

УДК 537.226.3

© 1990

ОБ ОДНОФОННЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОТЕРЯХ, ОБУСЛОВЛЕННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЕМ АКУСТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ

Б. М. Гарин

Рассмотрена общая теория механизма диэлектрических потерь, в котором поглощение электромагнитных колебаний сопровождается возбуждением акустических колебаний той же частоты. Найдены выражения для мнимой части тензора диэлектрической проницаемости, применимые к диэлектрикам с произвольной упругой анизотропией. Рассмотрен пример кристаллов с гексагональной решеткой, для которых найдены явные выражения указанных потерь через параметры материала.

В реальных диэлектриках содержатся хаотически расположенные связанные электрические заряды или другие микроскопические неоднородности, обусловленные неупорядоченностями или примесями. Благодаря этому оказывается возможным однофоновое поглощение энергии электромагнитных колебаний, в процессе которого, с квантовой точки зрения, поглощение фотона частоты ω сопровождается возбуждением одного акустического фонона той же частоты,¹ если $\omega \leq \omega_{\max} \sim \omega_D$ (где ω_{\max} — максимальная частота акустических колебаний решетки, ω_D — дебаевская частота; обычно $\omega_D \sim 10^{13} \div 10^{14} \text{ с}^{-1}$) [3-8]. В классике данный процесс соответствует гармоническому возбуждению акустических колебаний переменным электрическим полем [3-5, 8]. В твердых диэлектриках величина этого поглощения практически не зависит от температуры и пропорциональна концентрации неупорядоченностей. В достаточно неупорядоченных диэлектриках данный механизм диэлектрических потерь является доминирующим в субмиллиметровом (СММ) и в коротковолновой части миллиметрового (ММ) диапазонах электромагнитных волн (т. е. где частотная плотность акустических нормальных мод наиболее велика) при различных температурах, включая комнатные [8, 9, 10]. В более общем случае он может соответствовать не зависящей от температуры компоненте полных потерь наряду с другими компонентами, зависящими от температуры [1, 2, 7, 9]. Рассматриваемый механизм принципиально ограничивает снизу потери в реальном диэлектрике при понижении температуры [8, 11, 12].

В известных теоретических рассмотрениях данного механизма содержится ряд ограничений: а) решетка предполагается периодической с точки зрения расположения атомов [4, 5]; б) выражения для диэлектрических потерь получены лишь для случая микроскопически изотропного диэлектрика [3-5, 8]; в) в [3, 4] не учитываются пространственные корреляции неупорядоченных зарядов. Однако проведенный в [8, 10] анализ многих данных показывает, что этот механизм имеет общее значение для реальных диэлектриков различных типов, включая диэлектрики с неперiodической решеткой и диэлектрики с микроскопической анизотропией упругих

¹ Этот процесс запрещен в идеальных кристаллах правилами отбора в отличие от двухфононных [1] и многофононных процессов более высоких порядков [2], а также однофононного возбуждения фундаментальных оптических фононов.

свойств (стекла [6, 9, 13-15], аморфные полупроводники [9], полимеры [7, 8], ферриты [10], поликристаллы [13, 16], монокристаллы [11, 12]). Поэтому требуется теоретическое рассмотрение, не содержащее указанных ограничений.

При $\omega \ll \omega_D$ длина акустических волн много больше межатомных расстояний. Этой области частот адекватна теория, в которой диэлектрик рассматривается как непрерывная упругая среда с мелкомасштабными пространственными флуктуациями связанных с ней электрических зарядов.² Такая теория (с учетом корреляций зарядов) рассмотрена в [8] для упругоизотропного случая.

В настоящей работе аналогичная теория рассмотрена в общем случае [17], свободном от всех указанных выше ограничений, а также при произвольном распределении зарядов.

1. Общая теория

Рассмотрим непрерывную упругую диэлектрическую среду, содержащую жестко связанные с ней электрические заряды с распределением плотности заряда $\rho(\mathbf{r})$. Обобщая известное уравнение движения среды с произвольной упругой анизотропией [18] на случай наличия внешнего электрического поля и вводя малую вязкость, имеем уравнение движения рассматриваемой среды

$$\mu \ddot{u}_i + \frac{\gamma \partial \dot{u}_i}{\partial x_j} = \lambda_{iklm} \frac{\partial^2 u}{\partial x_l \partial x_k} + \rho E_i(t), \quad (1)$$

где μ — плотность среды; λ_{iklm} — тензор модулей упругости; $E_i(t)$, $u_i = u_i(\mathbf{r}, t)$ — i -е компоненты электрического поля и смещения среды в точке \mathbf{r} в момент времени t ; γ — параметр вязкости среды, $\gamma > 0$. В (1) и ниже подразумевается суммирование по повторяющимся индексам.

Учитывая, что длина электромагнитной волны на несколько порядков больше длины акустических волн той же частоты, а также пространственных масштабов микроскопических неоднородностей диэлектрика, электрическое поле можно считать пространственно-однородным. Рассмотрим гармоническое поле вида $E_i(t) = E_i \exp(-i\omega t)$, где E_i — амплитуда. Решение уравнения (1) ищем в виде $u_i(\mathbf{r}, t) = u_i(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t)$. Примем для $u_i(\mathbf{r})$ и $\rho(\mathbf{r})$ циклические условия Борна—Кармана на границе диэлектрика и разложим их в пространственные ряды Фурье. Для $u_i(\mathbf{r})$, например, соответствующее разложение имеет вид

$$u_i(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{k}} u_i(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}, \quad u_i(\mathbf{k}) = \frac{1}{V} \int_{(V)} u_i(\mathbf{r}) e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}} d^3r, \quad (2)$$

где \mathbf{k} — волновые векторы, совместимые с циклическими граничными условиями; V — объем диэлектрика. Аналогичный вид имеет и разложение для $\rho(\mathbf{r})$.

Подставляя указанные разложения для $u_i(\mathbf{r})$ и $\rho(\mathbf{r})$ в уравнение (1) и решая полученную систему трех алгебраических уравнений относительно $u_i(\mathbf{k})$ ($i=1, 2, 3$), можно найти общее выражение, связывающее Фурье-компоненты смещений среды $u_i(\mathbf{k})$ и компоненты амплитуды электрического поля E_j

$$u_i(\mathbf{k}) = \frac{\rho(\mathbf{k})}{\mu} \sum_{\alpha=1}^3 \frac{e_{\alpha k i} e_{\alpha k j} E_j}{\omega_{\alpha k}^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}, \quad (3)$$

² Нарушения кристаллической периодичности связей между атомами могут быть формально описаны эквивалентными неупорядоченными зарядами [4].

где ω_{xk} , e_{xk} — частота и i -я компонента единичного вектора поляризации e_{xk} колебаний акустической моды с волновым вектором \mathbf{k} , принадлежащей ветви нормальных колебаний с индексом x ($x=1, 2, 3$); ${}^3\gamma' = \omega\gamma/\mu$; $\rho(\mathbf{k}) = (1/V) \int_{(V)} \rho(\mathbf{r}) \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}) d^3r$.

Введем усредненную по объему поляризацию диэлектрика посредством соотношения

$$P_i = \frac{1}{V} \int_{(V)} \rho(\mathbf{r}) u_i(\mathbf{r}) d^3r \quad (4)$$

и используем соотношение $P_i = \chi_{ij} E_j$, где χ_{ij} — комплексная восприимчивость. Подставляя (2), (3) в (4) и используя свойства $\rho(-\mathbf{k}) = \rho^*(\mathbf{k})$, $\omega_{x-\mathbf{k}}^2 = \omega_{x\mathbf{k}}^2$, где * — знак комплексного сопряжения, можно найти для восприимчивости

$$\chi_{ij} = \frac{1}{\mu} \sum_{x=1}^3 \sum_{\mathbf{k}} \frac{|\rho(\mathbf{k})|^2 e_{xk_i} e_{xk_j}}{\omega_{x\mathbf{k}}^2 - \omega^2 - i\gamma'}. \quad (5)$$

В пределе $\gamma' \rightarrow +0$ для мнимой части тензора диэлектрической проницаемости $\epsilon''_{ij} = 4\pi \text{Im} \chi_{ij}$ можно найти из (5)

$$\epsilon''_{ij} = \frac{4\pi^2}{\mu} \sum_{x=1}^3 \sum_{\mathbf{k}} |\rho(\mathbf{k})|^2 e_{xk_i} e_{xk_j} \delta(\omega^2 - \omega_{x\mathbf{k}}^2), \quad (6)$$

где $\delta(\dots)$ — δ -функция Дирака.

Выражения (3)–(6) применимы при произвольном распределении заряда $\rho(\mathbf{r})$ в объеме диэлектрика. Рассмотрим характерные типы этого распределения.

1. Периодическое распределение. Рассмотрим распределение вида $\rho(\mathbf{r}) = \rho_0 \cos(\mathbf{k}_0 \mathbf{r})$, где $k_0 < 1/a \sim 10^8 \text{ см}^{-1}$ (a — величина порядка межатомного расстояния). Его можно рассматривать, в частности, как описывающее пространственную гармонику сверхрешетки. Подставляя данное распределение в (5), находим

$$\chi_{ij} = \frac{\rho_0^2}{2\mu} \sum_{x=1}^3 \frac{e_{xk_0 i} e_{xk_0 j}}{\omega_{xk_0}^2 - \omega^2 - i\gamma'}. \quad (7)$$

В пределе $\gamma' \rightarrow +0$ имеем из (6)

$$\epsilon''_{ij} = \frac{2\pi^2 \rho_0^2}{\mu} \sum_{x=1}^3 e_{xk_0 i} e_{xk_0 j} \delta(\omega^2 - \omega_{xk_0}^2). \quad (8)$$

В данном случае рассматриваемый механизм должен проявляться в виде дискретных максимумов поглощения. Выражения (7), (8) могут быть использованы также для анализа процесса прямого когерентного возбуждения гиперзвука (с частотами $\sim 10^{11} \text{--} 10^{12}$ Гц) ММ и СММ электромагнитными волнами, который должен существовать в этом случае [19].

2. Хаотическое распределение. Рассмотрим среду со случайным распределением плотности заряда $\rho(\mathbf{r})$. Предположим, что среда является макроскопически однородной, т. е. статистические характеристики ее не зависят от r . Предположим, кроме того, что расстояния, на которых существенны корреляции в распределении зарядов, много

* Величины $\mu\omega_{x\mathbf{k}}^2$ и $e_{x\mathbf{k}}$ являются соответственно собственным числом и собственным вектором матрицы $a_{im}(\mathbf{k}) = \lambda_{ikim} k_k k_i$, где \mathbf{k} можно рассматривать как параметр [18].

меньше макроскопических размеров диэлектрика. Для электрической поляризации среды в данном случае можно записать [8]: $P_i = \langle \rho(\mathbf{r}) u_i(\mathbf{r}) \rangle$, где $\langle \dots \rangle$ — знак статистического усреднения. Отсюда, используя (2), (3), можно найти для восприимчивости среды

$$\chi_{ij} = \frac{1}{\mu V} \sum_{x=1}^3 \sum_{\mathbf{k}} \frac{\tilde{K}(k) e_{xk_i} e_{xk_j}}{\omega_{xk}^2 - \omega^2 - i\gamma'}. \quad (9)$$

где $\tilde{K}(\mathbf{k}) = \int d^3r K(\mathbf{r}) e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}}$, $K(\mathbf{r}' - \mathbf{r}'') = \langle \rho(\mathbf{r}') \rho(\mathbf{r}'') \rangle$ — корреляционная функция плотности заряда. Переходя к пределу $\gamma' \rightarrow +0$, для мнимой части тензора диэлектрической проницаемости среды имеем из (9)

$$\epsilon''_{ij}(\omega) = \frac{4\pi^2}{\mu V} \sum_{x=1}^3 \sum_{\mathbf{k}} \tilde{K}(\mathbf{k}) e_{xk_i} e_{xk_j} \delta(\omega^2 - \omega_{xk}^2). \quad (10)$$

В данном случае функция $\tilde{K}(\mathbf{k})$ не равна нулю при различных \mathbf{k} [5, 8]. Поэтому выражение (10) описывает квазинепрерывный спектр диэлектрических потерь. Для непрерывного спектра потерь с той же частотной плотностью можно найти из (10) с помощью несложных преобразований следующее выражение:

$$\epsilon''_{ij}(\omega) = \frac{1}{2\pi\mu} \sum_{x=1}^3 \int_{\sigma_x(\omega)} d\sigma \frac{\tilde{K}(\mathbf{k}) e_{xk_i} e_{xk_j}}{|\partial\omega_{xk}^2/\partial\mathbf{k}|_n}, \quad (11)$$

где $(\partial\omega_{xk}^2/\partial\mathbf{k})_n$ — компонента градиента в скобках, нормальная к поверхности $\sigma_x(\omega)$ в \mathbf{k} -пространстве, заданной уравнением $\omega_{xk}^2 = \omega^2$.

Общее выражение (11) применимо для расчетов однофононных потерь в различных реальных диэлектриках, включая неидеальные кристаллы произвольной сингонии.

Для расчетов по формуле (11) требуются, помимо зависимостей ω_{xk} и e_{xk} от \mathbf{k} , явные выражения для Фурье-образа корреляционной функции $\tilde{K}(\mathbf{k})$.

Отметим прежде всего ряд общих свойств корреляционных функций (КФ) [8]. Из определения КФ следует, что $K(-\mathbf{r}) = K(\mathbf{r})$ и $\tilde{K}(-\mathbf{k}) = \tilde{K}(\mathbf{k}) = \tilde{K}^*(\mathbf{k})$. Из нейтральности диэлектрика в целом имеем

$$\int_{-\infty}^{+\infty} d^3r K(\mathbf{r}) = \tilde{K}(0) = 0. \quad (12)$$

Из указанных свойств следует, что $\tilde{K}(\mathbf{k}) \propto k^{2m}$ при $k \rightarrow 0$, где m — целое число ($m \geq 1$). КФ должны обычно быть изотропными, так как во многих случаях неупорядоченности формируются в жидком состоянии и замораживаются при затвердевании диэлектрика. Кроме того, как показано в [5, 8], конечные результаты в расчете потерь зависят от величины характерного радиуса корреляции (масштаба области спадаения $K(\mathbf{r})$ при возрастании $r = |\mathbf{r}|$), но слабо зависят от конкретной формы спадающей функции $K(\mathbf{r})$. Поэтому для количественных оценок можно использовать модельные КФ, имеющие простую аналитическую форму.

В [8] рассчитаны КФ для ряда моделей нейтральных в целом дефектов с конечными и не совпадающими между собой размерами областей положительного и отрицательного зарядов. В настоящей работе рассмотрим систему хаотически расположенных точечных зарядов различного знака и кратности (например, примесных ионов). В данном случае можно записать

$$\rho(\mathbf{r}) = \sum_{i,m} z_i e \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{im}), \quad (13)$$

где z_i, \mathbf{r}_{im} — кратность (с учетом знака заряда) и точка расположения m -го заряда i -го сорта; e — элементарный заряд. В пренебрежении корреляциями в расположении зарядов, считая равномерной плотность вероятности распределения положений зарядов в пространстве, можно найти при $V \rightarrow \infty$

$$K(\mathbf{r}) = A \delta(\mathbf{r}), \quad \bar{K}(\mathbf{k}) = A = \text{const}, \quad (14), (15)$$

где

$$A = \sum_i n_i z_i^2 e^2, \quad (16)$$

n_i — концентрация зарядов i -го сорта. В (14) δ -функция выражает автокорреляцию точечных зарядов. Для количественных оценок с учетом корреляций между разными зарядами достаточно рассмотреть модельную КФ, удовлетворяющую условию (12) (континуальный аналог КФ, рассмотренной в [5]), вида

$$K(\mathbf{r}) = A [\delta(\mathbf{r}) - (1/8\pi) r_c^{-3} \exp(-r/r_c)], \quad \bar{K}(\mathbf{k}) = A [1 - (1 + r_c^2 k^2)^{-2}], \quad (17)$$

где r_c — радиус корреляции. При $k > r_c^{-1}$ выражение (17) переходит в (15). При $k < r_c^{-1}$ имеем из (17) другой предельный случай (см. также [5, 8])

$$\bar{K}(\mathbf{k}) \simeq 2Ar_c^2 k^2 \simeq k^2. \quad (18)$$

Зависимости от \mathbf{k} в (15) и (18), отвечающие двум предельным случаям в (17), носят универсальный характер. Они совпадают с соответствующими зависимостями для ряда других модельных КФ, рассмотренных в [8].

Проведем общий анализ частотных зависимостей однофононных потерь для среды с произвольной упругой анизотропией на основе общего выражения (11), подставив в него (17).

При относительно высоких частотах $\omega > \omega_c$, когда поверхности $\sigma_x(\omega)$ (или те из них, которые вносят главный вклад в ϵ''_{ij}) находятся в пределах области $k > r_c^{-1}$, где КФ удовлетворяет соотношению (15), из (11) следует

$$\epsilon''_{ij} \simeq \frac{A}{2\pi\mu} \sum_x \int_{\sigma_x(\omega)} d\sigma \frac{e_{xk_i} e_{xk_j}}{|(\partial\omega_{xk}/\partial\mathbf{k})_n|} \sim \frac{2\pi^2 A}{\mu} \frac{g(\omega)}{\omega}, \quad (19)$$

где $g(\omega)$ — частотная плотность акустических нормальных мод, приходящаяся на единичный объем.

При $\omega \ll \omega_b$: $g(\omega) \simeq \omega^2$. Тогда при $\omega_c < \omega \ll \omega_b$ из (19) следует универсальная зависимость

$$\epsilon''_{ij} \simeq \omega. \quad (20)$$

Как известно из теории упругости [18], величины ω_{xk}^2/k^2 (а также векторы $e_{k,i}$) зависят лишь от направления вектора \mathbf{k} . Отсюда следует, что форма поверхностей $\sigma_x(\omega)$ в (11) не зависит от ω , а их площадь $\propto \omega^2$. Тогда при достаточно низких частотах, когда поверхности $\sigma_x(\omega)$ находятся в пределах области $k < r_c^{-1}$ (где выполняется (18)), имеет место универсальная зависимость

$$\epsilon''_{ij} \simeq \omega^3. \quad (21)$$

Таким образом, как и в изотропном случае [5, 8], в анизотропных средах существуют универсальные частотные зависимости (20) и (21). Однако в них, вообще говоря, возможны промежуточные области частот с другими зависимостями.

Для более полного количественного рассмотрения на основе выражения (11) требуется явный вид решения задачи о нормальных акустических колебаниях, т. е. зависимости частот $\omega_{k,i}$ и векторов поляризации $e_{k,i}$ от вектора \mathbf{k} для конкретных типов сред. Рассмотрим ниже в качестве примера два типа упругих сред: изотропные и анизотропные с гексагональной точечной симметрией.

В данном случае акустические ветви κ сводятся к двум вырожденным поперечным ветвям и одной продольной. Поверхности $\sigma_i(\omega)$ являются сферами с уравнениями $v_i^2 k^2 = \omega^2$ и $v_l^2 k^2 = \omega^2$, где v_i, v_l — скорости поперечного и продольного звука. Тензор $\epsilon''_{ij} = \epsilon'' \delta_{ij}$. Для величины ϵ'' из (11) следует выражение, найденное ранее в [8]

$$\epsilon'' = \frac{\omega}{3\mu} \left[\frac{2\tilde{K}(\omega/v_i)}{v_i^3} + \frac{\tilde{K}(\omega/v_l)}{v_l^3} \right]. \quad (22)$$

Из (22) и (17) в пренебрежении вкладом продольной ветви следует выражение, аналогичное найденному в [5] и применимое при $\omega \ll \omega_c$

$$\epsilon'' \simeq (2A\omega/3\mu v_i^2) [1 - (1 + r_c^2 \omega^2/v_i^2)^{-2}]. \quad (22a)$$

Из него следуют зависимость (20) при $\omega > \omega_c$ и зависимость (21) при $\omega < \omega_c$, где $\omega_c = v_i/r_c$. Приложение (22a) к стеклам имеется в [9].

Более общее выражение (22) проанализировано в [8] при различных модельных КФ, позволяющих описать спектр потерь во всей области частот, где проявляется рассматриваемый механизм. Из сравнения теории с экспериментом в [8] найдено, что в ряде стекол частоты ω_c , если они проявляются, находятся в ММ диапазоне, а радиусы корреляции $r_c \sim 1-3$ нм. Это близко к величинам, найденным в [9]. Заметим также, что найденные величины r_c близки к радиусам Онзагера $r_0 \sim e^2/\epsilon_k B T_0$ (ϵ — статическая диэлектрическая проницаемость; k_B — постоянная Больцмана), соответствующим температуре плавления стекол T_0 [17]. С другой стороны, в аморфном германии проявление корреляций в низкотемпературном спектре не выявлено [9]. Это можно связать с тем, что данный материал был создан в процессе напыления с относительно высокой скоростью.

3. Диэлектрики с гексагональной решеткой

Рассмотрим в качестве примера упругоанизотропных диэлектриков ⁴ среды с гексагональной точечной симметрией («гексагональные» среды). К ним относятся многие важные в научном или практическом отношении диэлектрики. Такие среды обладают изотропией упругих свойств в плоскости, перпендикулярной оси симметрии 6-го порядка, что упрощает анализ.

В данном случае, как известно, ненулевые компоненты тензора λ_{sklm}^i выражаются через пять независимых модулей упругости [18, 20]: $\lambda_{xxxx} = c_{11}$, $\lambda_{xyxy} = c_{12}$, $\lambda_{xxzz} = c_{13}$, $\lambda_{zzzz} = c_{33}$, $\lambda_{yzyz} = c_{44}$ (где c_{ij} — стандартные сокращенные обозначения модулей упругости; $i, j = 1, 2, \dots, 6$). Здесь предполагается, что ось координат z направлена вдоль оси симметрии 6-го порядка. При этом не равны нулю лишь диагональные компоненты тензора ϵ''_{ij} , которые сводятся к поперечной ϵ''_{\perp} и продольной ϵ''_{\parallel} компонентам: $\epsilon''_{xx} = \epsilon''_{yy} = \epsilon''_{\perp}$, $\epsilon''_{zz} = \epsilon''_{\parallel}$.

Используя решение задачи об акустических колебаниях в гексагональной среде [18] и подставляя его и (17) в (11), можно найти ϵ''_{\perp} и ϵ''_{\parallel} . Соответствующий подробный расчет и анализ, выходящие за рамки настоящей статьи, даны в [17]. Приведем лишь выражения для величин ϵ''_{\perp} и ϵ''_{\parallel} в области частот, соответствующих зависимости (20). При этом для сред, удовлетворяющих условию $(c_{13} + c_{44})^2 \ll c_{11}^2, c_{33}^2$, величины ϵ''_{\perp} и ϵ''_{\parallel} могут быть выражены в явном виде через параметры вещества

$$\epsilon''_{\perp} \simeq A\mu^{1/2} (3c_{11} - c_{12}) \omega / 2c_{44}^{1/2} c_{11} (c_{11} - c_{12}), \quad \epsilon''_{\parallel} \simeq A\mu^{1/2} \omega / c_{33}^{1/2} c_{44}. \quad (23)$$

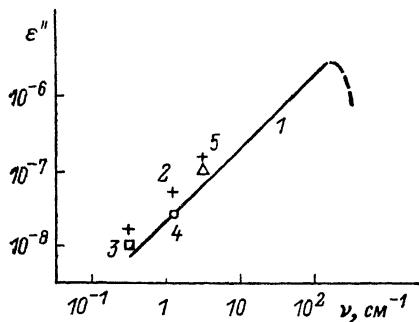
Рассмотрим в качестве примера конкретного кристалла сапфир. В некоторых образцах лейкосапфира (синтетического бесцветного сапфира

⁴ Отметим, что в литературе практически отсутствуют явные выражения через параметры вещества для диэлектрических потерь, связанных с каким-либо решеточным механизмом, в упругоанизотропных средах (реальных кристаллах) в рассматриваемом диапазоне.

с малой концентрацией примесей) наблюдались минимальные потери в СВЧ диапазоне при низких температурах [11, 12]. Представляют интерес оценки однофононных потерь, которые не зависят от температуры и ограничивают снизу потери при определенном содержании неупорядоченностей, в частности примесных ионов.

Данный кристалл относится к тригональной системе, кристаллическому классу $\bar{3}m$ [20]. В этом классе модули упругости выражаются, вообще говоря, через шесть независимых параметров [18]. Однако в случае сапфира модуль $c_{11} = \lambda_{xyz}$ весьма мал по сравнению с другими модулями [20]. Поэтому матрица c_{ij} приближенно сводится к матрице, соответствующей кристаллам гексагональной системы и зависящей от пяти параметров. В единицах 10^6 н/см² для сапфира имеем [20]: $c_{11} = 49.7$, $c_{12} = 16.4$, $c_{13} = 11.1$, $c_{14} = 14.7$, $c_{33} = 49.8$. Кроме того, $\rho = 4$ г/см³.

Рассмотрим однофононные потери в лейкосапфире, содержащем хаотически расположенные примесные ионы Cr^{3+} с кратностью заряда $z_1 = 3$ и концентрацией n_1 . Предположим, что заряды ионов хрома компенсируются хаотически расположенными отрицательными зарядами с крат-



Диэлектрические потери в высокосовершенных кристаллах лейкосапфира.

1 — теоретический расчет ϵ''_{\parallel} при концентрации примесных ионов хрома 10^{-4} вес. %, 2—5 — экспериментальные величины ϵ'' [12] для одного из относительно совершенных образцов (2) и трех различных образцов (3—5) с наименьшими потерями. $T \geq 4$ К.

ностью $z_2 = -1$. Тогда из (16) имеем $A = 12n_1e^2$. В пренебрежении корреляциями между разными зарядами или при относительно высоких частотах, где они не проявляются, можно использовать формулы (23). В случае сапфира из них следует, что $\epsilon''_{\perp}/\epsilon''_{\parallel} \sim 1$.

Результаты абсолютного количественного расчета ϵ''_{\parallel} на основе (23) для лейкосапфира с концентрацией ионов хрома 10^{-4} вес. % ($n_1 \approx 0.5 \times 10^{17}$ см⁻³), минимальной для образцов, исследованных в [12], приведены на рис. 1. Пунктиром схематически отмечен спад потерь при $\nu \geq \geq 200$ см⁻¹ ($\nu = \omega/(2\pi c)$ — волновое число, c — скорость света), который должен существовать в связи с наличием высокочастотной границы акустических мод. Рассчитанные потери хорошо согласуются (как по температурно-частотной зависимости $\epsilon'' \propto T^0\omega$, так и по абсолютной величине) с данными измерений, полученных при низких температурах в [12] (рис. 1). Не исключено, однако, что при относительно низких частотах (в сантиметровом диапазоне) корреляции между неупорядоченными зарядами могут быть существенными и величины потерь, связанных с последними, значительно меньше следующих из (23) (и быстро падают с понижением частоты согласно (21)). При этом основной вклад в однофононные потери может быть обусловлен дефектами структуры решетки [2].

Потери с температурно-частотной зависимостью вида $\epsilon'' \propto T^0\omega$, соответствующей выражениям (20), (23), наблюдались в поликристаллических гексаферритах бария ($\text{BaO} \cdot 6\text{Fe}_2\text{O}_3$) в ММ диапазоне при 78—320 К [10]. Их величины на несколько порядков больше, чем в рассмотренном выше случае лейкосапфира (и соизмеримы с наблюдаемыми в некоторых стеклах [9]). Это объясняется значительно большей микроскопической неупорядоченностью данного твердого раствора.

Расчеты однофононных диэлектрических потерь на основе рассмотренной теории могут быть в принципе выполнены для реальных диэлектриков различных типов, включая неидеальные кристаллы, относящиеся к произвольной кристаллической системе. Данная теория может быть исполь-

зована также для рассмотрения генерации гиперзвука ММ и СММ электромагнитными волнами.

Автор благодарит А. В. Галдецкого, Б. З. Каценеленбаума и В. В. Мериакри за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Виноградов В. С. // ФТТ. 1962. Т. 4. № 3. С. 712—717; Гуревич В. Л. // ФТТ. 1979. Т. 21. № 11. С. 3453—3461; Гарин Б. М., Галдецкий А. В. // Опт. и спектр. 1985. Т. 50. № 5. С. 987—990.
- [2] Галдецкий А. В., Гарин Б. М. // Препринт ИРЭ АН СССР. 1981. № 17 (320). 31 с.
- [3] Лысенко Е. Е. // ЖТФ. 1938. Т. 8. № 18. С. 1637—1641.
- [4] Виноградов В. С. // ФТТ. 1960. Т. 2. № 10. С. 2622—2628; 1962. Т. 4. № 11. С. 3348—3349; Тр. ФИАН. 1969. Т. 48. С. 76—144.
- [5] Schlomann E. // Phys. Rev. 1964. V. A135. N 2. P. 413—419.
- [6] Hadni A., Claudel J., Gerbaux X., Morlot G., Munier J.-M. // Appl. Opt. 1965. V. 4. N 4. P. 487—494.
- [7] Amrhein E. M., Neil H. // J. Phys. Chem. Sol. 1971. V. 32. N 8. P. 1925—1933.
- [8] Галдецкий А. В., Гарин Б. М. // Препринт ИРЭ АН СССР. 1983. № 17 (372). 27 с.
- [9] Strom U., Taylor P. C. // Phys. Rev. B. 1977. V. 16. N 12. P. 5512—5522.
- [10] Гарин Б. М., Куликов А. С., Ушаткин Е. Ф. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 8. С. 2420—2423.
- [11] Брагинский В. Б., Багдасаров Х. С., Булыгин Ф. В., Ильченко В. С. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. № 7. С. 427—430.
- [12] Ильченко В. С. // Автореф. канд. дис. М., 1986.
- [13] Whalley E., Bertie J. E. // J. Chem. Phys. 1967. V. 46. N 4. P. 1264—1284.
- [14] Bagdade W., Stolen R. // J. Phys. Chem. Sol. 1968. V. 29. N 11. P. 2001—2008.
- [15] Birch J. R., Cook R. J., Harding A. F. e. a. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1975. V. 8. N 11. P. 1353—1358.
- [16] Белоус А. Г., Бутко В. И., Новицкая Г. И., Поплавко Ю. М., Ушаткин Е. Ф. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 7. С. 2013—2015.
- [17] Гарин Б. М. // Препринт ИРЭ АН СССР. 1988. № 2 (477). 33 с.; Тез. докл. XIII Всес. совещ. по теории полупроводников. Ереван, 1987. С. 85.
- [18] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости. М., 1965: 203 с.
- [19] Garin B. M. // II Int. Symp. on Surface Waves in Solids and Layered Structures and IV National Sci. Techn. Conf. «Acoustoelectronics-89». Proc. . . . V. 2. Varna, 1989. P. 300—302.
- [20] Акустические кристаллы / Под ред. М. П. Шаскольской. М., 1982. 632 с.

Институт радиотехники и электроники
Фрязино
Московская обл.

Поступило в Редакцию
14 мая 1990 г.