

Диэлектрическая релаксация в кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$

© Т.В. Панченко

Днепропетровский университет,
320625 Днепропетровск, Россия

(Поступила в Редакцию 5 ноября 1996 г.
В окончательной редакции 3 марта 1997 г.)

Исследованы аномалии диэлектрических свойств нелегированных и легированных ионами Al и Ga кристаллов $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ в диапазоне частот $\nu = 10^2\text{--}10^6$ Hz и температур $T = 300\text{--}800$ K. Показано, что они обусловлены процессами дебаевской релаксации, определены параметры релаксаторов. Обсуждается механизм электронной тепловой поляризации.

Кристаллы силленитов $\text{Bi}_{12}\text{MO}_{20}$ (ВМО, где $M = \text{Si}, \text{Ge}, \text{Ti}$) имеют объемно центрированную кубическую решетку симморфной пространственной группы $I23(T^3)$. Их диэлектрические свойства изучались в [1–12]. Отмечены высокие значения диэлектрической проницаемости ϵ при комнатной температуре [1–7]. Исследовались температурно-частотные характеристики $\epsilon(\nu, T)$ и тангенса диэлектрических потерь $\text{tg } \delta(\nu, T)$ в диапазоне частот $\nu = 10^2\text{--}10^7$ Hz [9,11] и в области СВЧ [10] в интервале температур 6–500 K.

Показано, что повышенная ϵ , небольшие потери, термостабильность делают кристаллы ВМО перспективными для техники СВЧ. Наблюдались аномалии $\text{tg } \delta$ (при $T < 100$ K, $\nu = 10$ GHz), вызванные релаксационными процессами с малым значением потенциального барьера для релаксаторов ($E_a \cong 0.05$ eV) [10]. Это значение E_a согласуется с оценкой энергии активации $E_a = 0.0441$ eV "дипольных" примесей, обуславливающих релаксационный максимум $\epsilon(T)$ в диапазоне звуковых частот при $T < 60$ K в кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ (BGO) [9]. Отмечена взаимосвязь между интенсивностью желтой окраски кристаллов BGO и "силой" релаксации (концентрацией) дипольной примеси [9].

Особенности диэлектрических свойств кристаллов $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO), характерные для релаксационной дисперсии, наблюдались в [11]: максимум $\text{tg } \delta(\nu)$ ($\nu_{\text{max}} \sim 10^5$ Hz при $T = 300$ K) и смещение к $T > 500$ K участка быстрого роста $\epsilon(T)$ и $\text{tg } \delta(T)$ с увеличением ν в диапазоне от $5 \cdot 10^2$ до 10^4 Hz. Однако природа этих особенностей не изучалась.

Исследования температурных зависимостей внутреннего трения $Q_r^{-1}(T)$ и диэлектрических свойств нелегированных и легированных ионами Al и Sr кристаллов BSO при $\nu = 10^3$ Hz выявили аномалии $Q_r^{-1}(T)$, $\epsilon(T)$ и $\text{tg } \delta(T)$ в интервале температур 500–700 K, связанные с примесью Al и Sr. Предполагается, что ответственными за них являются упругие диполи типа "примесь-вакансия" с тригональной симметрией положения в решетке [12].

При исследовании кристаллов BSO методами термостимулированной деполяризации (ТСД) определен вклад квазидипольного механизма поляризации в формирование термо- и фотоэлектретного состояния [13–15].

Таким образом, имеющиеся результаты указывают на те или иные проявления релаксационной поляризации в кристаллах ВМО, однако релаксационные процессы, природа и параметры релаксаторов изучены недостаточно.

В данной работе приведены результаты дальнейшего исследования низкочастотной диэлектрической релаксации в номинально чистых и легированных ионами Al и Ga кристаллах BSO.

1. Методика эксперимента

Оптически однородные кристаллы BSO, BSO:Al и BSO:Ga были выращены методом Чохральского [16]. Содержание примесей Al и Ga составляло 0.01 и 0.02 wt.% соответственно, содержание неконтролируемой примеси не превышало 10^{-3} wt.%.

Образцы были приготовлены в виде полированных брусков размером $(0.5\text{--}1.5) \times 3 \times 5$ mm. На поверхности 3×5 mm, вырезанные в плоскости (001), методом катодного распыления в вакууме наносились Pt-электроды, барьерные свойства которых описаны в [17]. Для приведения к равновесному начальному состоянию электронной подсистемы образцы прогревались до 900 K с последующим медленным охлаждением (~ 2 суток).

Зависимости $\epsilon(T)$ и $\text{tg } \delta(T)$ исследовались в диапазоне $\nu = 10^2\text{--}10^5$ Hz и в интервале температур 300–800 K при помощи моста переменного тока P5083. Мост обеспечивал автоматический выбор характера реактивности эквивалентной схемы замещения исследуемых образцов, точность измерения ϵ и $\text{tg } \delta$ составляла 3 и 5% соответственно. Измерения выполнялись в режиме линейного нагрева образцов со скоростью $b = 0.16$ K \cdot s $^{-1}$. Регистрировались также токи ТСД $I(T)$ с использованием автоматизированной на микро-ЭВМ установки, описанной в [14].

Условия поляризации образцов варьировались в следующих пределах: поляризующее напряжение $U_p = 10\text{--}10^3$ V, температура поляризации $T_p = 300\text{--}600$ K. Время поляризации (30 min) было одинаковым.

В исследуемой области температур сквозная электропроводимость σ деформирует зависимости $\text{tg } \delta(T)$, поэтому для расчета мнимой части комплексной диэлектрической проницаемости $\epsilon''(T)$ были использованы

спектры $I(T)$ токов ТСД. Согласно [18], они могут быть преобразованы в $\varepsilon''(T)$ из соотношения

$$\varepsilon''(T) = 1.47F(T) \cdot I(T) / \varepsilon_0 E_p, \quad (1)$$

где $F(T) = b^{-1}kT^2/E_a^*(T)$, k — постоянная Больцмана, $\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \text{Fm}^{-1}$, $E_a^*(T)$ — функция распределения энергии активации электрически активных дефектов по температуре, E_p — напряженность поляризующего поля.

Зависимости $E_a^*(T)$ были получены экспериментально с использованием метода фракционной ТСД [19]. В пределах каждой фракции скорость нагрева $b = 0.16 \text{ K} \cdot \text{s}^{-1}$ была постоянной, глубина осцилляций температуры $\Delta T = 50 \text{ K}$, шаг фракции $\delta T = 20 \text{ K}$. При этом кривая тока ТСД $I(T)$ разбивается на семейство начальных участков, их наклон в координатах Аррениуса дает значение энергии активации E_a^* для каждой фракции. Метод "наклона" обеспечивает точность определения $E_a^* \sim 2\%$ вне зависимости от механизма поляризации (дипольный, объемно-зарядовый) и кинетики релаксационного процесса. Величина заряда, накопленного в процессе поляризации, определялась интегрированием кривых тока ТСД $Q = \int_{t_1}^{t_2} I[T(t)]dt$ при переходе на временную шкалу, где t_1, t_2 — моменты времени, соответствующие выбранному интервалу температур.

2. Результаты и обсуждение

1) Нелегированные кристаллы BSO. Температурные зависимости действительной части комплексной диэлектрической проницаемости $\varepsilon'(T)$ демонстрируют широкую структурированную полосу повышенных значений ε' в области температур $T = 500-800 \text{ K}$. При $T = 750 \text{ K}$ наблюдаются "всплеск" и резкое уменьшение ε' , максимумы $\text{tg} \delta(T)$ также имеют место, однако рост сквозной проводимости σ затрудняет определение их температурного положения. Увеличение ν до $2 \cdot 10^5 \text{ Hz}$ подавляет аномалии $\varepsilon'(T)$ и $\text{tg} \delta(T)$, что указывает на их релаксационную природу (рис. 1, а). Частотные зависимости $\text{tg} \delta(T)$ проходят через максимум в диапазоне $\nu = 10^2-10^4 \text{ Hz}$, что аналогично результатам, приведенным в [11].

На зависимости $\varepsilon'(T)$ и $\text{tg} \delta(T)$ влияют условия предварительной поляризации образцов. С увеличением U_p и T_p ε' растет, структура спектров $\varepsilon'(T)$ становится более четкой. При идентичных условиях поляризации резкому уменьшению ε' при $T = 750 \text{ K}$ соответствует инверсия знака тока ТСД [14]. Зависимости $\varepsilon'(T)$ обнаруживают высокую чувствительность к освещению. При этом область диэлектрической релаксации сдвигается в сторону более низких температур (рис. 1, а). Можно заключить, что диэлектрическая релаксация связана с центрами окраски, обуславливающая фотохромный эффект в кристаллах BSO при освещении из сине-зеленой области спектра [20].

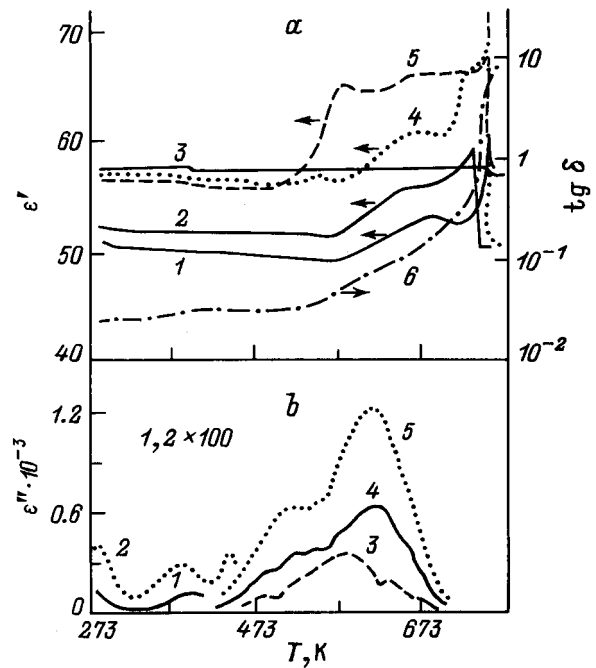


Рис. 1. а) Экспериментальные температурные зависимости ε' (1-5) и $\text{tg} \delta$ (6) кристаллов BSO при $\nu = 10^2$ (1, 2, 4-6) и 10^5 Hz (3) до поляризации (2) и после поляризации в темноте (1, 3-6) и при освещении зеленым светом (5). Условия поляризации: $E_p = 3.1 \cdot 10^5$ (4, 6), $5.4 \cdot 10^5 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$ (3, 5), $T_p = 300 \text{ K}$. б) Расчетные температурные зависимости ε'' кристаллов BSO после поляризации в темноте. Условия поляризации: $E_p = 3.3 \cdot 10^5$ (1-3), $4.4 \cdot 10^5$ (4), $5.6 \cdot 10^5 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$ (5), $T_p = 220$ (1), 250 (2) и 520 К (3, 5).

Низкотемпературные склоны зависимостей $\varepsilon(T)$ подчиняются экспоненциальному закону типа

$$\varepsilon'(T) \sim \exp(-E_{a1}/kT) \quad (2)$$

с $E_{a1} = 0.076-0.082 \text{ eV}$ (табл. 1), близкой к значению энергии активации электропроводимости на переменном токе [11,21].

Расчетные температурные зависимости $\varepsilon''(T)$ (рис. 1, б), так же как и $\varepsilon'(T)$, имеют сложную структуру и аналогичным образом зависят от условий поляризации, однако значения ε'' выше, чем ε' , на один-два порядка величины. Спектры $\varepsilon''(T)$ смещены в область более низких температур, поскольку совпадение истинных и расчетных зависимостей имеет место, если измерения $\varepsilon''(T)$ производятся на частоте $\omega = E_a^*b/kT_m^2$, где T_m — температура максимума тока ТСД [18]. Значения ω для найденных E_a^* попадают в область инфранизких частот. Низко- и высокотемпературные склоны пиков зависимостей $\varepsilon''(T)$ хорошо описываются соответствующими выражениями типа

$$\varepsilon''(T) \sim (A_1/T) \exp(-E_{a2}/kT), \quad (3)$$

$$\varepsilon''(T) \sim (A_2/T) \exp(E_{a3}/kT), \quad (4)$$

Таблица 1. Параметры релаксационной поляризации и сквозная электропроводность σ чистых и легированных кристаллов BSO

Кристалл	E_{a1} , eV	E_{a4} , eV	σ , $\Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$	ε'	Q , С
BSO	0.076		$1.5 \cdot 10^{-13}$ (300 К)	58 (300 К)	$3 \cdot 10^{-7}$
			$1.2 \cdot 10^{-7}$ (780 К)	66 (780 К)	
BSO:Ga		1.35 1.25 1.15	$1.6 \cdot 10^{-10}$ (300 К)	99 (300 К)	$3.1 \cdot 10^{-6}$
			$1.2 \cdot 10^{-6}$ (620 К)	4800 (620 К)	
			0.96	0.93	
			0.45	0.44	
			0.25		
BSO:Al		1.27 1.13 1.05 0.97	$6 \cdot 10^{-10}$ (300 К)	56.3 (300 К)	$5.1 \cdot 10^{-7}$
			$5 \cdot 10^{-6}$ (600 К)	890 (600 К)	
			0.75	0.78	
			0.43	0.48	
			0.21		

Примечание. Значения σ , ε' , Q получены после предварительной поляризации при $T_p = 300$ К, $U_p = 400$ В. В скобках указана температура измерений.

где A_1, A_2 не зависят от температуры, $E_{a2} \approx E_{a3}$ и близки к аналогичным величинам, приведенным в [14,15].

2) Кристаллы BSO:Al и BSO:Ga. В кристаллах BSO:Al и BSO:Ga наблюдаются интенсивные пики зависимостей $\varepsilon'(T)$ в области температур $T_2 = 500-600$ К, соответствующей начальному участку роста ε' для нелегированного BSO. Кроме того, в кристаллах в области температур $T_1 = 300-400$ К имеется пик меньшей интенсивности. Зависимости $\text{tg } \delta(T)$ характеризуются слабо выраженными максимумами. Формирование термоэлектрического состояния приводит к значительному смещению пиков $\varepsilon'(T)$ в область более низких температур. С увеличением U_p и T_p сложная форма этих кривых проявляется более четко, что свидетельствует о наличии набора релаксаторов, при этом вклад более высокотемпературных из них увеличивается (части a, c на рис. 2, 3).

С ростом частоты пики $\varepsilon'(T)$, аналогично тому как показано в [22], сдвигаются в область более высоких температур, а их интенсивность падает. При $\nu = 3 \cdot 10^6$ Hz они полностью подавлены. Смещение пиков $\varepsilon'(T)$ использовалось для оценки энергии активации релаксаторов E_{a4} как

$$E_{a4} = kT_{m1}T_{m2} \ln(\nu_{m2}/\nu_{m1}) / (T_{m2} - T_{m1}), \quad (5)$$

где T_{m1}, T_{m2} — температуры максимумов $\varepsilon'(T)$ на частотах ν_{m1}, ν_{m2} соответственно (табл. 1). Максимумы частотных зависимостей $\text{tg } \delta(T)$ смещаются в область более высоких частот с ростом температуры.

Низкотемпературные склоны кривых $\varepsilon'(T)$ описываются выражениями (2) с несколькими значениями энергии активации и E_{a1} (табл. 1). Высокотемпературные склоны подчиняются закону Кюри, $\varepsilon' \sim KT^{-1}$ с постоянной Кюри $K = 10^6-10^7$ К $^{-1}$.

Спектры $\varepsilon''(T)$, так же как и $\varepsilon'(T)$, имеют сложную структуру. Они закономерно смещены в низкотемпера-

турную область, однако основным пикам легко поставить в соответствие их двойники в спектрах $\varepsilon'(T)$, при этом расчетные значения ε'' и экспериментально найденные ε'' одного порядка величины (в отличие от таковых для кристаллов BSO). Влияние условий поляризации отличается от влияния на $\varepsilon'(T)$ тем, что с ростом U_p и T_p максимумы $\varepsilon''(T)$ смещаются в область более низких или высоких температур (части b, d на рис. 2, 3). Низко- и высокотемпературные склоны пиков $\varepsilon''(T)$ хорошо описываются уравнениями Дебая (3) и (4), где $E_{a2} \approx E_{a3}$ и близки к аналогичным величинам, приведенным в [14,15].

Таким образом, аномалии $\varepsilon'(T)$ и $\varepsilon''(T)$ имеют характерные черты дебаевской релаксации, однако вопрос о механизме поляризации и природе релаксаторов достаточно сложен.

В связи с увеличением сквозной электропроводности σ (табл. 1) рост ε' для легированных кристаллов BSO может быть обусловлен увеличением вклада объемно-зарядовой поляризации. Однако однозначная корреляция между значениями ε' , величиной накопленного при поляризации заряда Q и значениями σ отсутствует (табл. 1). В отличие от нелегированного BSO не наблюдается также характерной для объемно-зарядовой поляризации [23] зависимости Q от толщины образцов.

Исследования токов ТСД показали, что для кристаллов BSO:Al и BSO:Ga выполняется принцип зарядовой инвариантности Гросса, т. е.

$$\int I[t, T(t)] dt = \text{const}, \quad (6)$$

вне зависимости от скорости нагревания (использовались скорости $b_1 = 0.16$ К \cdot с $^{-1}$ и $b_2 = 0.06$ К \cdot с $^{-1}$). Согласно [24], это позволяет исключить из рассмотрения объемно-зарядовую поляризацию Максвелл-Вагнеровского типа.

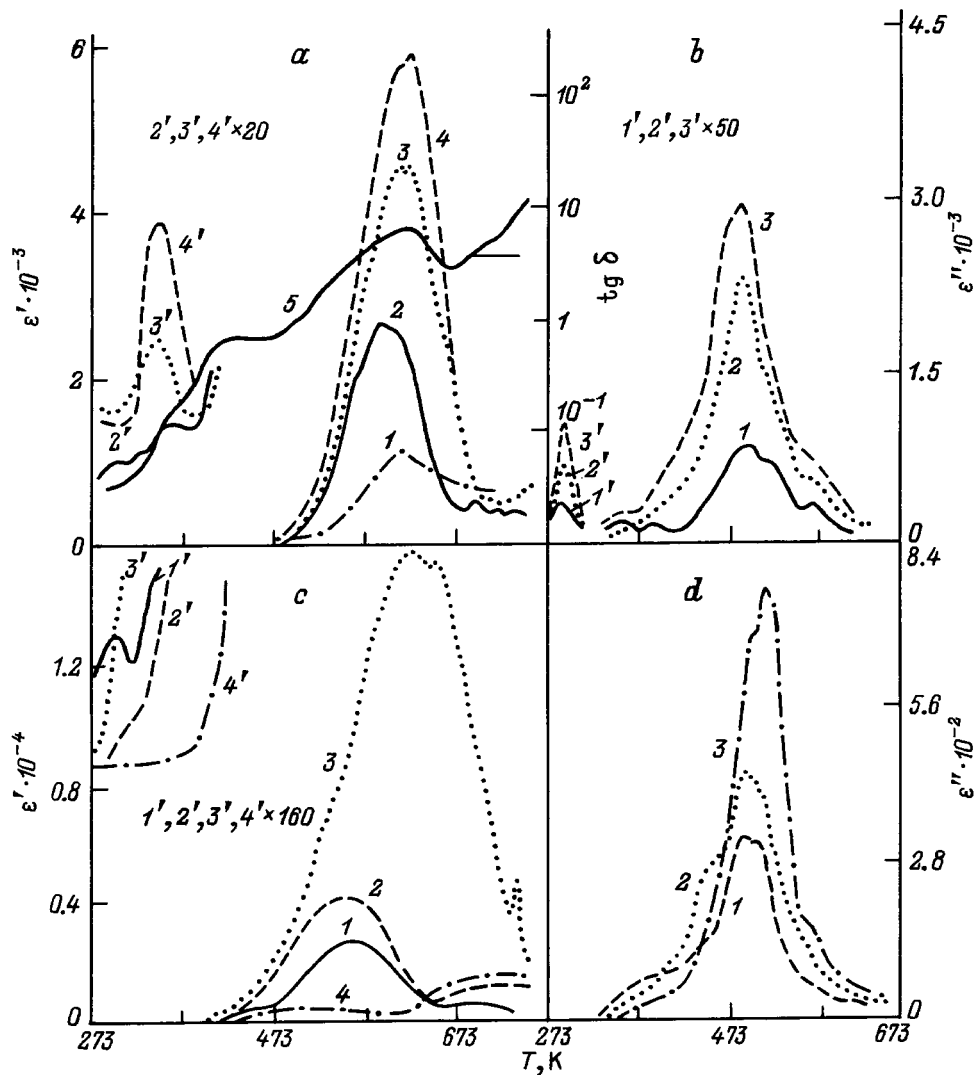


Рис. 2. Экспериментальные зависимости $\epsilon'(T)$, $\text{tg } \delta(T)$ при $\nu = 10^2$ Hz (*a, c*) и расчетные зависимости $\epsilon''(T)$ (*b, d*) кристаллов BSO:Ga до (*a, 1*) и после поляризации в темноте (*a, 2-5, 2'-4'*; *b-d*). Условия поляризации: постоянная температура поляризации $T_{p1} = 300$ К (*a, 2-5, 2'-4'*; *b, 1-3*) при различных напряженностях поляризующего поля $E_p = 3.3 \cdot 10^5$ (*a, 2, 2'*; *b, 1, 1'*), $4.4 \cdot 10^5$ (*a, 3, 3', 5*; *b, 2, 2'*) и $6 \cdot 10^5$ В · м⁻¹ (*a, 4, 4'*; *b, 3, 3'*) и $T_{p2} = 250$ К (*b, 1'-3'*); постоянная напряженность поляризующего поля $E_p = 2.4 \cdot 10^5$ В · м⁻¹ (*c, d*) при различных температурах поляризации $T_p = 330$ (*c, 1, 1'*), 370 (*c, 2, 2'*; *d, 1*), 420 (*c, 3', 3'*; *d, 2*) и 470 К (*c, 4, 4'*; *d, 3*).

Блокирующие свойства контактов Pt–BSO обуславливают температурную зависимость емкости образцов $C(T)$, так как освобождение носителей заряда из ловушек в приконтактной области обеднения приводит к уменьшению ее толщины по мере роста температуры. При этом зависимости $C(T)$ характеризуются только ступенчатым спаданием (освобождение электронов) или ростом C (освобождение дырок) [23]. Слабый ступенчатый рост ϵ' на низкотемпературных склонах кривых $\epsilon'(T)$ наблюдается для кристаллов BSO:Al (рис. 3, *a, c*). Однако он не определяет вида кривых $\epsilon'(T)$ в целом.

Термодеполяризационный анализ [15] выявил увеличение вклада квазидипольной поляризации в кристаллах BSO, легированных ионами Al и Ga. Кроме того, в кристаллах BSO:Al наблюдаются аномалии акустических

потерь, коррелирующие с диэлектрическими. Акустические потери не связаны с объемным зарядом [12].

Таким образом, заключаем, что аномалии $\epsilon(T)$ обусловлены тепловой квазидипольной (ионной или электронной) поляризацией. В пользу их квазидипольной природы свидетельствует нелинейная зависимость ϵ' от напряженности электрического поля E , характер которой изменяется с температурой (рис. 4, *a*). Тесная связь с дефектами кристаллической решетки проявляется в зависимостях ϵ' от температуры отжига T^* . С ростом T^* величина ϵ' , измеренная при $T_1 = 300$ К, падает (BSO:Ga) или практически не изменяется (BSO:Al), в то время как ϵ' , измеренная при $T_2 = 500$ К, проходит через острый (BSO:Ga) или пологий (BSO:Al) максимум (рис. 4, *b*). Рост ϵ' по мере увеличения T^* обусловлен частичным

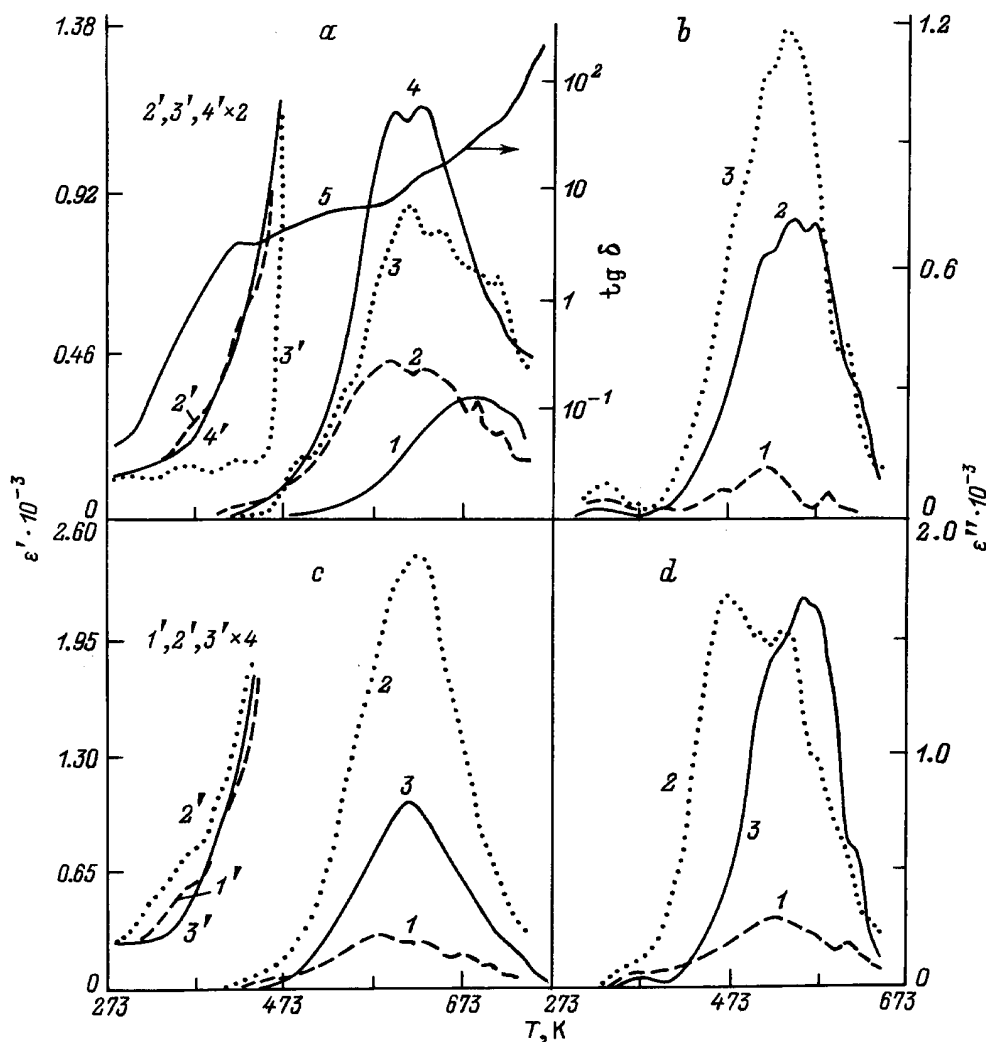


Рис. 3. Экспериментальные зависимости $\epsilon'(T)$, $\text{tg } \delta(T)$ при $\nu = 10^2$ Hz (*a, c*) и расчетные зависимости $\epsilon''(T)$ (*b, d*) кристаллов BSO:Al до (*a, 1*) и после поляризации в темноте (*a, 2-5, 2'-4'*; *b-d*). Условия поляризации: постоянная температура поляризации $T_p = 300$ К (*a, b*) при различных значениях напряженности поляризующего поля $E_p = 3.3 \cdot 10^5$ (*a, 2, 2'*; *b, 1*), $4.4 \cdot 10^5$ (*a, 3, 3'*; *b, 2*), $8.3 \cdot 10^5$ В · м⁻¹ (*a, 4, 4'*; *b, 3*); постоянная напряженность поляризующего поля $E_p = 3.3 \cdot 10^5$ В · м⁻¹ (*c, d*) при различных температурах поляризации $T_p = 330$ (*c, 1, 1'*; *d, 1*), 420 (*c, 2, 2'*; *d, 2*) и 470 К (*c, 3, 3'*; *d, 3*).

снятием внутренних механических напряжений и "облегчением" процессов реполяризации квазидиполей или их ассоциированных комплексов, экспоненциальное увеличение и уменьшение ϵ' до и после достижения некоторой критической температуры отжига T_{max}^* указывает на процессы ассоциации и диссоциации комплексов. Оценка энергии ассоциации дает значения $E_{as} \approx 0.41$ eV, энергии диссоциации — $E_{d1} \approx 0.05$ eV и $E_{d2} \approx 0.87$ eV для низко- (1) и высокотемпературных (2) пиков кристаллов BSO:Ga соответственно. В кристаллах BSO:Al слабое уменьшение ϵ'' (вблизи 500 К) после достижения T_{max}^* характерно для обычного теплового разброса квазидиполей. Аналогично T^* влияет температура поляризации T_p (части *c* на рис. 2, 3). Диссоциация комплексов приводит к резкому уменьшению ϵ' в области доминирующих максимумов и выделению в спектре $\epsilon'(T)$ наиболее высокотемпературных пиков (рис. 3, *c*).

Чувствительность кристаллов BSO к легированию ионами Al и Ga заметна по изменению статической диэлектрической проницаемости ϵ_s при комнатной температуре, где $\sigma < 10^{-9}$ Ω⁻¹ · см⁻¹ (табл. 2). Это позволяет сделать приблизительную оценку среднего дипольного момента p_0 релаксирующих квазидиполей, воспользовавшись известным соотношением

$$np_0^2/12kT \approx 3(\epsilon_s - \epsilon_\infty)/\epsilon_\infty, \quad (7)$$

где $\epsilon_\infty = 33$ — высокочастотная диэлектрическая проницаемость [10], обусловленная поляризацией электронного и ионного упругого смещения и не зависящая от температуры. При данном уровне легирования $n \sim 2 \cdot 10^{19}$ см⁻³ в обоих (Al, Ga) случаях, однако p_0 для кристаллов BSO:Ga выше, чем для кристаллов BSO:Al. Легирование Ga приводит, кроме того, к увеличению так

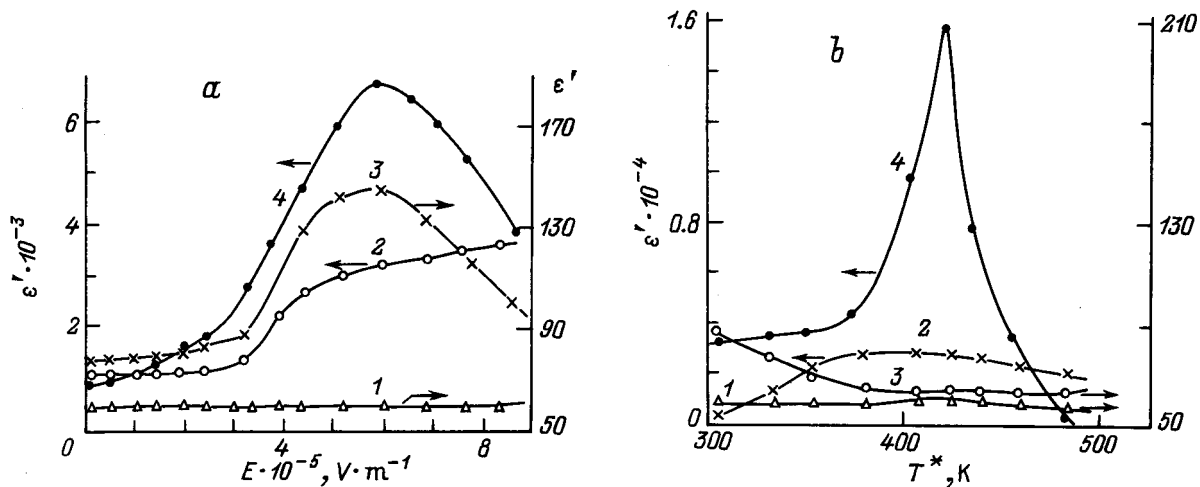


Рис. 4. Влияние электрического поля температуры отжига (b) на диэлектрическую проницаемость кристаллов BSO:Al (1, 2) и BSO:Ga (3, 4) при различных температурах. T (K): a) 1, 2 — 400, 2 — 500, 4 — 510; b) 1, 3 — 400, 2, 4 — 500.

называемой "силы" релаксаторов $f_r = \Delta\epsilon = (\epsilon_s - \epsilon_\infty)$ (табл. 2). Если $p_0 = |e|L$, где e — заряд электрона, то линейные размеры квазидиполей L оказываются порядка $(2-5)a$ ($a \sim 10 \text{ \AA}$ — постоянная решетки кристаллов BSO). Эта величина все же кажется разумной, поскольку имеют место процессы ассоциации квазидиполей.

Принимая во внимание электронный тип проводимости кристаллов BSO, высокое значение эффективной массы электронов $m^* = 14m_0$ [25] (m_0 — масса свободного электрона), которое свидетельствует в пользу их пребывания в поляронном состоянии, некоторое увеличение константы электрон-фононного взаимодействия при легировании Al и Ga [26] и, наконец, значительную концентрацию вакансий по Si ($\sim 19^{19} \text{ cm}^{-3}$ [27]), заключаем, что аномалии диэлектрических свойств в кристаллах BSO:Ga и BSO:Al обусловлены электронной тепловой поляризацией. Она обеспечится термоактивированными перебросами электронов (дырок), локализованных на двух или нескольких эквивалентных ловушках.

В качестве квазидиполя может выступать дефектный кислородный тетраэдр, где вакансии ионов Si^{4+} замещены Al^{3+} или Ga^{3+} . Зарядовая компенсация обеспечивается локализацией дырки на одном из ионов кислорода. Дипольный момент таких тетраэдров в дымчатом кварце определен методом ЭПР в [28], а механизм электронной тепловой поляризации разработан в [29].

Учитывая далее, что высокая поляризуемость кристаллической решетки BSO обусловлена висмут-кислород-

ными комплексами, связи которых с кремний-кислородными тетраэдрами носят преимущественно ковалентный характер [30], полагаем, что упорядочение дипольных моментов дефектных тетраэдров во внешнем электрическом поле вызывает поляризацию висмут-кислородных комплексов. Это значительно усиливает роль механизма электронной тепловой поляризации и объясняет диэлектрические аномалии в кристаллах BSO:Ga, BSO:Al.

Автор признателен Г.В. Снежному и Ю.Н. Потаповичу за помощь в проведении экспериментов.

Список литературы

- [1] A.A. Ballman. J. Cryst. Growth **1**, 1, 37 (1967).
- [2] M. Onoe, A.W. Warner, A.A. Ballman. IEEE Trans. Sonics Ultrasonics **SU-14**, 1, 165 (1967).
- [3] Б.Н. Литвин, Ю.В. Шалдин, И.Е. Питовранова. Кристаллография **13**, 6, 1106 (1968).
- [4] Акустические кристаллы / Под ред. М.П. Шаскольской. Наука, М. (1982). 363 с.
- [5] A.J. Slobodnik, J.C. Setbares. J. Appl. Phys. **43**, 1, 247 (1972).
- [6] R.E. Aldriche, S.L. Hou, M.L. Harvill. J. Appl. Phys. **42**, 1, 493 (1971).
- [7] Г.М. Сафронов, В.Н. Батог, Ю.И. Красилов, В.И. Пахомов, П.М. Федоров, В.И. Бурков, В.М. Скориков. Изв. АН СССР. Неорган. материалы **6**, 2, 284 (1970).
- [8] I. Kuwata, M. Ouoda, K. Uchinok, S. Nomura. Jap. J. Appl. Phys. **20**, 2, 1609 (1981).
- [9] J. Link, J. Fontanella, G. Andee Carl. J. Appl. Phys. **51**, 8, 4352 (1980).
- [10] В.М. Пашков, Ю.М. Поплавко, В.М. Скориков. ФТТ **26**, 3, 844 (1984).
- [11] Y.R. Reddy, L. Sirdeshmukb. Phys. Stat. Sol. (a). **103**, 3, K157 (1987).
- [12] М.Д. Волянский, А.Ю. Кудзин, И.Л. Чертков. ФТТ **34**, 1, 225 (1992).
- [13] Т.В. Панченко, Г.В. Снежной. ФТТ **33**, 12, 3546 (1991).
- [14] Т.В. Панченко, Г.В. Снежной. ФТТ **35**, 11, 2945 (1993).

Таблица 2. Влияние легирования на параметры квазидиполей в кристаллах BSO

Кристалл	ϵ_s	f_r	$p_0 \cdot 10^{17}$, CGSE	L , \AA
BSO	51.84	19.84	—	—
BSO:Al	56.95	23.95	10.7	22.1
BSO:Ga	76.61	43.61	23.7	49.4

- [15] Т.В. Панченко, Г.В. Снежной. ФТТ **35**, 12, 3248 (1993).
- [16] Т.В. Панченко, А.Ю. Кудзин, В.Х. Костюк. Изв. АН СССР. Неорган. материалы **19**, 7, 1144 (1983).
- [17] Т.В. Панченко, Ю.Н. Потапович, Г.В. Снежной. Изв. АН СССР. Сер. физ. **54**, 4, 7816 (1990).
- [18] J. van Turnbout. Termally stimulated discharge of electrets. Elsevier, Amsterdam (1975), 45 p.
- [19] Ю.А. Гороховатский, Г.А. Бордовский. Термоактивационная токовая спектроскопия высокоомных полупроводников и диэлектриков. Наука, М. (1991). 245 с.
- [20] T.V. Panchenko, N.A. Truseyeva, Yu.G. Osetsky. Ferroelectrics **129**, 1, 113 (1992).
- [21] В.П. Авраменко, А.Ю. Кудзин, Г.Х. Соколянский. ФТТ **22**, 10, 3149 (1980).
- [22] T.V. Panchenko, G.V. Snezhnov. Ferroelectrics **174**, 1, 51 (1995).
- [23] Электреты / Под ред. Г. Сесслера. Мир, М. (1983). 486 с.
- [24] V. Gross. J. Electrochem. Soc. **119**, 4, 857 (1972).
- [25] R.V. Lauer. J. Appl. Phys. **45**, 4, 1794 (1974).
- [26] Т.В. Панченко, С.Ю. Копылова, Ю.Г. Осецкий. ФТТ **37**, 9, 2578 (1995).
- [27] S.C. Abrachams, P.V. Jamieson, J.L. Bernstein. J. Chem. Phys. **47**, 10, 4034 (1967).
- [28] А.Б. Брик, И.В. Матяш, А.С. Литовченко, М.И. Самойлович. ФТТ **22**, 10, 3161 (1980).
- [29] В.А. Стефанович, Ю.М. Поплавко. Диэлектрики и полупроводники, 28, 3 (1985).
- [30] С.Ю. Давыдов, Е.И. Леонов. ФТТ **28**, 6, 1742 (1986).