

УДК 535.34

©1995

КРАЕВОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В КРИСТАЛЛАХ $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ *Т.В.Панченко, С.Ю.Копылова, Ю.Г.Осецкий*

Днепропетровский государственный университет,

Днепропетровск, Украина

(Поступила в Редакцию 5 декабря 1994 г.)

В области температур 80–600 К исследовано краевое поглощение кристаллов $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, содержащих дефекты нестехиометрии в катионных подрешетках, а также кристаллов $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, легированных ионами Al и Ga. Показано, что при значениях коэффициента поглощения $\alpha > \alpha_1$ выполняется правило Урбаха, при $\alpha < \alpha_1$ имеют место не прямые переходы с участием оптических фононов. Величина α_1 зависит от температуры. Параметры правила Урбаха закономерно изменяются при нарушении стехиометрии по соотношению Bi : Si. Выявлены особенности изоабсорбционных зависимостей и параметра σ , характеризующего температурное изменение краевого поглощения.

Спектральные зависимости оптического поглощения, отражения и преломления кристаллов $\text{Bi}_{12}\text{MO}_{20}$ (ВМО, где $M = \text{Si}, \text{Ge}, \text{Ti}$) вблизи края фундаментальной полосы поглощения изучались в $[1-20]$. Можно выделить три аспекта этих исследований. Один связан с поиском корреляций между особенностями оптических функций в области вакуумного ультрафиолета (ВУФ) и структурой энергетических зон электронов $[2-6, 10, 13, 15]$. Второй аспект связан с анализом механизмов оптических переходов, формирующих край поглощения $[3, 4, 9, 11, 14, 17-20]$. Третий касается природы длинноволнового плеча (3.2–2.8 eV) фундаментальной полосы поглощения $[1, 7, 8, 11, 12, 16]$.

Анализ ВУФ-спектров отражения, реальной и мнимой частей диэлектрической проницаемости кристаллов $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, (BSO, BGO, BTO соответственно) приводит к выводу об определяющей роли комплексов BiO_7 в формировании валентной зоны и зоны проводимости. Согласно $[13, 15]$, валентная зона образована в основном p -орбиталями кислорода и состоит из трех подзон. Зона проводимости образована $6p$ -орбиталями висмута. Она состоит из двух подзон, отделенных друг от друга энергетическим интервалом $\delta = 10 \text{ eV}$. Переходы электронов из валентных подзон проявляются в спектрах отражения в виде характерных триплетов (например, 3.55, 3.65, 3.75 eV для BSO при 300 K). Вклад тетраэдров MO_4^{2-} невелик и проявляется в интервале энергий фотона $h\nu = 10-15 \text{ eV}$.

Роль прямых и не прямых оптических переходов, экситонов и фононов в формировании края поглощения однозначно не определена. Прямым переходам отдается предпочтение в $[4]$, не прямые переходы

с участием оптических фононов наблюдались в [11,19], прямые и непрямые переходы с участием оптических фононов наблюдались в [3,10,17], в пользу непрямых переходов с участием экситонов свидетельствуют результаты исследования спектров электроотражения [14].

Плечо поглощения обусловлено собственными дефектами кристаллов BMO (вероятно, ионами Bi^{3+} и Bi^{5+} в кислородных тетраэдрах [11-13]). Локальные уровни запрещенной зоны, созданные этими дефектами, не идентифицированы. Однако предложены схемы оптических переходов, которые объясняют уменьшение поглощения и фоточувствительности в области плеча при легировании кристаллов BMO ионами Al, Ga, P [1,11,12].

Спектральные зависимости краевого поглощения, измеренные при нескольких различных температурах, свидетельствуют о выполнении правила Урбаха [1,18-20]. Параметры этого правила различны для центральной (вблизи оси роста) и периферийной областей кристаллов BSO. Области отличаются интенсивностью окраски и концентрацией собственных дефектов [18-20]. Отмечено значительное влияние на краевое поглощение легирования кристаллов BSO ионами Al [1]. Это стимулирует интерес к исследованию роли собственных дефектов и примесных ионов в формировании края поглощения.

В данной работе представлены результаты дальнейшего исследования края поглощения кристаллов BSO с варьируемой концентрацией собственных дефектов в катионных подрешетках, а также кристаллов BSO, легированных ионами Al и Ga (BSO:Al, BSO:Ga).

1. Эксперименты

Исследовались оптически однородные образцы кристаллов BSO, выращенных по методу Чохральского вдоль кристаллографического направления [001]. Легирование кристаллов BSO ионами Al и Ga описано в [21]. Содержание примеси определялось спектрально-эмиссионным методом и составляло $9 \cdot 10^{-3}$ мас. % (Al) и $4 \cdot 10^{-2}$ мас. % (Ga). Общее содержание неконтролируемой примеси не превышало 10^{-3} мас. %.

Концентрация дефектов в катионных Bi- и Si-подрешетках варьировалась за счет отклонения соотношения Bi:Si от стехиометрии (соответствует содержанию SiO_2 14.2 mol. %) в пределах области гомогенности кристаллов BSO. Это составляло 12.6 mol. % SiO_2 (дефицит SiO_2 = избыток Bi_2O_3) и 15.7 mol. % SiO_2 (избыток SiO_2 = дефицит Bi_2O_3).

В кристаллах BSO имеет место некоторое изменение стехиометрии и параметра ячейки (в пределах 10.1031-10.1033 Å) вдоль оси роста, обусловленное преимущественным испарением Si [22]. В связи с этим образцы для исследования влияния дефектов нестехиометрии были вырезаны из кристаллов одинакового габитуса и размера на одинаковом удалении от затравки. Идентичность остальных технологических факторов также жестко контролировалась.

Образцы были приготовлены в виде механически полированных пластин толщиной 35-75 μm с большой плоскостью (001) и площадью не менее 5 × 5 mm.

Спектры оптического пропускания $t(\lambda)$ были измерены с разрешающей способностью не хуже 0.001eV на спектрофотометре «Spectord M40». Спектры поглощения $\alpha(h\nu)$ рассчитывались на ЭВМ с учетом отражения $R(h\nu)$ в пренебрежении интерференционными эффектами из соотношения [23]

$$t(\lambda) = [(1 - R)^2(\lambda\alpha)(4\pi n)^{-2}]/[\exp(\alpha d) - R^2 \exp(-2\alpha d)], \quad (1)$$

где $n(h\nu)$ — коэффициент преломления, λ — длина волны. Зависимости $n(h\nu)$ в диапазоне $2.0\text{--}3.1\text{eV}$ были измерены с помощью гониометра ГС-5 на призмах с преломляющим углом 15° . Для диапазона $3.1\text{--}3.5\text{eV}$ были использованы данные [24].

Зависимости $t(\lambda)$ были измерены в области температур $80\text{--}600\text{K}$ с шагом $5\text{--}10\text{K}$. Температура стабилизировалась с точностью $\pm 0.5\text{K}$.

2. Результаты и обсуждение

В спектральном диапазоне $h\nu = 3.0\text{--}3.4\text{eV}$ в области температур $T = 80\text{--}600\text{K}$ зависимости краевого поглощения от энергии фотона и температуры для всех исследованных кристаллов при $\alpha > \alpha_t$ могут быть описаны правилом Урбаха

$$\alpha(h\nu, T) = \alpha_0 \exp[\sigma(T)(h\nu - E_0)/kT], \quad (2)$$

где k — постоянная Больцмана, α_0 и E_0 — эмпирические постоянные, $\sigma(T)$ — параметр, характеризующий наклон края поглощения. Значения α_0 и E_0 определяются координатами точки пересечения линейных участков зависимостей $\ln \alpha = f(h\nu, T)$. Наклон и протяженность этих участков, ограниченная снизу величиной α_t , существенно увеличиваются при легировании кристаллов BSO ионами Al и Ga (рис. 1, 2). Для всех кристаллов α_t растет по мере понижения температуры.

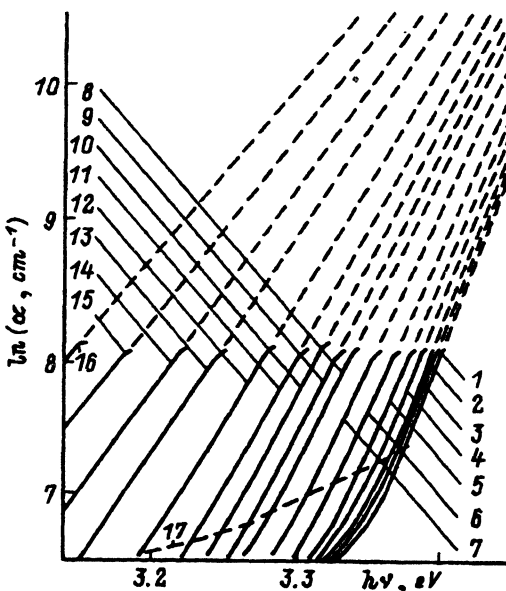


Рис. 1. Зависимости коэффициента оптического поглощения α от энергии фотона $h\nu$ для кристаллов BSO при $T = 90$ (1), 110 (2), 130 (3), 150 (4), 170 (5), 190 (6), 210 (7), 230 (8), 250 (9), 270 (10), 290 (11), 320 (12), 370 (13), 420 (14), 470 (15), 520K (16).

17 — зависимость $\alpha_t(h\nu, T)$ для кристаллов BSO.

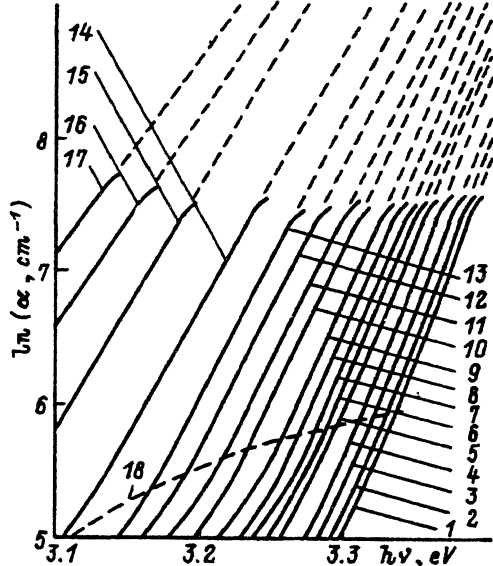


Рис. 2. Зависимости коэффициента оптического поглощения α от энергии фотона $h\nu$ для кристаллов BSO:Al при $T = 90$ (1), 110 (2), 130 (3), 150 (4), 170 (5), 190 (6), 210 (7), 230 (8), 250 (9), 270 (10), 290 (11), 310 (12), 330 (13), 370 (14), 420 (15), 470 (16) и 520 K (17).
18 — зависимость $\alpha_i(h\nu, T)$ для кристаллов BSO:Al.

Параметры α_0 и E_0 изменяются при отклонении соотношения Bi:Si от стехиометрии. Они имеют большие значения для кристаллов с дефицитом Bi (BSO - Bi) и меньшие для кристаллов с избытком Bi (BSO + Bi) по сравнению с кристаллами BSO стехиометрического состава. Значения α_0 и E_0 для кристаллов BSO + Bi близки к значениям $\alpha_0 = 10^5 \text{ cm}^{-1}$ и $E_0 = 3.54 \text{ eV}$, полученным в [20] для периферийных областей кристаллов BSO. Легирование ионами Al и Ga приводит к увеличению α_0 и E_0 (табл. 1).

Таблица 1
Параметры правила Урбаха для кристаллов BSO с дефектами нестехиометрии и кристаллов BSO, легированных ионами Al и Ga

Кристалл	Параметр				
	α_0, cm^{-1}	E_0, eV	$h\nu_0, \text{meV}$	σ_0	g
BSO	$8.39 \cdot 10^5$	3.63	31.7	0.55	1.22
BSO + Bi	$9.58 \cdot 10^4$	3.54	31.7	0.44	1.52
BSO - Bi	$1.43 \cdot 10^6$	3.67	31.7	0.58	1.16
BSO:Al	$4.41 \cdot 10^6$	3.64	31.7	0.71	0.95
BSO:Ga	$6.73 \cdot 10^5$	3.59	31.1	0.64	1.05

Поскольку величина E_0 представляет собой энергетический зазор между верхней точкой валентной зоны и самым низким минимумом зоны проводимости, можно отметить корреляцию полученных значений E_0 с энергетическим положением пика 3.65 eV в спектре отражения кристаллов BSO [5].

Температурные зависимости параметра $\sigma(T)$ (рис. 3) были рассчитаны как

$$\sigma(T) = kT[\Delta(\ln \alpha)/\Delta(h\nu)]. \quad (3)$$

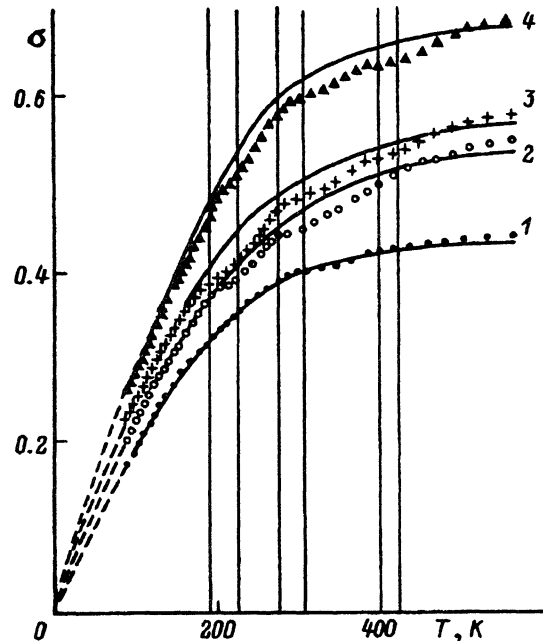


Рис. 3. Температурные зависимости параметра σ для кристаллов BSO – Bi (1), BSO (2), BSO – Bi (3) и BSO:Al (4).

Точки соответствуют экспериментальным данным, сплошные линии — аппроксимирующим функциям $\sigma(T)$.

Для кристаллов BSO и BSO+Bi в области температур $80 < T < 300$ К диапазон значений $\sigma(T)$ соответствует найденному в [19,20] для центральной и периферийной областей кристаллов BSO, а для кристаллов BSO:Al $\sigma(T)$ при $T = 250-300$ К близка к значению $\sigma = 0.71$, полученному в [1].

Машинная аппроксимация экспериментальных результатов показала, что зависимости $\sigma(T)$ хорошо описываются выражением [25]

$$\sigma(T) = \sigma_0(2kT/h\nu_0) \text{th}(h\nu_0/2kT), \quad (4)$$

где $h\nu_0$ — энергия эффективных фононов, наиболее сильно взаимодействующих с фотонами, σ_0 — высокотемпературная константа, обратно пропорциональная силе электрон-(экситон-)фононного взаимодействия, $g = \frac{2}{3}\sigma_0^{-1}$. Найденные параметры аппроксимации (табл. 1) существенно отличны от приведенных в [19,20]. В основном это обусловлено значительным расширением области исследованных температур в наших экспериментах. Величина $h\nu_0$ для исследованных кристаллов отличается незначительно и соответствует значению энергии $h\nu_0 = 31.7$ meV продольных оптических фононов с частотой $\omega = 257$ cm^{-1} , наблюдавшихся в ИК-спектрах поглощения кристаллов BSO [26]. Значения $g > 1$ указывают на сильное электрон-(экситон-)фононное взаимодействие.

Полученные значения параметров E_0 , α_0 , σ_0 , $h\nu_0$ исследованных кристаллов наиболее близки к аналогичным величинам для кристаллов CdTiO₃. В кристаллах CdTiO₃ эти параметры, скачком изменяясь при фазовом переходе (вблизи 380 К), лежат в пределах $E_0 = 3.628-3.72$ eV, $\sigma_0 = 0.57-0.678$, $h\nu_0 = 35-66$ meV, $\alpha_0 = 7.06 \cdot 10^4 - 2.7 \cdot 10^{-5}$ cm^{-1} [27].

В температурных интервалах 190–240, 270–300 и 400–430 К зависимости $\sigma(T)$ характеризуются наличием изломов и ступенек. Наиболее ярко они проявляются для кристаллов BSO и BSO–Bi (рис. 3).

Наличие особенностей зависимостей $\sigma(T)$ обусловило интерес к исследованию температурных зависимостей изоабсорбционной энергии E_g^α , отвечающей некоторому постоянному значению $\alpha > \alpha_t$. Они отражают изменение ширины запрещенной зоны с температурой. Мы получили зависимости $E_g^\alpha(T)$, характеризующиеся изломами и ступеньками в интервалах, температурное положение которых коррелирует с положением особенностей $\sigma(T)$.

В литературе отсутствуют сведения о каких-либо аномалиях диэлектрической проницаемости или постоянной решетки кристаллов BSO в данных температурных интервалах. Поэтому мы не можем связать особенности зависимостей $\sigma(T)$ и $E_g^\alpha(T)$ с фазовыми переходами.

В то же время интересно отметить, что в диапазоне 200–250 К наблюдался скачкообразный рост коэффициента термического расширения β кристаллов BGO на величину $\Delta\beta = 3 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ [28]. Кроме того, имеется корреляция температурного положения особенностей $\sigma(T)$ и $E_g^\alpha(T)$ с положением интенсивных пиков термостимулированного тока ($T_{\max 1} = 220 \text{ K}$, $T_{\max 2} = 280 \text{ K}$) в кристаллах BGO. Эти пики наблюдались в отсутствие внешнего электрического поля на кристаллах, которые не подвергались предварительной обработке, обуславливающей заполнение электронных ловушек [29].

В целом полученные зависимости $E_g^\alpha(T)$ хорошо аппроксимируются известным выражением для полупроводников

$$E_g^\alpha(T) = E_g^\alpha(0) + (AT^2)/(\Theta + T), \quad (5)$$

где $E_g^\alpha(0)$, A и Θ (температура Лебая) — эмпирические константы. Рассчитанные значения этих констант приведены в табл. 2. В области $T > 300 \text{ K}$ зависимости $E_g^\alpha(T)$ приближаются к линейным (рис. 4).

Таблица 2

Параметры аппроксимации зависимости $E_g^\alpha(T)$ для кристаллов BSO с дефектами нестехиометрии и кристаллов BSO, легированных ионами Al и Ga

Кристалл	Параметр		
	$E_g^\alpha(0), \text{eV}$	$A, \text{eV} \cdot \text{K}^{-1}$	Θ, K
BSO	3.40	$6.8 \cdot 10^4$	170
BSO – Bi	3.43	$7.1 \cdot 10^4$	165
BSO + Bi	3.37	$6.47 \cdot 10^4$	180
BSO:Al	3.51	$7.6 \cdot 10^4$	180
BSO:Ga	3.48	$7.0 \cdot 10^4$	175

Примечание. Экспериментальные зависимости $E_g^\alpha(T)$ для кристаллов BSO, BSO + Bi были найдены при $\alpha = 2000 \text{ cm}^{-1}$, для кристаллов BSO : Al и BSO : Ga при $\alpha = 2500 \text{ cm}^{-1}$.

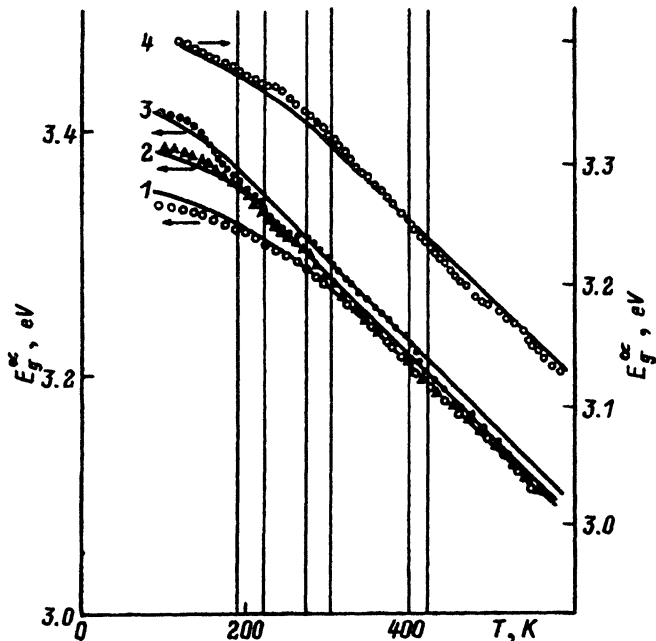


Рис. 4. Температурные зависимости изосорбционного параметра E_g^α для кристаллов BSO – Bi (1), BSO (2), BSO – Bi (3) и BSO:Al (4), полученные при $\alpha = 2000$ (1,2,3) и 2500 cm^{-1} (4).

Различие параметров, характеризующих краевое поглощение исследованных кристаллов, можно объяснить следующим образом. Известно, что кристаллы ВМО содержат большое количество ($10^{18} - 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) вакансий $M(V_M)$ в связи с тем, что фактор заполнения позиций M в кристаллах ВМО отличен от единицы [30]. С другой стороны, позиции M в кристаллах ВМО могут быть заняты ионами Bi^{3+} и Bi^{5+} , что соответствует образованию γ -фазы Bi_2O_3 , описываемой как $\text{Bi}_{24}(\text{Bi}^{3+}\text{Bi}^{5+})\text{O}_{40}$ [31]. Примем во внимание также аргументы о предпочтительности замещения ионами Bi позиций M по сравнению с образованием V_M [11], а также аргументы о замещении ионами Al и Ga V_M в кристаллах BSO:Al, BSO:Ga [12]. В таком случае исследованные кристаллы будут отличаться в основном концентрацией ионов Bi в Si -узлах. Наибольшей она будет в кристаллах BSO + Bi и наименьшей в кристаллах BSO:Al, BSO:Ga. Для неоднородно окрашенных кристаллов BSO, исследованных в [18–20], содержание ионов Bi в Si -узлах в центральной области кристаллов, согласно [11], выше, чем в периферийной. Характер изменения параметра σ правила Урбаха при переходе от центральной к периферийной области кристаллов BSO в [18–20] коррелирует с изменением этого параметра при переходе от кристаллов BSO – Bi к кристаллам BSO + Bi в наших экспериментах.

В спектральной области с $\alpha < \alpha_t$ зависимости $\alpha(h\nu, T)$ отклоняются от правила Урбаха. Анализ степенных зависимостей типа $(\alpha h\nu)^n = f(h\nu, T)$ показал, что при $n = 1/2$ они содержат характерные

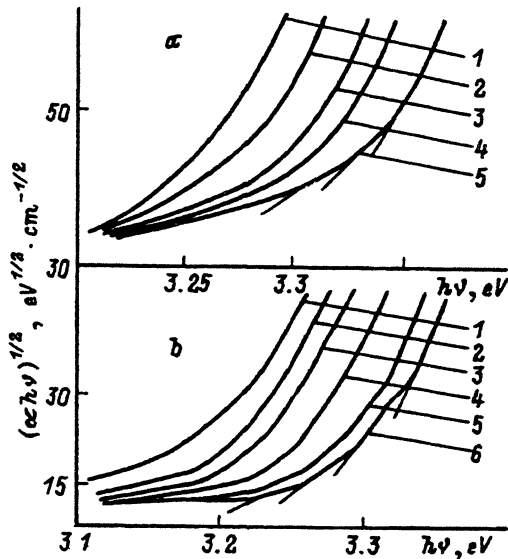


Рис. 5. Зависимость $(\alpha h\nu)^{1/2} = f(h\nu)$ для кристаллов BSO (а) при $T = 253$ (1), 223 (2), 203 (3), 183 (4), 108 К (5) и для кристаллов BSO:Al (б) при $T = 293$ (1), 268 (2), 253 (3), 188 (4), 138 (5), 108 К (6).

изломы и прямолинейные участки, свидетельствующие о наличии непрямых переходов. Наиболее ярко эти участки проявили себя для кристаллов BSO:Al (рис. 5,а,б).

Оценка энергии фононов, участвующих в непрямых переходах, для кристаллов BSO:Al дает значения $h\nu_{p1} = 20.3 \text{ meV}$, $h\nu_{p2} = 26 \text{ meV}$ и $h\nu_{p3} = 43.54 \text{ meV}$, а для кристаллов BSO — $h\nu'_{p1} = 21 \text{ meV}$ и $h\nu'_{p3} = 43.5 \text{ meV}$. Полученные значения близки к энергиям продольных оптических фононов $h\nu_{p1}^* = 20.73 \text{ meV}$ ($\omega_1 = 168 \text{ cm}^{-1}$), $h\nu_{p2}^* = 26.1 \text{ meV}$ ($\omega_2 = 212 \text{ cm}^{-1}$) и $h\nu_{p3}^* = 43.51 \text{ meV}$ ($\omega_3 = 351 \text{ cm}^{-1}$), наблюдавшихся в ИК-спектрах поглощения [26] и в спектрах комбинационного рассеяния кристаллов BSO [32].

По мере повышения температуры интервал энергий фотона, занимаемый зависимостью $(\alpha h\nu) \sim (h\nu)^2$, уменьшается, а занимаемый зависимостью $\alpha \sim \exp(h\nu)$ растет. Значения α_t , при которых одна зависимость переходит в другую, уменьшаются (рис. 1,2). Аналогичная ситуация сосуществования экспоненциального края и непрямых межзонных переходов наблюдалась для кристаллов CdTiO₃ [33]. Предположим, что край Урбаха образуется переходами на участок между зонами локализованных и нелокализованных экситонов с экспоненциально размытой функцией плотности состояний. В таком случае, согласно [34], уменьшение α_t вызывается уширением экситонных зон с ростом температуры. При этом непрямые межзонные переходы и формирование края Урбаха осуществляются независимо друг от друга (непрямые переходы в экситонные зоны запрещены).

- [1] Hou S.L., Lauer R.B., Aldrich R.E. *J. Appl. Phys.* **44**, 6, 2652 (1973).
- [2] Futro A.T. *J. Phys. Chem. Sol.* **40**, 11, 201 (1979).
- [3] Efendiev Sh.M., Bagiev V.E., Zeinally A.Ch. *Phys. Stat. Sol. (a)* **50**, K141 (1978).
- [4] Реза А.А., Сенулене Д.Б., Беляев В.А., Леонов Е.И. *Письма в ЖТФ* **5**, 8, 465 (1979).
- [5] Эфендиев Ш.М., Мамедов А.М., Багиев В.Э., Эйвазова Г.М. *ФТТ* **22**, 12, 3705 (1980).
- [6] Эфендиев Ш.М., Мамедов А.М., Багиев В.Э., Эйвазова Г.М. *ЖТФ* **51**, 8, 1755 (1981).
- [7] Ермаков М.Г., Хомич А.В., Перов П.И., Горн И.А., Куча В.В. *Микроэлектроника* **11**, 5, 424 (1982).
- [8] Панченко Т.В., Трусеева Н.А. *УФЖ* **29**, 8, 1186 (1984).
- [9] Senuliene D., Babonas G., Leonov E.I., Muminov I., Orlov V.M. *Phys. Stat. Sol.* **84**, 113 (1984).
- [10] Efendiev Sh.M., Bagiev V.A., Zeinally A.Ch., Balashov V.A., Lomonov V.A., Majer A.A. *Phys Stat. Sol. (a)* **69**, K19 (1981).
- [11] Obershmид R. *Phys. Stat. Sol. (a)* **89**, 263 (1985).
- [12] Grabmaier B.C., Obershmид R. *Phys. Stat. Sol. (a)* **96**, 199 (1986).
- [13] Довгий Я.О., Заморский М.К., Михайлин В.В., Колобанов В.Н. *Изв. вузов. Физика*, 4, 110 (1986).
- [14] Гудаев О.А., Седельников А.П. *ФТТ* **29**, 3, 946 (1987).
- [15] Эфендиев Ш.М., Мамедов А.М., Багиев В.Э. *ФТТ* **30**, 10, 3169 (1988).
- [16] Panchenko T.V., Truseeva N.A., Osetsky Yu.G. *Ferroelectrics* **129**, 113 (1992).
- [17] Колосов Е.Е., Леонов Е.И., Подольский В.В., Шилова М.В. *Изв. АН СССР. Неорган. материалы* **19**, 4, 683 (1983).
- [18] Toyoda T., Maruyama S., Nakanishi H., Endo S., Irie T. *J. Phys. D.: Appl. Phys.* **18**, L87 (1985).
- [19] Toyoda T., Maruyama S., Nakanishi H., Endo S., Irie T. *J. Phys. D.: Appl. Phys.* **19**, 909 (1986).
- [20] Toyoda T., Nakanishi H., Endo S., Irie T. *J. Phys. C.: Solid. State Phys.* **19**, L259 (1986).
- [21] Панченко Т.В., Кудзин А.Ю., Костюк В.Х. *Изв. АН СССР* **19**, 7, 1144 (1983).
- [22] Hill O.F., Brice J.C. *J. Mat. Sci.* **9**, 8, 1252 (1974).
- [23] Уханов Ю.И. *Оптические свойства полупроводников. М.* (1977). С. 366.
- [24] Futro A.T. *J. Phys. Chem. Sol.* **40**, 1, 201 (1979).
- [25] Mahr H. *Phys. Rev.* **125**, 1510 (1962).
- [26] Woidovsky W., Lukasiewicz T., Nazariwicz W., Zmija J. *Phys. Stat. Sol. (b)* **94**, 2, 649 (1979).
- [27] Zamenin V.I. *Phys. Stat. Sol. (b)* **124**, 625 (1984).
- [28] Бурак Я.В., Сай А.С., Борман К.Я. *ФТТ* **29**, 4, 1256 (1984).
- [29] Takamori T., Just D. *J. Appl. Phys.* **67**, 2, 848 (1990).
- [30] Abrahams S.C., Jamieson P.B., Verustien J.L. *J. Chev. Phes.* **47**, 4034 (1967).
- [31] Каргин Ю.Ф., Марьян А.А., Скориков В.М. *Изв. АН СССР. Неорган. материалы* **10**, 1605 (1982).
- [32] Леонов Е.И., Семенов А.Е., Шербаков А.Г. *ФТТ* **28**, 5, 1590 (1986).
- [33] Якубовский М.А., Заметин В.И., Рабкин Л.М. *ФТТ* **22**, 12, 3523 (1980).
- [34] Toyozawa Y. *Techn. Rep. ISSP A119*, 68 (1964).