

УДК 537.311.322

©1993

ТЕРМОДЕПОЛЯРИЗАЦИОННЫЙ АНАЛИЗ МЕХАНИЗМОВ ПОЛЯРИЗАЦИИ В КРИСТАЛЛАХ $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, ЛЕГИРОВАННЫХ ИОНАМИ Al И Ga

Т.В.Панченко, Г.В.Снежной

Методы термодеполяризационного анализа использованы для определения механизма поляризации, кинетики релаксации и параметров электрически активных дефектов в не легированных и легированных ионами Al и Ga кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$.

Потенциальные возможности использования кристаллов $\text{Bi}_{12}\text{XO}_{20}$ (ВХО), где $\text{X}=\text{Si}, \text{Ge}, \text{Ti}$, в устройствах оптоэлектроники во многом определяются их примесно-дефектным составом. Изучению примесей и дефектов в чистых и легированных кристаллах ВХО уделяется большое внимание. Основными методами исследования являются оптические и фотоэлектрические [1]. В меньшей мере использованы методы термоактивационной спектроскопии. При этом электрически активные дефекты, контролирующие перенос и накопление заряда, поляризацию, пространственно-неоднородное перераспределение внутреннего электрического поля, остаются недостаточно изученными. Имеются разрозненные сведения о термолюминесценции (ТСЛ), токах термостимулированной проводимости (ТСПр), поляризации (ТСП) и деполяризации (ТСД), полученные для низкотемпературной области (80–400 К) в [2–11].

Авторами [1,2,10] показано, что спектры ТСПр и ТСЛ коррелируют по температурному положению пиков; в [1] изучена цветность пиков ТСЛ. Однако при $T > 350$ К для BSO, BGO и при $T > 220$ К для ВТО наблюдается интенсивное температурное тушение излучательной способности кристаллов. Таким образом, возможности метода ТСЛ оказываются весьма ограниченными. Токовыми методами ТСПр, ТСП и ТСД выявлено от 3 до 14 пиков, соответствующие им значения энергии активации E_a электрически активных дефектов лежат в интервале 0.15–1.23 эВ. Принимая во внимание результаты исследования темновой и фотопроводимости в системах $\text{Me}-\text{ВХО}-\text{Me}$ и $\text{Me}-\text{D}-\text{ВХО}-\text{D}-\text{Me}$, где Me — металлический электрод, D — диэлектрическая прослойка [6,12], приходим к заключению о поляризационных процессах, сопровождающихся формированием электрического состояния.

На необходимость учета поляризационных процессов указывает также смещение пиков ТСТ по температурной шкале с увеличением тянущего (поляризующего) напряжения [11]. В [13] предполагается, что большое различие значений оптической E_a^{op} и термической E_a^{th} энергий активации ($E_a^{op}/E_a^{th} = 2 \div 3$) одних и тех же локальных центров, описанное в [1,3],

обусловлено поляризацией решеткой в поле локализованного заряда. Последняя возможна благодаря ионно-ковалентному характеру химических связей в кристаллах ВХО [14]. Кроме того, концентрация ($\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$) собственных точечных дефектов способствует образованию квазидиполей типа примесь-вакансия и др., которые могут принимать участие в поляризации кристаллов ВХО. Высокая плотность локальных энергетических состояний в запрещенной зоне в сочетании с фоточувствительностью к освещению из сине-зеленой области спектра позволяла авторам [5,8,12] а priori принимать во внимание лишь объемно-зарядовый механизм поляризации. Однако в [15] было выявлено участие в формировании фото- и термоэлектретных состояний в BSO квазидиполей с энергией активации 0.93 и 1.06 эВ. Таким образом, интерес к исследованию механизмов поляризации в кристаллах ВХО представляется нам достаточно оправданным.

В данной работе предпринята попытка термодеполяризационного анализа механизмов поляризации в кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO) не легированных и легированных ионами Al и Ga (BSO:Al и BSO:Ga соответственно) в широком температурном интервале 170–870 К.

Методика измерений и расчетов

Выбор методов термодеполяризационного анализа обусловлен их более высокой разрешающей способностью по сравнению с методами ТСПр и ТСП, особенно в области повышенных температур. Кроме того, спектры токов ТСД весьма чувствительны к варьированию условий поляризации: поляризующего напряжения U_p и температуры поляризации T_p . Развитые в [16,17] модельные представления основаны на этой чувствительности и дают возможность идентификации вкладов объемно-зарядового и квазидипольного механизмов поляризации.

Для измерения температурных спектров токов ТСД $I(T)$ использовалась разработанная ранее автоматизированная установка на базе микроЭВМ «МЕРА-660» [18]. Ток измерялся в режиме линейного нагрева образцов со скоростью $0.16 \text{ К} \cdot \text{с}^{-1}$.

Кристаллы BSO, BSO:Al и BSO:Ga были выращены методом Чохральского. Легирующие добавки в виде соответствующих оксидов вводились в шихту. Технология легирования описана в [13]. Содержание примесей в кристаллах определялось спектрально-эмиссионным анализом и составляло 0.01 (Al), 0.02 (Ga) масс. %.

Образцы для исследований представляли собой полированные бруски размерами $(0.5 \div 1.5) \times 3 \times 5 \text{ мм}$, вырезанные в плоскости (001). Pt-электроды наносились на поверхность $3 \times 5 \text{ мм}$ методом катодного распыления. Полученные ранее данные [19] позволяют считать Pt-контакты барьерными. Блокирующие свойства контактов обеспечивают электронейтральность образцов, что, согласно [16], является одним из условий корректного измерения токов ТСД. Образцы помещались в кристаллодержатель с сапфировой изоляцией. Токи утечки были не менее чем на 1–2 порядка величины меньше исследуемых во всем температурном диапазоне. Для приведения образцов к равновесному начальному состоянию электронной подсистемы они нагревались до 900 К, затем после медленного, в течение двух суток, охлаждения освещались светом лазера ЛГ-78

с $\lambda_p = 0.66$ мкм. Таким образом была обеспечена однородность по проводимости и так называемому фиксированному заряду локализованных на ловушках дырок, движением которых при релаксации электронной компоненты заряда можно пренебречь. Время поляризации во всех случаях было $\tau_p = 30$ мин.

Результаты и обсуждение

Ранее нами были выполнены исследования токов ТСД нелегированных кристаллов BSO в диапазоне температур 300–800 К [15]. В данной работе рассмотрено влияние на токи ТСД легирования кристаллов BSO ионами Al и Ga, расширены температурный диапазон измерений (170–800 К) и пределы варьирования условий поляризации. Полученные спектры токов ТСД представлены на рис. 1–5. Можно выделить три группы пиков *A*, *B* и *C* в следующих температурных интервалах 200–320, 320–450 и 450–800 К.

Для группы *A* нелегированных кристаллов BSO характерны слабоперекрывающиеся (квазидискретные) пики, интенсивность и температурное положение которых зависит от условий поляризации. Для одного пика из этой группы с температурой максимума $T_m = 255 \div 260$ К были получены зависимости интенсивности I_m от T_p и E_p (рис. 6, *a*). Установлено, что $I_m \sim E_p^2$ и $I_m \sim \exp(-E_a/kT_p)$, где E_a — энергия активации электрически активных дефектов, $E_p \leq 4$ кВ/см, $T_p \leq 300$ К. Найденные зависимости $I_m(E_p)$ и $I_m(T_p)$ могут быть обусловлены объемно-зарядовым механизмом поляризации.

Определим величину заряда, накапливающегося в процессе объемно-зарядовой поляризации в соответствии с [17] как

$$Q(\tau_p, T_p, U_p) = \frac{\varepsilon_\infty \varepsilon_0 S E_p \tau_p d}{x_0} \left[\tau_p + \frac{\tau_{f0} d}{x_0} \exp\left(\frac{E_a}{kT_p}\right) \right]^{-1}, \quad (1)$$

где $\varepsilon_\infty = 56$ — высокочастотная диэлектрическая проницаемость кристаллов BSO; $\tau_{f0} \exp(E_a/kT_p) = \tau_f$ — время пролета носителей заряда; $\tau_{f0} \sim E_p^{-1}$; d и S — толщина и площадь электродов образцов; x_0 — толщина области локализации носителей, захваченных на ловушки.

Анализируя (1), видим, что при $\tau_p \ll \tau_f(d/x_0)$ зависимости Q (а следовательно, и I_m) будут квадратичными от поля и экспоненциальными от температуры поляризации в соответствии с найденными экспериментально. Условие $\tau_p \ll \tau_f(d/x_0)$ в нашем случае при $\tau_p = 1.8 \cdot 10^3$ с выполняется так как подвижность носителей заряда в BSO мала, $\mu \sim 10^{-5}$ см² (В · с)⁻¹, $d \sim 10^{-1}$ см, $E_p \sim 10^3$ В · см⁻¹, x_0 не превышает 10^{-4} – 10^{-5} см.

Энергия активации ловушек была определена методом «начального наклона» низкотемпературного склона пика в координатах Аррениуса (см. таблицу). Метод не зависит от механизма поляризации и кинетики релаксационного процесса [16,17].

Пик имеет несимметричную форму с «затянутым» низкотемпературным склоном. Согласно [16,17], это указывает на I порядок кинетики релаксации. Воспользуемся соотношениями, определяющими низкотемпературную полуширину пика

$$\Delta T_- = T_m - T_1,$$

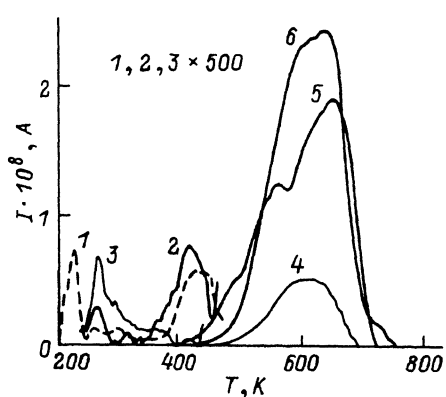


Рис. 1. Спектры токов ТСД кристаллов BSO.

Условия поляризации: $T_p = 220$ (1), 250 (2), 240 (3), 520 К (4-6); $U_p = 300$ (1-3), 200 (4), 400 (5), 600 В (6).

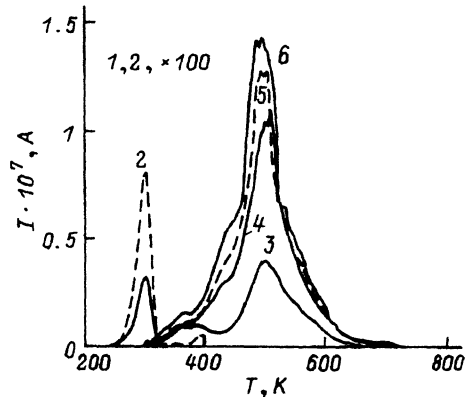


Рис. 2. Спектры токов ТСД кристаллов BSO:Ga.

Условия поляризации: $T_p = 250$ (1,2), 300 К (3-6); $U_p = 84$ (1), 250 (2), 240 (3), 400 (4), 560 (5), 720 В (6).

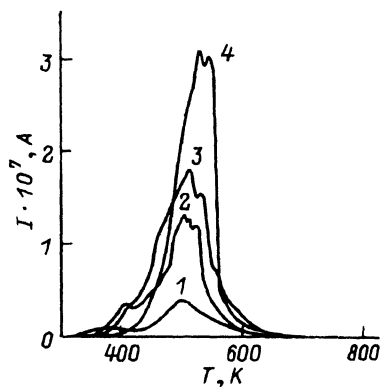


Рис. 3. Спектры токов ТСД кристаллов BSO:Ga.

Условия поляризации: $U_p = 240$ В (1-4); $T_p = 300$ (1), 370 (2), 420 (3), 470 К (4).

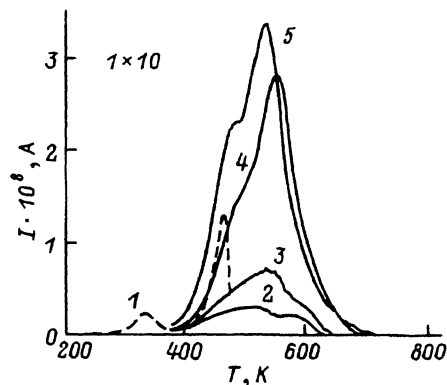
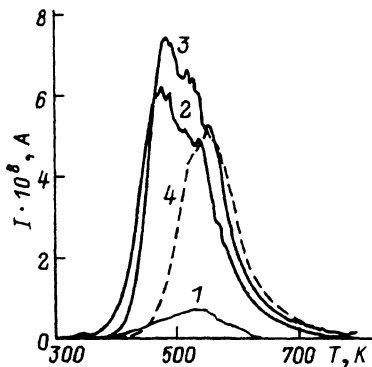


Рис. 4. Спектры токов ТСД кристаллов BSO:Al.

Условия поляризации: $T_p = 250$ (1), 300 К (2-5); $U_p = 200$ (1,2), 300 (3), 400 (4), 756 В (5).

Рис. 5. Спектры токов ТСД кристаллов BSO:Al. Условия поляризации: $U_p = 300$ В (1-4), $T_p = 300$ (1), 370 (2), 420 (3), 470 К (4).



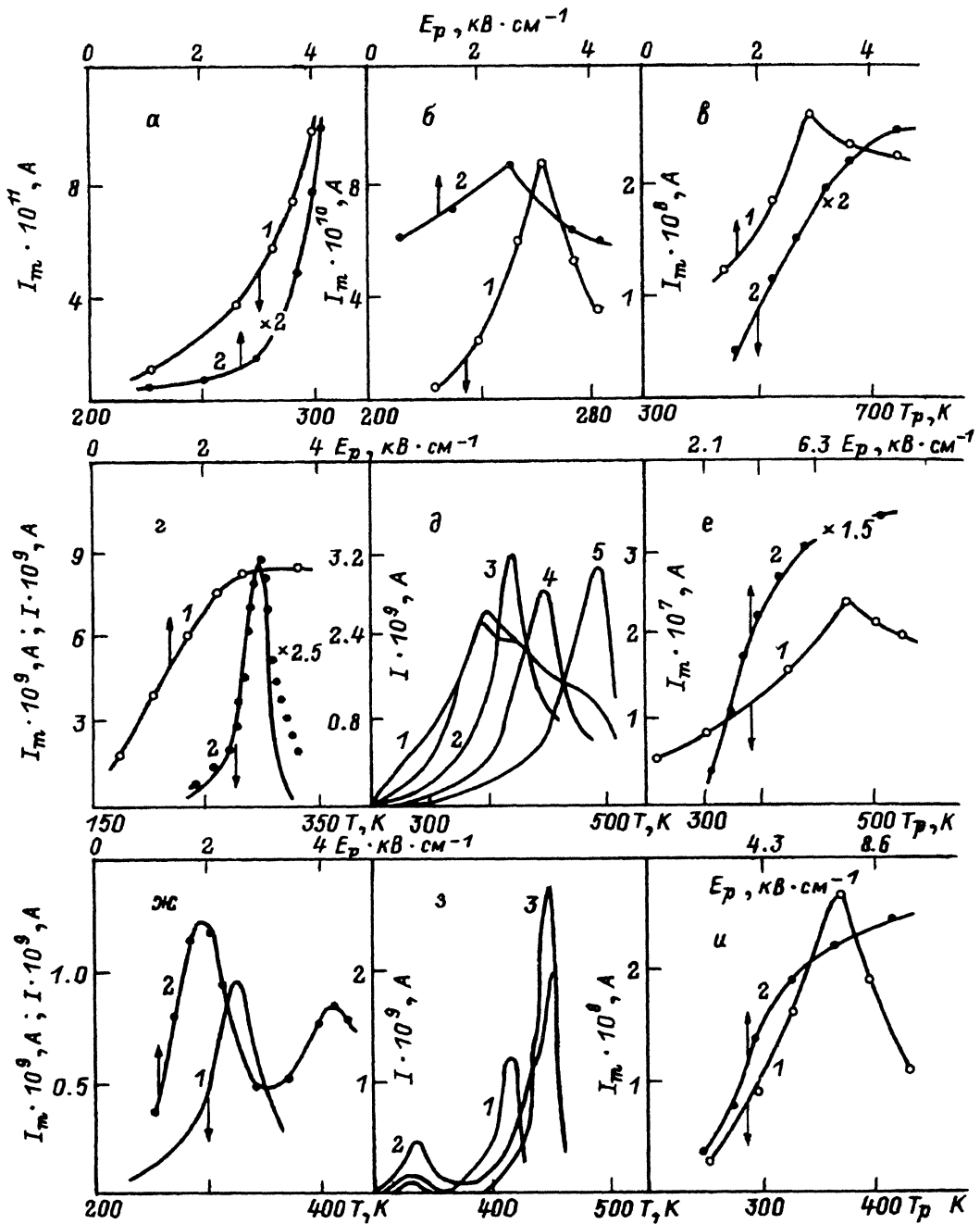


Рис. 6. Зависимости $I_m(T_p)$ (кривые 1) и $I_m(U_p)$ (кривые 2) для пиков с $T_m = 255$ (а), 400 (б), 500 (в,е), 300 (г), 330 (ж), 495 К (и) для кристаллов BSO (а-е), BSO:Ga (з,е) и BSO:Al (ж,и). Экспериментально полученные (з,ж, кривые 2) и расчетная (г, точки) формы пика ТСД с $T_m = 300$ (г) и 330 К (ж). Эффект термополювой очистки пиков группы В в кристаллах BSO:Ga (д) и кристаллах BSO:Al (з), полученный при $T_p = 300$ К и $E_p = 1, 3, 5, 7, 9$ (д, кривые 1,2,3,4,5) и 1, 3, 5 $\text{kV} \cdot \text{cm}^{-1}$ (з, кривые 1,2,3).

Кристалл	T_m , К	E_a , эВ	ω_e , с ⁻¹	ΔT_- , К			Q_i , Кл
				эксп.	расчет		
					I	II	
BSO	255	0.55	$1.3 \cdot 10^9$	13	13.7	19.3	
	500	0.66*					
	550	0.73*					
	610	0.81*					
BSO:Ga	300	0.69	$5.0 \cdot 10^9$	14.6	15.1	21.6	$6.7 \cdot 10^{-7}$
	360	0.52	$1.6 \cdot 10^7$	27.0	28.3	39.8	$8.7 \cdot 10^{-7}$
	399	0.56	$9.0 \cdot 10^6$	29.0	31.9	45.1	$2.7 \cdot 10^{-6}$
	420	0.64	$3.6 \cdot 10^8$	27.7	31.3	43.7	$5.0 \cdot 10^{-7}$
	447	0.68	$3.1 \cdot 10^8$	25.0	33.0	47.0	$6.2 \cdot 10^{-7}$
BSO:Al	500	0.72	$1.1 \cdot 10^7$	37.0	39.2	55.0	$1.2 \cdot 10^{-5}$
	330	0.42	$1.9 \cdot 10^6$	33.0	29.0	40.0	$1.3 \cdot 10^{-7}$
	432	0.56	$2.0 \cdot 10^6$	27.0	37.4	52.0	$1.3 \cdot 10^{-7}$
	459	0.59	$1.5 \cdot 10^6$	30.0	39.6	56.0	$2.9 \cdot 10^{-7}$
	495	0.93	$2.1 \cdot 10^8$	23.0	30.3	43.3	$1.3 \cdot 10^{-6}$

* Значения E_a , полученные из соотношения $E_a = 20kT_m$.

где T_1 — температура, соответствующая току ТСД $I = (1/2)I_m$ для кинетики релаксации I и II порядка соответственно

$$\Delta T_- = \frac{1.42kT_m^2}{E_a + 1.42kT_m} \quad (\text{I}), \quad \Delta T_- = \frac{2.07kT_m^2}{E_a + 2.07kT_m} \quad (\text{II}). \quad (2)$$

Сравнивая экспериментальные и расчетные значения (см.таблицу), видим, что более вероятным в данном случае является I порядок кинетики релаксации. Поэтому оценку эффективного частотного фактора можно сделать, воспользовавшись, согласно [17], выражением

$$\omega_e \approx \frac{E_a \beta}{kT_m^2} \exp\left(\frac{E_a}{kT_m}\right). \quad (3)$$

При этом предполагается, что имеет место сильный перезахват на ловушки. Малая величина ω_e соответствует условию сильного перезахвата, который проявляется также в смещении рассматриваемого пика тока ТСД в область более высоких температур с уменьшением степени начального заполнения ловушек за счет увеличения температуры поляризации (рис. 1).

Легирование кристаллов BSO ионами Ga приводит к исключению из спектров токов ТСД пиков группы А с $T_m \leq 280$ К. Однако прописывается дискретный пик с $T_m = 300$ К, интенсивность которого на два порядка величины выше, чем пиков этой группы в кристаллах BSO. Температурное положение пика не зависит от условий поляризации (рис. 2). Это указывает на слабый перезахват в случае объемно-зарядовой поляризации или

на дипольную поляризацию. Анализ полевой зависимости интенсивности этого пика дает линейную связь I_m и E_p для $E_p \leq 2 \text{ кВ/см}^{-1}$ с выходом на насыщение ($I_m \approx \text{const}$) для $E_p > 3 \text{ кВ/см}^{-1}$, что свидетельствует в пользу дипольного механизма поляризации (рис. 6,2).

При дипольной поляризации интенсивность тока ТСД определяется функцией Ланжевена и в слабых полях ($pE_p \leq kT_p$), где p — дипольный момент диполей) близка к линейной, а при более сильных переходит в сублинейную [16,17]. Энергию активации в данном случае можно рассматривать как величину потенциального барьера, который должен преодолеть диполь, чтобы изменить свое направление. Поскольку кристаллы BSO неполярны, под диполями будем понимать квазидиполи, обусловленные примесями и (или) собственными точечными дефектами.

Величина E_a , найденная по методу начального наклона, коррелирует с $E_a = 0.69 \text{ эВ}$, определенной по методу Буччи [17]. Использование метода Буччи правомочно для дипольной или объемно-зарядовой поляризации в случае кинетики релаксации I порядка и дает спрямляющуюся в координатах $\ln \tau$ и $1/kT$ температурную зависимость времени релаксации τ_r

$$\tau_r(T) = \omega_d^{-1} \exp\left(\frac{E_a}{kT}\right), \quad (4)$$

где $\tau_r(T)$ для данного пика определялось нами из эксперимента как

$$\tau_r(T) = \frac{1}{I(T)} \int_0^{\infty} \frac{I(T') dT'}{\beta}. \quad (5)$$

Метод Буччи позволяет также определить частотный фактор диполей как $\omega_d = \ln \tau_r$ при $1/kT \rightarrow 0$ (см. таблицу).

На I порядок кинетики релаксации указывает асимметричная форма пика с пологим низкотемпературным и более крутым высокотемпературным склонами. Сравнение экспериментальных и расчетных ΔT_- дает I порядок кинетики релаксации (полагалось $E_a = 0.69 \text{ эВ}$).

Для уточнения значений E_a и ω_d мы использовали также метод подгонки теоретической зависимости тока ТСД под экспериментальную; E_a и ω_d определяются при этом из условия наилучшего совпадения обеих зависимостей. В качестве аппроксимирующей теоретической функции была выбрана [16]

$$I(T) = D \exp\left[-\frac{E_a}{kT} - \frac{1}{\beta} \int_0^T \omega_d \exp\left(-\frac{E_a}{kT'}\right) dT'\right], \quad (6)$$

$$D = \frac{N_d p^2 U_p \omega_d S}{3kT_p d},$$

N_d — концентрация диполей. Выражение (6) описывает дипольную поляризацию при условии, что $\tau_p \gg \tau_r(T_p)$ и поляризующие поля слабые

$(pU_p \ll kT_p)$. Интеграл в (6) находился приближенно как

$$\int_0^T \omega_d \beta^{-1} \exp\left(-\frac{E_a}{kT'}\right) dT' \approx \omega_d \beta^{-1} kT^2 \left[\exp\left(\frac{E_a}{kT}\right) (E_a + 1.85kT) \right]^{-1}. \quad (7)$$

Для определения D использовалось соотношение

$$N_d = \frac{3kT_p}{Sp^2 E_p} \int_0^\infty \frac{I(T)}{\beta} dT. \quad (8)$$

Удовлетворительное согласование форм теоретической и экспериментальной зависимости было получено при $\omega_d = 5 \cdot 10^{-9} \text{ с}^{-1}$ и $E_a = 0.69 \text{ эВ}$ (рис. 6,з).

В кристаллах BSO:Al, так же как и в кристаллах BSO:Ga, не наблюдаются пики группы A с $T_m \leq 280 \text{ К}$. Наблюдается лишь широкий дискретный пик с $T_m = 290 \div 330 \text{ К}$, интенсивность которого в 2–5 раз меньше пика $T_m = 300 \text{ К}$ в BSO:Ga (отметим, что содержание Al в BSO:Al в 2–3 раза меньше, чем Ga в BSO:Ga). Смещение пика по температурной шкале сильно зависит от условий поляризации и может достигать 50 К. Зависимость интенсивности пика от E_p имеет нетипичный вид, не позволяющий отнести ее ни к дипольному, ни к объемно-зарядовому механизму поляризации (рис. 2,ж). Энергия активации, определенная методом начального наклона для пика с $T_m = 330 \text{ К}$, оказывается значительно меньше, чем для пика с $T_m = 300 \text{ К}$ в кристаллах BSO:Ga (см.таблицу).

Использование соотношений (2) позволяет оценить как более вероятный I порядок кинетики релаксационного процесса, однако механизм поляризации остается неясным. Возможно, в данном случае имеет место взаимодействие электрически активных дефектов.

Группа пиков B в кристаллах BSO характеризуется сильным перекрытием и дает слабо структурированную огибающую с затянутым низкотемпературным склоном. Если определим температуру максимума $T_m = 420 \text{ К}$ ($E_p = 3 \text{ кВ/см}$, $T_p = 250 \text{ К}$), то получим, что она изменяется в пределах $\pm 100 \text{ К}$ при варьировании E_p и T_p . Зависимости $I_m(T_p)$ и $I_m(E_p)$ проходят через максимум и имеют вид, не соответствующий ни объемно-зарядовому, ни дипольному механизмам поляризации. Слабая структурированность и большая ширина огибающей указывают на квазинепрерывность распределения энергетических состояний электрически активных дефектов в широком диапазоне значений E_a .

В кристаллах BSO:Ga пики группы B также плохо разрешены, как и в BSO, но их интенсивность на 2–3 порядка выше. Кроме того, наблюдается ярко выраженный эффект термополевой очистки, когда увеличение E_p при $T_p = 300 \text{ К}$ позволяет подавить одну за другой компоненты с более низкими T_m и прописывать остающуюся часть спектрального контура (рис. 6,д). Таким образом удалось выявить четыре пика, значения E_a и ΔT_- для которых были определены описанным выше способом. Видим, что все пики этой группы определяются релаксационными процессами с кинетикой I порядка.

Эффект термополевой очистки пиков группы B наблюдается также и в кристаллах BSO:Al. Однако таким способом удалось выделить только

узких пика с T_{mi} , равным таковым в кристаллах BSO:Ga (рис. 6,з). Другие параметры этих пиков существенно отличны от аналогичных для кристаллов BSO:Ga (см. таблицу).

В температурном диапазоне 440–800 К спектральный контур тока ТСД чистых кристаллов BSO имеет вид широкого купола.

Для извлечения зависимостей $I_m(E_p)$, $I_m(T_p)$ эти фрагменты спектров разлагались на дискретные пики гауссовой формы в рамках представлений о не взаимодействующих релаксаторах аналогично тому, как это было сделано в [15]. Разложение на гауссианы позволяет выделить 7–10 пиков группы C , для двух из которых ($T_{m1} = 550$ и $T_{m2} = 610$ К) механизм поляризации ранее был определен как дипольный [15]. В данной работе получены близкие к линейным при $E_p \leq 3$ кВ/см⁻¹ и выходящие на насыщение при $E_p > 3$ кВ/см⁻¹ зависимости $I_m(E_p)$, а также близкие к экспоненциальным при $T_p < 500$ К и спадающие по закону $I_m \sim 1/T$ при $T_p > 500$ К зависимости $I_m(T_p)$. Это позволяет определить как дипольный механизм поляризации, ответственный за пик с $T_m = 500$ К. Определение механизма поляризации остальных пиков с $T_m = 525, 585, 665, 678, 698, 750, 774, 800$ К требует дополнительных исследований.

Легирование кристаллов BSO ионами Al и Ga приводит к существенному изменению пиков группы C . Прежде всего следует отметить перераспределение интенсивностей пиков: I_m пиков с $T_m > 600$ К падает, а пиков с $T_m < 600$ К резко увеличивается, особенно с ростом T_p (рис. 2–4). Можно выделить пики, температурное положение максимумов которых и для чистых, и для легированных кристаллов совпадает с точностью до ± 10 К. Таким образом, электрически активные дефекты, обуславливающие пики с $T_{mi} = 495 \div 500, 525\text{--}535, 550\text{--}560, 602\text{--}612$ К, имеются во всех исследованных кристаллах. Новые, обусловленные примесями, энергетические состояния с $T_m = 459, 578$ К (BSO:Al) и $T_{mi} = 510$ К (BSO:Ga). Интересно, что эффект термополевой «очистки» пиков группы B выявляет низкотемпературные склоны пиков с $T_m = 500$ К (BSO:Ga) и $T_m = 495$ К (BSO:Al), что позволило определить E_a и оценить ω_e .

Поскольку был определен как дипольный механизм поляризации пика с $T_m = 500$ К в кристаллах BSO, нам предоставлялось интересным исследовать зависимости $I_m(E_p, T_p)$ аналогичных пиков в кристаллах BSO:Ga ($T_m = 500$ К) и BSO:Al ($T_m = 495$ К). Анализ показывает, что они близки к описанным для пика с $T_m = 500$ К в BSO (рис. 6,е,у).

Определим величину заряда, освобождаемого в пиках токов ТСД как

$$Q_i = \int_{t_1}^{t_2} I(t) dt,$$

где t_1, t_2 — заданные моменты времени при переходе с температурной шкалы на временную. Получаем, что Q_i для пиков группы C легированных кристаллов превышает Q_i для пиков кристаллов BSO на 2–3 порядка величины (см. таблицу). Это приводит к заключению об усилении вклада дипольного механизма поляризации за счет легирования кристаллов BSO ионами Al и Ga.

Анализ механизмов поляризации остальных пиков требует дополнительных исследований. Взаимодействие электрически активных дефек-

гов, процессы ассоциации и диссоциации примесных комплексов, двумерность распределения по энергиям активации и частотному фактору могут быть теми причинами, которые осложняют интерпретацию полученных данных.

Список литературы

- [1] Малиновский В.К., Гудаев О.А., Гусев В.А., Деменко С.И. Фотоиндуцированные явления в силленитах. Новосибирск: Наука, 1990. 160 с.
- [2] Lauer R.B. // J. Appl. Phys. 1971. V. 42. N 3. P. 2147-2149.
- [3] Hou S.L., Lauer R.B., Aldrich R.E. // J. Appl. Phys. 1973. V. 44. N 6. P. 2652-2657.
- [4] Efendiev S.M., Bagiev V.E., Zeinally A.K., Grandolfo M., Vecchia P. // Ferroelectrics. 1982. V. 43. N 2. P. 217-219.
- [5] Панченко Т.В., Кудзин А.Ю., Трусева Н.А. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 6. С. 1852-1854.
- [6] Oberschmid R. // Phys. Stat. Sol. (A). 1985. V. 48. N 9. P. 657-671.
- [7] Grabmaier B.C., Oberschmid R. // Phys. Stat. Sol. (A). 1986. V. 96. N 1. P. 199-210.
- [8] Гальчинский А.В., Сай А.С., Бурак Я.В., Лыскович А.В. // ЖТФ. 1986. Т. 56. № 10. с. 2003-2006.
- [9] Захаров И.С., Петухов П.А., Кичуткин К.М., Павлов А.К., Скориков В.М., Леонов Е.И., Каргин Ю.Ф., Бондарев А.Ю. // Изв. АН СССР. Неорганич. материалы. 1986. Т. 22. № 3. С.438-441.
- [10] Захаров И.С., Скориков В.М., Петухов П.А., Каргин Ю.Ф., Волков В.В. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 2. С. 597-599.
- [11] Takamori T., Just D. // J. Appl. Phys. 1990. V. 67. N 2. P. 848-851.
- [12] Efendiev M., Bagiev V.E., Aliev R.A., Mustafaev E.R. // Phys. Stat. Sol. (A). 1988. V. 109., N 1. P. 345-367.
- [13] Панченко Т.В., Кудзин А.Ю., Костюк В.Х. // Изв. АН СССР. Неорганич. материалы. 1983. Т. 19. № 7. С. 1144-1148.
- [14] Бурак Я.В., Сай А.С., Борман К.Я. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 4. С. 1256-1258.
- [15] Панченко Т.В., Снежной Г.В. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 12. С. 3546-3557.
- [16] Гороховатский Ю.А., Бордовский Г.А., Термоактивационная токовая спектроскопия высокоомных полупроводников и диэлектриков. М.: Наука, 1991. 245 с.
- [17] Гороховатский Ю.А. Основы термодеполяризационного анализа. М.: Наука, 1987. 173 с.
- [18] Панченко Т.В., Потапович Ю.Н., Снежной Г.В. // Измерительная техника. 1992. № 7. С. 54-56.
- [19] Панченко Т.В., Потапович Ю.Н., Снежной Г.В. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1990. Т. 54. № 4. С. 781-786.

Днепропетровский государственный университет

Поступило в Редакцию
24 июня 1993 г.