

РАДИОСПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 539.21

СПЕКТРОСКОПИЯ МИЛЛИМЕТРОВОГО И СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНОВ

В. В. Мериакри *)

Рассмотрены особенности спектроскопии миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов электромагнитных волн, механизмы взаимодействия с веществом, специфика спектроскопических устройств. Приведены примеры научных и народнохозяйственных применений спектроскопии миллиметровых и субмиллиметровых волн.

1. Введение

Различным аспектам спектроскопии миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов электромагнитных волн посвящен ряд обзорных работ [1—14]. Здесь мы ограничимся рассмотрением особенностей взаимодействия миллиметровых и субмиллиметровых волн с различными средами, специфики техники спектроскопии этих диапазонов и приведем примеры научных и практических применений миллиметровой и субмиллиметровой спектроскопии.

2. Специфика миллиметровой и субмиллиметровой спектроскопии

Диапазон миллиметровых и субмиллиметровых волн (длины волн $\lambda=c/\nu=10-0,1$ мм, c — скорость света, ν — частота) соответствует энергиям фотонов $1,25 \cdot 10^{-4} - 1,25 \cdot 10^{-2}$ эВ. Тепловая энергия при нормальных условиях $kT_0=2,5 \cdot 10^{-2}$ эВ (k — постоянная Больцмана, T_0 — комнатная температура), поэтому почти для всего диапазона миллиметровых и субмиллиметровых волн выполняется условие $h\nu \ll kT_0$, где h — постоянная Планка. Из этого следует, что при взаимодействии атомов и молекул вещества с миллиметровыми и субмиллиметровыми волнами узкие линии поглощения могут наблюдаться лишь при достаточно низких температурах (условие $h\nu=kT$ для $\lambda=1$ мм выполняется при $T=15$ К) или при условии слабого взаимодействия с окружающей средой.

Что касается экспериментальных методов миллиметровой и субмиллиметровой спектроскопии, то здесь специфика диапазона проявляется в том, что, как правило, непригодны ни чисто геометрикооптические методы измерений, ни методы, использующие одномодовые линии передачи [11, 15]. В этом диапазоне в случае оптических методов измерения всегда существенна дифракция, а в волноводных линиях существуют распространяющиеся волны высших типов. Поэтому и в том и в другом случаях могут возникнуть дополнительные погрешности, которые необходимо учитывать при проведении спектроскопических исследований на миллиметровых и субмиллиметровых волнах. Погрешности измерений в многомодовых волноводах рассмотрены в [15—17]. Учет отклонения от условий геометрической оптики (квазиоптическое приближение) в спектроскопии миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов проведен в [15, 18, 19].

*) Институт радиотехники и электроники РАН.

3. Взаимодействие миллиметровых и субмиллиметровых волн с различными средами. Примеры спектроскопических применений

1. Газы. Газы, молекулы которых обладают постоянным дипольным моментом, образуют на миллиметровых и субмиллиметровых волнах дискретный спектр поглощения [20].

Линейные молекулы, обладающие моментом инерции вокруг главных осей $I_A=0$, $I_B=I_C$, имеют эквидистантный спектр поглощения на частотах

$$\nu = 2B(j+1), \quad (1)$$

где $B = h(8\pi^2 I_B)^{-1}$ — вращательная постоянная, $j=1, 2, \dots$ — вращательное квантовое число.

Интенсивность линии поглощения α (в дБ/м) при температуре T_0 составляет

$$\alpha = \frac{2,4 \cdot 10^{-14} \mu^2 \nu^3}{(\Delta\nu)_1}, \quad (2)$$

где μ — дипольный момент в дебаях ($3,3 \cdot 10^{-3}$ Кл·м), ν — частота перехода в мегагерцах, $(\Delta\nu)_1$ — ширина линии в мегагерцах при давлении 1 мм рт. ст.

Спектр поглощения молекул типа *симметричного волчка* ($I_A \neq 0$, $I_B = I_C$) в первом приближении описывается формулой (1), однако из-за нежесткости молекул линии расщепляются на $j+1$ компонент. В этом случае

$$\alpha = \frac{5,34 \cdot 10^{-18} \mu^2 \nu^3 \sqrt{A}}{(\Delta\nu)_1} \left[1 - \frac{k^2}{(j+1)^2} \right], \quad (3)$$

где $A = h(8\pi^2 I_A)^{-1}$, k — целое число ($|k| < j$).

Асимметричный волчок ($I_A \neq I_B \neq I_C$) имеет нерегулярный спектр поглощения, в котором на каждую линию линейной молекулы приходится около $(2j+1)^2$ линий, причем наиболее сильные линии вносят поглощение

$$\alpha = \frac{10^{-17} \mu^2 \nu^2 \sqrt{ABC}}{(\Delta\nu)_1}. \quad (4)$$

Ширина линии $\Delta\nu$ в интервале давлений p от единиц до сотен мм рт. ст. пропорциональна p . Величина $(\Delta\nu)_1$ составляет 3—50 МГц.

Величина α для линейных молекул пропорциональна T^{-2} , для остальных — $T^{-5/2}$.

Газовая спектроскопия миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов позволила получить ценную информацию о структуре молекул [6, 20—22]. Однако не менее важным является и такое применение газовой спектроскопии, как определение содержания влаги в газовой среде и в испаряемых в измерительную камеру жидкостях: при контроле влаги достигнута чувствительность до 10^{-4} % на линии воды 182 ГГц, показана возможность групповой идентификации белковых образований в атмосфере по продуктам их пиролиза [10]. Особый интерес представляет экологический контроль вредных примесей. В табл. 1 приведены оценки минимально обнаруженных концентраций ряда газов в атмосфере ρ_{\min} при локальном и дистанционном контроле (оценки проведены А. Н. Копниным).

Таблица 1

Газ	ν , МГц	Ослабление в атмосфере, дБ/км	$\rho_{\text{шп}}$, мг/м ²	
			(локальный контроль)	(дистанционный контроль)
CO	115,271	0,3	75	1500
	235,789	6	2,7	330
N ₂ O	100,492	0,2	80	1600
	351,666	6	2	240
SO ₂	104,029	0,2	115	2300
	135,696	0,4	28	560
H ₂ S	168,763	1,8	0,25	9

В случае локального контроля предполагается использование спектроскопа с акустическим детектированием [16, 10] при мощности генератора 3—10 Вт, а в случае дистанционного — измерение ослабления сигнала на участке длиной до 10 км с ослаблением в атмосфере менее 10 дБ.

Из табл. 1 видно, что с уменьшением длины волны чувствительность измерений к содержанию примеси возрастает, однако увеличивается, хотя и не монотонно, поглощение в атмосфере.

2. Жидкости. У всех жидкостей в миллиметровом диапазоне поглощение α монотонно возрастает с увеличением частоты. В субмиллиметровом диапазоне (начиная с частоты $\nu \geq 1000$ ГГц или $\nu' > 30$ см⁻¹, где $\nu' = 1/\lambda = \nu/c$) ряд жидкостей имеет широкие линии поглощения.

Рассмотрим кратко механизмы взаимодействия жидкостей с миллиметровыми и субмиллиметровыми волнами.

Дипольные жидкости. Их диэлектрические свойства в диапазоне миллиметровых волн удовлетворительно описываются уравнениями Дебая—Коула—Дэвидсона [23]

$$\epsilon^* = \epsilon_1 - i\epsilon_2 = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_0 - \epsilon_\infty}{(1 - i\omega\tau)^h}, \quad (5)$$

где $\omega = 2\pi\nu$, ϵ_0 — статическая диэлектрическая проницаемость, ϵ_∞ — асимптотическое значение ϵ_1 ($\omega\tau \gg 1$), $0 < h < 1$, τ — время релаксации диполя.

Из (5) следует, что поглощение равно (при $h=1$)

$$\alpha = \frac{2\sqrt{2}\pi}{\lambda} (\sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2} - \epsilon_1), \quad (6)$$

т. е. при $\omega \rightarrow \infty$ α стремится к значению

$$\alpha_\infty = \frac{2,11(\epsilon_0 - \epsilon_\infty)}{\tau \cdot 10^9} \quad (7)$$

(здесь τ измерено в секундах, α_∞ — в децибеллах на сантиметр).

Однако эксперимент показал [24], что вплоть до частот $\nu' \leq 30$ —50 см⁻¹ поглощение монотонно возрастает. Этот эффект был интерпретирован [23, 24] как результат вращательного качания дипольных молекул вокруг временных положений равновесия, образуемых при тепловом движении окружающих диполь молекул. Оценка частот этих колебаний [23] дает для линейных молекул

$$\omega_r^2 = \frac{2kT}{I} \frac{(\epsilon_\infty - \epsilon_{\infty,1})}{\epsilon_0 - n_D^2}, \quad (8)$$

где T — температура, I — момент инерции, $\epsilon_{\infty,1}$ — асимптотическое значение ϵ_1 в инфракрасной области. Ширина резонансной кривой поглощения $\Delta\omega/\omega \approx 0,5$, n_D — дипольный показатель преломления.

Величина α у наиболее поглощающих жидкостей (вода, ацетон, нитрометан) достигает 50—60 дБ/мм в диапазоне миллиметровых волн и зависит от частоты, как ω^β ($\beta=1-2$).

Неполярные жидкости. Все неполярные жидкости обнаруживают в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах поглощение с максимумом на частотах ν' выше 20 см⁻¹, связанное с образованием индуцированных тепловым движением диполей [25]. Величины дипольных моментов μ_i составляют около 0,01 дебая, а $\tau_i \approx 10^{-12}$ с. Величина ϵ_2 связана с μ_i и τ_i соотношением

$$\epsilon_2 = \frac{4\pi N \mu^2 (\epsilon_1 + 2)^2 \omega \tau_i}{27kT (1 + \omega^2 \tau_i^2)} \quad (9)$$

Поглощение в наименее поглощающих жидкостях составляет 10^{-2} — 10^{-1} дБ/мм, т. е. на 2—3 порядка меньше, чем в дипольных жидкостях. Это позволяет осуществлять контроль дипольных примесей в неполярных жидкостях. Сильное отличие ϵ_1 и ϵ_2 дипольных и неполярных жидкостей дает возможность, смешивая их, получать среды, непрерывно перекрывающие интервал значений ϵ_1 в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах от 2 до 10 при $10^{-4} < tg \delta < 1$. Эти смеси могут использоваться, в частности, как квазиоптические согласователи, фазовращатели, аттенуаторы и др. [26].

Расчет ϵ_1 и ϵ_2 таких смесей в общем случае затруднителен [27]. Однако при малой концентрации W дипольной примеси $\epsilon_1(\omega)$ и $\epsilon_2(\omega)$ удовлетворительно описываются формулами Лоренца—Одолевского [27]. Например, оценки показывают, что чувствительность к содержанию воды в нефтепродуктах в диапазоне миллиметровых волн может достигать $W \leq 10^{-3}$ без коррекции на сорт нефти, ее температуру и соленость.

3. Твердые диэлектрики. Наибольший интерес для практики представляют слабопоглощающие материалы. На их основе могут быть созданы различные волноводы и устройства миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов [11]. Механизмы потерь в таких диэлектриках связаны со следующими процессами: а) однофононным поглощением фотона, б) многофононным разностным поглощением фотона, в) однофононным возбуждением акустического фонона, обусловленным неупорядоченностью зарядов, наличием дефектов и примесей. Процессы «а» и «б» присущи всем диэлектрикам, в том числе идеальным кристаллам [2—4, 28, 29]. Процесс «а» наблюдается при частотах $\nu' > 20$ —30 см⁻¹, а процесс «б» (один фотон порождает два или более фононов, разность импульсов и энергий которых удовлетворяет закону сохранения) имеет место и на существенно более низких частотах и связан с механическим или оптическим ангармонизмом атомов [28, 29].

Таким образом, в субмиллиметровом и особенно в миллиметровом диапазоне основной вклад в потери вносят механизмы «а» и «б»; что касается механизма «в», то на частотах, не слишком удаленных от центральной частоты однофононного поглощения, он также вносит вклад в потери, так как добротность линии этого поглощения при нормальных условиях низка (менее 10).

Расчет потерь, вносимых указанными процессами, весьма затруднителен, реально сегодня возможны лишь оценки. Так, на частотах ни-

же 20 см^{-1} основные потери вносят многофононные (в первую очередь двухфононные) взаимодействия. Граница двухфононного поглощения смещается в низкочастотную область при снижении степени кристалличности, увеличении количества дефектов. Это, в частности, подтвердили эксперименты с фторопластами различной степени кристалличности [10]. Минимальные потери при комнатной температуре α_{\min} в области длин волн более $0,5\text{--}1 \text{ мм}$ определяются двухфононными процессами. По оценкам [30], эти потери должны составлять около 5 дБ/м на волне $\lambda=1 \text{ мм}$. Измеренное значение α_{\min} в два раза больше. Близкие величины α_{\min} получаются и для высококристаллического полиэтилена [30].

При низких температурах вклад многофононных взаимодействий мал, так как температурная зависимость m -фононного процесса поглощения имеет вид

$$\alpha_m(T) = A + BT^{m-1}, \quad (10)$$

где A и B — константы. Поэтому при низких температурах предельно малые потери вдали от частот однофононного поглощения определяются механизмом «в», связанным с неупорядоченностями [31]. Этот механизм, не зависящий от T , ограничивает минимум потерь при малых T . Так, в работах В. Б. Брагинского с сотрудниками [32] для кристаллов лейкосапфира при $T=4,2 \text{ К}$ на частоте 90 ГГц для минимальных потерь получено значение $\text{tg } \delta \approx 10^{-8}$. Согласно [31], такое значение $\text{tg } \delta$ соответствует концентрации примесных ионов 10^{-4} вес. \% , причем величина $\text{tg } \delta$ пропорциональна частоте.

Характеристики слабопоглощающих диэлектриков на миллиметровых и субмиллиметровых волнах приведены в [2, 10—12, 33]. При комнатной температуре на частотах выше 10 см^{-1} $\text{tg } \delta$ всегда превышает 10^{-4} .

Набор сильнопоглощающих материалов весьма обширен и значения ϵ_1 лежат в широких пределах. Свойства некоторых сильнопоглощающих материалов иллюстрирует табл. 2. Сильное отличие $\text{tg } \delta$ неполяр-

Таблица 2

Материал	ϵ_1	$\text{tg } \delta \cdot 10$	$\lambda, \text{ мм}$
Ферроэпоксид	6,9	2,4	2,2
Резина сажированная	9,5	2,0	2,2
$\text{BaLa}_2\text{Ti}_4\text{O}_{13}$	10,6	1,0	2,2
$\text{La}_{1/2}\text{Li}_{1/4}\text{Na}_{1/4}\text{TiO}_3$	55	1,6	2,2
Углен-9 в кремнийорганической матрице (1%-ное содержание)	1,3	1,5	6,8

ных и дипольярных твердых диэлектриков на миллиметровых и субмиллиметровых волнах позволяет контролировать содержание сильнопоглощающих компонентов в неполярных диэлектриках.

4. Сегнетоэлектрики. Эти материалы имеют диэлектрическую проницаемость, сильно зависящую от температуры:

$$\epsilon^* = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_0 - \epsilon_\infty}{1 - (\nu/\nu_T)^2 + i g \nu/\nu_T^2}, \quad (11)$$

где ν_T в случае сегнетоэлектрика со структурой типа смещения определяется из выражения [28]

$$\nu_T^2 \simeq A^2(T - \Theta), \quad (12)$$

где A — константа, Θ — температура Кюри—Вейса. В случае сегнетоэлектрика со структурой типа порядок—беспорядок в (11) $\nu^2 \ll \nu_T^2$ и (11) переходит в уравнение Дебая

$$\epsilon^* = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_0 - \epsilon_\infty}{1 - i\nu\tau}, \quad (13)$$

$$\tau = g/\nu_T^2.$$

Из (11)—(13) следует, что при $T \rightarrow \Theta$ ϵ^* испытывает сильные изменения. У многих сегнетоэлектриков наблюдается резкое увеличение потерь на миллиметровых и субмиллиметровых волнах вблизи сегнетоэлектрического перехода [34]. В результате потери могут достигать десятков и сотен дБ/мм при коэффициенте отражения до 0,9—0,95, причем свойства сильного поглощения наблюдаются (в случае кристаллов) лишь для одной из перпендикулярных поляризаций волны. Например, кристалл ТГС вносит на волне длиной 1 мм для одной поляризации потери порядка 45 дБ/мм при ослаблении волны ортогональной поляризации, равном всего 1 дБ/мм, т. е. является прекрасным поляридом [15].

Ввиду сильных температурных зависимостей $\epsilon_1(T)$ и $\epsilon_2(T)$ сегнетоэлектриков в области миллиметровых и субмиллиметровых волн этот диапазон весьма удобен для использования таких материалов, а сами сегнетоэлектрики могут успешно применяться в устройствах миллиметровых и субмиллиметровых диапазонов [34, 35].

5. Проводники. Проводимость металлов в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах волн хуже, чем на постоянном токе. Это связано с малостью толщины скин-слоя $\delta_s = c/(2\pi\nu\sigma)$, где c — скорость света. Величина δ_s для меди в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах волн составляет менее 0,5 мкм. Поэтому существенное влияние на проводимость оказывает качество металлических поверхностей, их неровности, наличие окислов. Для контроля качества металлических поверхностей, особенно в случае металлизированных диэлектриков, используемых, например, в антенной технике и при изготовлении интегральных схем, применяются открытые резонаторы миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов [11], одним из отражателей в которых является исследуемая поверхность. При величине добротности резонатора до 10^6 можно измерять отличие коэффициента отражения от 1 на уровне 10^{-4} .

6. Сверхпроводники. Обычные сверхпроводники имеют энергетическую «щель» между зоной проводимости и энергией куперовских пар электронов $\Delta E \simeq 3,5 kT_c$, где T_c — температура перехода в сверхпроводящее состояние. Поскольку $T_c = 1—18$ К, то энергия квантов субмиллиметрового диапазона порядка или больше kT_c , т. е. эти кванты разрушают сверхпроводимость, создавая возможность для изучения микроволновых свойств сверхпроводящего состояния.

Что касается высокотемпературной сверхпроводимости, то на сегодня лишь на частотах ниже 100—200 ГГц при $T = 77$ К лучшие сверхпроводящие пленки имеют поверхностное сопротивление R_s ниже, чем у чистой меди при комнатной температуре [35], причем R_s пленок зависит от частоты, как ν^2 (у металлов $\nu^{2/3}$). Поэтому вопрос о приме-

нении высокотемпературной сверхпроводимости в миллиметровом и особенно в субмиллиметровом диапазонах волн остается открытым.

7. Полупроводники. Эти материалы имеют ряд чрезвычайно интересных свойств в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах (см., напр., [33—35]).

Здесь мы остановимся лишь на высокоомных полупроводниках, являющихся слабопоглощающими материалами. Их диэлектрическая проницаемость равна

$$\epsilon^* = \epsilon_{1p} + i\epsilon_{2p} - \frac{N_e e^2}{m_e} \frac{1 + i\nu_e/\nu}{\nu^2 + \nu_e^2} - \frac{N_h e^2}{m_h} \frac{1 + i\nu_h/\nu}{\nu^2 + \nu_h^2}, \quad (14)$$

где ϵ_{1p} , ϵ_{2p} — действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости ϵ^* , связанной с решеткой, N_e и N_h — концентрации электронов и дырок, m_e и m_h — их массы, e — заряд электрона, ν_e и ν_h — частоты столкновений для электрона и дырок. Из (14) видно, что при $\nu \gg \nu_{e,h}$ потери, связанные с наличием в (14) 3-го и 4-го членов, дают зависимость $\alpha \sim \nu^{-2}$, а при $\nu \ll \nu_{e,h}$ $\alpha \approx \text{const}$.

Потери, обусловленные значением ϵ_{2p} , для ряда полупроводников (Si, InSb) весьма малы: $\text{tg } \delta \leq 10^{-4}$, вклад же в потери 3-го и 4-го членов (14) при удельном сопротивлении свыше 10^4 Ом·см оказывается меньшим, чем вклад от ϵ_{2p} . Миллиметровый и субмиллиметровый диапазоны оказываются удобными и для исследования экситонов [9], так как их энергии связи порядка 10^{-2} эВ соответствуют квантам миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов. С помощью миллиметровых и субмиллиметровых волн можно измерять и концентрацию носителей в полупроводниках.

8. Магнитные материалы. Миллиметровые и субмиллиметровые волны широко используются для исследования парамагнитных и ферромагнитных материалов [36]. Так, длина волны ферромагнитного резонанса равна

$$\lambda_f = 107/H_0, \quad (15)$$

H_0 — постоянное магнитное поле, λ измеряется в миллиметрах, H_0 — в килоэрстедах.

При значениях H_0 , существенно меньших, чем поля, соответствующие частотам ферромагнитного резонанса, в области миллиметровых и субмиллиметровых волн проявляются эффекты Фарадея и Коттона—Мутона, которые могут использоваться как для изучения магнитных материалов, так и для применения последних в устройствах миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов [10, 15].

Интересно поведение в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах волн антиферромагнетиков. Частота антиферромагнитного резонанса описывается выражением

$$\nu = \gamma [\sqrt{2H_E \cdot H_A} \pm H_0], \quad (16)$$

где $\gamma = 2,8$ ГГц/кЭ при $g = 2,0$, H_E — обменное поле ($H_E \approx 10^6$ Э), H_A — поле анизотропии ($H_A \approx 10^3$ Э). Например, для Rb_2MnCl_4 при $H_0 = 0$ $\nu = 150$ ГГц [37].

Важным классом магнитных материалов являются ферриты [36]. Они обладают в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах малыми диэлектрическими потерями ($\text{tg } \delta = 10^{-3} - 10^{-4}$ при коэффициенте преломления $n = 3,5 - 4$) и позволяют создавать различные невзаимные устройства [10, 11, 15, 35, 36].

9. Малые и резонансных размеров частицы. Важной задачей спектроскопии миллиметровых и субмиллиметровых волн является изучение рассеяния и поглощения этих волн диэлектрическими, магнитными и проводящими частицами. Известно, что вносимое малыми по сравнению с длиной волны диэлектрическими частицами ослабление описывается формулой [14]

$$\alpha = C_d + C_s, \quad (17)$$

C_d и C_s — сечения поглощения и рассеяния частицы.

Обычно $C_d \gg C_s$. Так, в случае сферических частиц радиуса a из материала с диэлектрической проницаемостью ϵ_p в среде с проницаемостью ϵ_m

$$C_s = \frac{8\pi \sqrt{\epsilon_m} a^3}{\lambda} \operatorname{Im} \left(\frac{\epsilon_p - \epsilon_m}{\epsilon_p + 2\epsilon_m} \right). \quad (18)$$

Частотные зависимости C_s позволяют определять a (или ϵ_p) при известных ϵ_m и ϵ_p (или a).

Если условие $a \ll \lambda$ не выполняется, то вносимое частицей ослабление зависит и от C_s , и от C_d и носит резонансный характер [38]. Еще более сложный характер имеют зависимости (18) в случае многих частиц [39]. Созданные на основе таких структур искусственные материалы обладают ярко выраженными резонансными свойствами. Например, объемная решетка из сфер радиуса a имеет эффективные значения ϵ_{eff} и μ_{eff} [39]:

$$\epsilon_{\text{eff}} = \epsilon_m \left[1 + \frac{4\pi a^3 / \Omega}{(\epsilon_b + 2\epsilon_m) / (\epsilon_b - \epsilon_1) - 4\pi a^3 / 3\Omega} \right], \quad (19)$$

$$\mu_{\text{eff}} = 1 + \frac{4\pi a^3 / \Omega}{(\mu_b + 2\mu_m) / (\mu_b - \mu_1) - 4\pi a^3 / 3\Omega},$$

где Ω — объем элементарной ячейки, $\epsilon_b = \epsilon_p F(ka \sqrt{\epsilon_p})$;

$$\mu_b = F(ka \sqrt{\epsilon_p}), \quad k = 2\pi\nu/c, \quad F(x) = \frac{x \sin x - \cos x}{(x^2 - 1) \cos^2 x + x}.$$

Зависимости ϵ_{eff} и μ_{eff} от $\psi = k\sqrt{\epsilon_p} a$ имеют ярко выраженный резонансный характер при $\psi \rightarrow \pi/2$. Экспериментально такая среда исследована в [40].

4. Заключение

В настоящее время можно считать завершенным создание основ техники спектроскопии миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов. Существуют различные измерительные схемы и спектроскопические установки [1—7, 13, 15], позволяющие исследовать практически любые вещества и материалы.

Получена обширная информация о поведении газов, жидкостей, твердых тел на миллиметровых и субмиллиметровых волнах. В дальнейшем, по-видимому, основные исследования будут связаны с изучением искусственных сред (композиционные материалы с заданными свойствами) и веществ в экстремальных условиях. Должны получить развитие и практические применения миллиметровой и субмиллиметровой спектроскопии: определение состава веществ и сред, контроль окружающей среды и технологических процессов, воздействие на биологические объекты.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Техника спектроскопии в дальней инфракрасной, субмиллиметровой и миллиметровой областях спектра. М., 1970. [2] Chantry G. *Submillimetre Spectroscopy*, London — New-York: Acad. Press, 1971. [3] Длинноволновая инфракрасная спектроскопия. М., 1966. [4] Финч А., Гейтс П., Редклиф К. и др. Применение длинноволновой ИК-спектроскопии в химии. М., 1973. [5] Ирисова Н. А. // Вестн. АН СССР. 1968. № 10. С. 63. [6] Крупнов А. Ф. // Изв. вузов, Радиофизика. 1970. 13, № 7. С. 961. [7] Appletain V. N., Meriakri V. V., Chigria E. E. // Proc. of Symp. on Submillimetre Waves. New-York: Polytechn. Press, 1970. P. 631. [8] Шефер К., Матосси Ф. Инфракрасные спектры. М., 1935. [9] Гершензон Е. М. // УФН. 1977. 122, № 1. С. 164. [10] Мериакри В. В., Апплетайн В. Н., Копнин А. Н. и др. // Проблемы современной радиотехники и электроники / Ред. В. А. Котельников. М., 1980. С. 164. [11] Измерения на миллиметровых и субмиллиметровых волнах / Под ред. Р. А. Валитова и Б. И. Макаренко. М., 1984. Гл. 10. [12] Afsar M. N. // *Infrared and Millimetre Waves* / Ed. K. J. Button. New-York: Acad. Press, 1984. V. 14. P. 15. [13] Tacke M. // *Ibid.* 1985. V. 13. P. 265. [14] Carr G. L. et al. // *Ibid.* 1985. V. 13. P. 297 [15] Мериакри В. В., Дис. ... докт. физ.-мат. наук. [16] Мериакри В. В., Нефедов Е. И. // Радиотехн. и электроника. 1969. 14, № 7. С. 13. [17] Мериакри В. В. // Метрология. 1973. № 4. С. 67. [18] Fleming J. W. // *Infrared Physics*. 1970. N 1. P. 57. [19] Мериакри В. В., Никитин И. П. // Квазиоптическая механика миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн. Харьков, 1989. С. 55. [20] Таунс Р., Шавлов А. Радиоспектроскопия. М., 1959. [21] Chantry G. *Modern Aspects of Microwave Spectroscopy*. London: Acad. Press, 1979. [22] Осипов О. А., Минкин В. И., Гариевский А. Д. Справочник по дипольным моментам. М., 1971. [23] Фрёлх Г. Теория диэлектриков. М., 1960. [24] Polley Y. // *J. Appl. Sci. Rev.* 1955. В-4. P. 337. [25] Garg S. K., Bevtii J. G., Kilp N. // *J. Chem. Phys.* 1968. 49, N 11. P. 2551. [26] Апплетайн В. Н., Мериакри В. В., Чигряй Е. Е. Квазиоптический аттенуатор. А. с. 344785 СССР, М. Кл. Н01р 3/20. 1970. [27] Тареев Б. М. Физика диэлектрических материалов. М., 1973. [28] Борн М., Хуан Кунь. Динамическая теория кристаллических решеток. М., 1958. [29] Пуле Н., Матье Ж. Колебательные спектры и симметрия кристаллов. М., 1973. [30] Гарин Б. М., Галдецкий А. В. Препринт ИРЭ АН СССР № 20 (304). М., 1980. [31] Гарин Б. М. Препринт ИРЭ АН СССР № 2 (477). М., 1988. [32] Багдасаров Х. С., Брагинский В. Б., Панов В. И., Ильченко В. С. // УФН. 1985. 145, № 1. С. 151. [33] Мериакри В. В. // Радиофизика и электроника миллиметровых и субмиллиметровых волн. Харьков, 1988. С. 144. [34] Мериакри В. В. // Высокочастотные свойства твердых тел. Киев, 1985. С. 153. [35] 15 Intern. Conf. on Infrared and Millimetre Waves, Conf. Digest, 10—19 Dec. 1990, Orlando. P. 271—290. [36] Лакс Б., Баттон К. Сверхвысокочастотные ферриты и ферримагнетики. М., 1965. [37] Geick R., Greb N. et al. // *Infrared Phys.* 1991. 32. P. 91. [38] Хенл Х., Вестпфаль К., Мауэ А. Теория дифракции. М., 1964. [39] Левин Л. Теория волноводов. М., 1981. [40] Богданов Ф. Г., Кеванишвили Г. Ш., Мериакри В. В., Никитин И. П. // Радиотехн. и электроника. 1991. 36, № 1. С. 48.