияния на физические свойства поверхности процедуры обработки.

Немногочисленные примеры экспериментальной реализации резонаторного метода для массивных образцов содержатся в работах [27—29]. Метод иллюстрируется на рис. 5. Резонатором в данном случае служит плоскопараллельная пластинка рутила — TiO_2 . Спектральная зависимость коэффициента отражения резонатора содержит последовательность резонансных минимумов. Положение минимумов по частоте определяется оптической толщиной пластинки рутила и фазовым сдвигом на задней границе. Глубина минимума зависит от значений коэффициентов отражения на границах и коэффициента поглощения излучения в рутиле.

Как видно из рис. 5, замещение сверхпроводящего образца на алюминиевое зеркало приводит к существенному изменению спектра отра-

жения резонатора, что и свидетельствует о высокой чувствительности резонаторного метода.

В обсуждавшихся выше случаях речь шла о трудностях измерений спектров малопрозрачных и непрозрачных образцов. Противоположной и также практически важной ситуацией является измерение очень низких коэффициентов поглощения веществ ($\sim 10^{-4}$ — 10^{-5}). При этих значениях k спектры пропускания даже толстых образцов ($d \sim 10$ мм) малочувствительны к потерям. Коэффициенты пропускания в максимумах интерференции, а эти области в спектре $T(\nu)$ наиболее чувствительны к потерям в образце, отличаются от 100% на величину $\Delta T \leq 1\%$, находящуюся на уровне экспериментальных погрешностей. Измерение малых коэффициентов поглощения образцов обычно проводится с помощью резонаторов Фабри—Перо [33]. Это дает хорошие результаты при работе на фиксированной длине волны λ и при использовании образцов с толщиной d , удовлетворяющей резонансному условию

$$nd = m\lambda/2,$$

где m — целое число. Однако для широкодиапазонной спектроскопии этот метод не может быть использован в своем традиционном варианте. Проблемы, как известно, возникают в связи с потерями мощности в резонаторе на отражение от поверхности образца, которые появляются сразу же, как только нарушается приведенное выше условие резонанса для оптической толщины образца.

Для измерения малых потерь в образцах можно рекомендовать резонатор, полностью заполненный диэлектриком. Имеются по крайней мере две возможности получения высокоотражающих зеркал на поверхности плоскопараллельного электрического образца. Первая — это напыление или осаждение металлических пленок, сеток или решеток непосредственно на его поверхность. Второй прием — это меха-

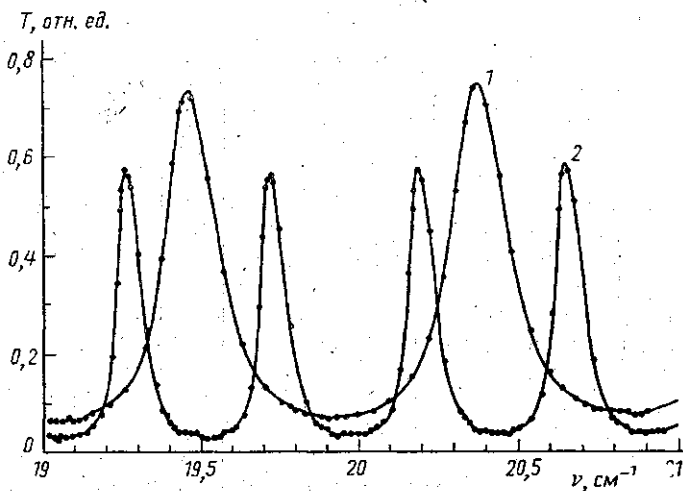


Рис. 6. Спектры пропускания диэлектрических резонаторов, представляющих собой плоскопараллельные пластинки из кристаллического кварца с напыленными для увеличения коэффициента отражения от поверхности мешами, при толщине резонатора 2 (1) и 4 мм (2). Уменьшение величины максимумов коэффициента пропускания на кривой 2 вызвано дополнительными диэлектрическими потерями в кристаллическом кварце, возникшими при увеличении толщины пластинки на 2 мм

ническое подсоединение зеркал в виде мешей или одномерных сеток к поверхности образца. Второй метод технически более прост, однако менее удобен при проведении измерений с вариацией температуры.

Эксперимент по измерению коэффициента поглощения кристаллического кварца был выполнен на субмиллиметровом ЛОВ-спектрометре «Эпсилон» [23]. Для этого опыта были изготовлены два интерферометра Фабри—Перо путем напыления идентичных мешей на две плоскопараллельные пластинки Z-среза кристаллического кварца с толщинами 2 и 4 мм. Кривые на рис. 6 представляют собой их спектры пропускания. Существенное понижение амплитуды максимумов в спектре «толстого» резонатора целиком обусловлено диэлектрическими потерями в кварце. Расчет, проведенный по этим спектрам, дает для коэффициента поглощения величину $k=0,0002$. Заметим, что спектры пропускания обсуждаемых образцов без напыленных мешей в данной области спектра практически нечувствительны к столь малым потерям.

Таким образом, мы видим, что использование многолучевых интерферометров является эффективным методом повышения точности измерения диэлектрических спектров проводников, сверхпроводников и радиопрозрачных материалов на субмиллиметровых волнах.

Работа поддержана фондом «Физика и высокие технологии».

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Kerridge B. J.//Proc. SPIE. 1993. 2104. P. 13. [2] Peckham G. E., Suttie R. A.//Ibid. P. 10. [3] Birch J. R., Quince P. Q.//Ibid. P. 156. [4] Wan Abdullah A. K., Parker T. J.//Infrared Phys. 1989. 29. P. 799. [5] Afsar M. N., Button K. J.//Int. J. Infrared and Millimeter Waves. 1981. 2. P. 1029. [6] Yang K. N., Richards P. L., Shen Y.//Appl. Phys. Lett. 1971. 19. P. 320. [7] Xu L., Zhang X.-C., Auston D. H.//Appl. Phys. Lett. 1992. 61, N 15. P. 1784. [8] Smith P. R., Auston D. H., Nuss M. C.//IEEE J. Quant. Electron. 1988. 24, N 2. P. 255. [9] Fattinger Ch., Grischkowsky D.//Appl. Phys. Lett. 1988. 53, N 16. P. 1480. [10] Nuss M. C., Goossen K. W., Gordon J. P. et al.//J. Appl. Phys. 1991. 70, N 4. P. 2238. [11] Nuss M. C., Goossen K. W., Mankiewicz P. M., O'Malley M. L.//Appl. Phys. Lett. 1991. 58, N 22. P. 2561. [12] Nuss M. C., Mankiewicz P. M., O'Malley M. L. et al.//Phys. Rev. Lett. 1991. 66, N 25. P. 3305. [13] Grischkowsky D., Keiding S., Exter M. van, Fattinger Ch.//J. Opt. Soc. Am. 1990. 7, N 10. P. 2006. [14] Katzenellenbogen N., Grischkowsky D.//Appl. Phys. Lett. 1992. 61, N 7. P. 840. [15] Walecki W. J., Some D., Kozlov V. G., Nurmiko A. V.//Ibid. 1993. 63, N 13. P. 1809. [16] Grischkowsky D., Keiding S.//Ibid. 1990. 57, N 10. P. 1055. [17] Konishi Y., Kamegawa M., Case M. et al.//Ibid. 1992. 61, N 23. P. 2829. [18] Weide D. W. van der, Bostak J. S., Auld B. A., Bloom D. M.//Ibid. 1992. 62, N 1. P. 22. [19] Голант М. Б., Виленская Р. Л., Зюмина У. А. и др.//Приб. и техн. эксперимента. 1965. № 4. С. 136. [20] Голант М. Б., Алексеевко З. Т., Короткова З. С. и др.//Там же. 1969. № 3. С. 231. [21] Volkov A. A., Goncharov Yu. G., Kozlov G. V. et al.//Infrared Phys. 1985. 25, N 1, 2. P. 369. [22] Волков А. А., Гончаров Ю. Г., Козлов Г. В., Лебедев С. П.//Электронная техника. Сер. 1, Электроника СВЧ. 1984. № 11. С. 38. [23] Субмиллиметровая диэлектрическая спектроскопия твердого тела//Отв. ред. Г. В. Козлов. М., 1990. (Труды ИОФАН. Т. 25). [24] Goy P., Gross M., Beck F.//Proc. SPIE. 1993. 2104. P. 487. [25] Blake G. A., Laughlin K. B., Cohen R. C. et al.//Rev. Sci. Instr. 1991. 62, N 7. P. 1693. [26] Barth K.-L., Keilmann F.//Z. f. Phys. B. 1993. 91. P. 419. [27] Волков А. А., Ирисова Н. А., Козлов Г. В.//Опт. и спектр. 1976. 40, № 2. С. 386. [28] Volkov A. A., Gorshunov V. P., Goncharov Yu. G. et al.//Int. J. Mod. Phys. 1987. 1, N 3, 4. P. 219. [29] Genzel L., Bauer M., Habermeyer H.-U., Brandt E. H.//Z. f. Phys. B. 1933. 90. P. 3. [30] Wiese N., Riederer X., Schutzmann J. et al.//Int. J. Infrared and Millimeter Waves. 1992. 13. P. 65. [31] Волков А. А., Горшунов В. П., Козлов Г. В. и др.//ЖЭТФ. 1993. 103, № 7. С. 1. [32] Горшунов В. П., Козлов Г. В., Сиротинский О. И., Чернышев И. М.//Кр. сообщ. по физике ФИАН. 1991. № 10. С. 25. [33] Clarke R. N., Rosenberg S. B.//J. Phys. E: Sci. Instrum. 1982. 15. P. 9.