

©1995

## ТЕМПЕРАТУРНОЕ ТУШЕНИЕ В ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ АНИОНОДЕФЕКТНЫХ КРИСТАЛЛОВ $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$

*И.И.Мильман, В.С.Кортов, В.И.Кирпа*

Уральский политехнический институт, Екатеринбург  
(Поступила в Редакцию 12 октября 1994 г.)

При изучении термостимулированной люминесценции (ТСЛ) номинально чистых анионодефектных монокристаллов  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$  с ростом скорости нагрева возбужденных образцов наблюдается аномальный эффект снижения величины высвеченной светосуммы в пике ТСЛ при 400–500 К. Эта закономерность является надежно установленной, поскольку она прослеживалась в независимых измерениях близких по свойствам кристаллов [1–4].

Существующие объяснения наблюдаемого эффекта основываются на общей модели динамического разупорядочения в твердых телах [5], в рамках которой предполагается [3,4,6], что дефект, ответственный за поведение исследуемого пика ТСЛ, в зависимости от температуры может принимать несколько стабильных структурных конфигураций, одна из которых способствует безызлучательной рекомбинации. С ее конкурирующим действием и связывается падение выхода ТСЛ при увеличении скорости нагрева.

Второй существенной особенностью термолюминесцентного процесса в анионодефектных кристаллах  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ , выявленной с помощью техники фракционного термовысвечивания [7], является падение средней величины энергии активации в пределах пика ТСЛ [8,9]. Аномальное поведение средней величины энергии активации в зависимости от температуры связывают с изменением высоты активационного барьера после термофлуктуационной перестройки центра [8]. Альтернативное объяснение [9], основанное на температурном тушении люминесценции в области ТСЛ пика, отвергается авторами [8] на том основании, что в диапазоне 300–500 К ими не было обнаружено падения интенсивности рентгенолюминесценции (РЛ) более чем на 50%. Вместе с тем температурное тушение люминесценции дефектных кристаллов  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$  наиболее эффективно, вплоть до полного исчезновения люминесценции, протекает в температурном диапазоне, совпадающем с температурным интервалом ТСЛ [10–12].

Для понимания и объяснения наблюдаемых особенностей люминесценции анионодефектных кристаллов  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$  необходимы дополнительные исследования, основанные на экспериментальном и теоретическом анализе процессов, протекающих совместно с ТСЛ. В настоящей работе предпринята попытка установления более глубокой связи между процессом температурного тушения люминесценции и экспериментально наблюдаемыми аномальными эффектами в ТСЛ.

## 1. Объекты и методика эксперимента

Исследовались номинально чистые монокристаллы  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ , выращенные методом направленной кристаллизации в восстановительных условиях. Концентрация анионных вакансий, присутствующих в образцах в виде  $F$ -центров, по данным измерения спектров оптического поглощения составляла  $10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Люминесценция возбуждалась рентгеновским излучением (55 kV, 15 mA, Со-анод) и регистрировалась в полосе свечения  $F$ -центров (энергия квантов 3 eV). Параметры ТСЛ определялись в режиме фракционного и линейного нагрева в диапазоне скоростей  $0.04\text{--}11.0 \text{ K} \cdot \text{s}^{-1}$ . Температурная зависимость квантовой люминесцентной эффективности определялась путем регистрации РЛ или фотолюминесценции (ФЛ), возбужденной в полосе свечения  $F$ -центров ультрафиолетовым излучением с энергией квантов 5.65 eV при охлаждении образцов от 550 до 77 K с контролируемой скоростью  $0.5 \text{ K} \cdot \text{s}^{-1}$ . Такая методика позволяла свести к минимуму влияние ТСЛ на измерение РЛ и ФЛ. Общая систематическая погрешность, включающая нестабильность тракта регистрации люминесценции, ошибку в определении скорости нагрева и невозпроизводимость условий облучения, по нашим оценкам не превышала 4%.

## 2. Результаты и обсуждение

На первом этапе производилась количественная оценка несоответствий параметров пика ТСЛ (его высоты и высвеченной в нем светосуммы), зарегистрированных экспериментально при изменении скорости нагрева и рассчитанных теоретически в рамках простейшей модели кристаллофосфора. В этом случае при линейном подъеме температуры ( $T = T_0 + \beta t$ , где  $t$  — время,  $\beta$  — скорость нагрева) кривая ТСЛ произвольного порядка кинетики может быть описана уравнением [13]

$$I(T, \beta) = S n_0 \exp(-E/kT) \left\{ 1 + (b-1)S/\beta \int_{T_0}^T \exp(-E/kT') dT' \right\}^{-b(b-1)}, \quad (1)$$

где  $I(T)$  — интенсивность термолюминесценции;  $S$  — предэкспоненциальный множитель;  $n_0$  — количество носителей заряда, захваченных на ловушки при температуре облучения  $T_0$ ;  $T$  — максимальная температура нагрева;  $k$  — постоянная Больцмана;  $E$  — глубина ловушки;  $b$  — порядок кинетики.

При найденных значениях величин  $E$ ,  $S$  и  $b$  уравнение (1) может быть использовано для расчета и моделирования семейства кривых

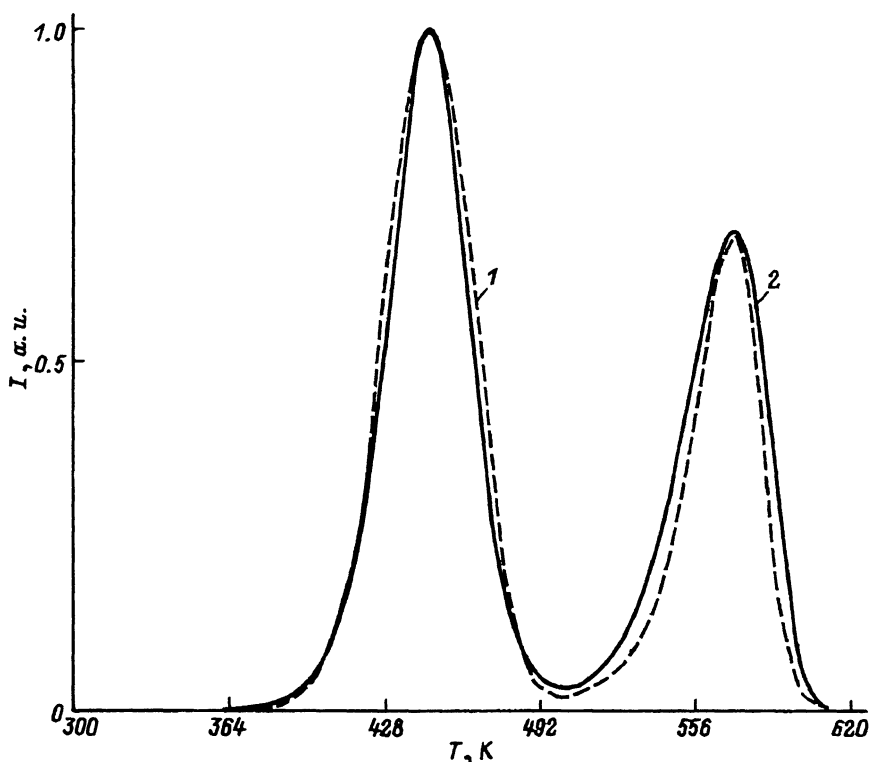


Рис. 1. Нормированные кривые ТСЛ анионодефектного  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ .

1 — эксперимент, 2 — расчет при  $E_1 = 1.313 \text{ eV}$ ,  $S_1 = 9.7 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$ ,  $b_1 = 1.6$ ,  $n_{01} = 1 \cdot 10^6 \text{ а.у.}$  для пика при 448 К и  $E_2 = 1.617 \text{ eV}$ ,  $S_2 = 2.0 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$ ,  $b_2 = 1$ ;  $n_{02} = 3 \cdot 10^{10} \text{ а.у.}$  для пика при 567 К,  $\beta = 2 \text{ K/s}$ .

$I(T, \beta)$  для нахождения количественной зависимости высоты пика от скорости нагрева. Для нахождения зависимости высвеченной в пике ТСЛ светосуммы от скорости нагрева уравнение (1) должно быть модифицировано путем представления временной зависимости интенсивности термовысвечивания, т.е.  $I(t)$ . Соответствующее уравнение принимает вид

$$I(t) = S n_0 \exp(-E/k\beta t) \left\{ 1 + (b-1) S \int_{t_0}^t \exp(-E/k\beta t') dt' \right\}^{-b(b-1)} \quad (2)$$

Определение параметров  $E$ ,  $S$  и  $b$ , необходимых для решения уравнений (1) и (2), начиналось с нахождения величины  $b$ .

На рис. 1 (кривая 1) представлена кривая термовысвечивания (КТВ), полученная в результате «термической очистки», предпринятой для более четкого выявления формы пиков ТСЛ за счет устранения других, близко расположенных к основным или перекрывающихся с ними пиков, присутствие которых в исходной КТВ не исключалось. В этих измерениях для регистрации основного пика при 448 К образец предварительно нагревался до 436 К, а затем быстро охлаждался

до комнатной температуры. Запись пика при 567 К осуществлялась после предварительного нагрева до 503 К. Скорость нагрева образцов в этих экспериментах составляла  $2 \text{ К} \cdot \text{с}^{-1}$ . Предварительная оценка параметра  $b$  проводилась путем анализа формы КТВ. Для этого был рассчитан фактор формы КТВ  $\mu_g = \delta/\omega$ , где  $\delta = T_2 - T_m$ ,  $\omega = T_2 - T_1$ ,  $T_m$ ,  $T_1$  и  $T_2$  — температура пика и температуры, соответствующие половине высоты пика на его возрастающей и спадающей сторонах, соответственно. Для пика при 448 К величина  $\mu_g$  оказалась близкой к 0.52, что в соответствии с имеющимися в литературе критериями [14–16] означает второй порядок кинетики релаксационного процесса. Величина  $\mu_g$  для пика при 567 К оказалась близкой к 0.42, показывая тем самым, что имеет место процесс первого порядка. Поскольку температурное тушение, если оно присутствует, в принципе может существенно изменять форму КТВ, определение порядка кинетики с помощью одного только фактора формы КТВ становится проблематичным. Дополнительным аргументом в пользу проведенной классификации пиков по величине  $\mu_g$  являлась проверенная нами экспериментально зависимость их температурного положения от дозы облучения. Оказалось, что с ростом дозы температура пика при 448 К смещалась в сторону низких температур. Это смещение достигало величины около 40 К при увеличении дозы от 1 до 100 GR, что является признаком процессов второго порядка. При дозе 100 GR, что является признаком процессов второго порядка, испытывая лишь случайные отклонения в пределах нескольких градусов от 567 К. В соответствии с теорией [16] такое поведение пика характерно для процессов первого порядка. В этой статье данные о пике ГСЛ при 567 К приводятся только для иллюстрации отличия его формы от формы пика при 448 К.

Таким образом, на основании приведенных выше аргументов можно считать, что кинетика процесса термовысвечивания в исследуемом пике при 448 К приблизительно соответствует второму порядку ( $b = 2$ ).

Для нахождения величины  $E$  воспользуемся уравнением [13]

$$\frac{\beta_1}{\beta_2} = \frac{1 + \frac{2kT_{m1}}{E} \left[ \frac{T_{m1}}{T_{m2}} \right]^2}{1 + \frac{2kT_{m2}}{E}} \exp \left\{ -\frac{E}{k} \left[ \frac{1}{T_{m1}} - \frac{1}{T_{m2}} \right] \right\}, \quad (3)$$

где  $\beta_1$  и  $\beta_2$  — скорости нагрева,  $T_{m1}$  и  $T_{m2}$  — температуры пиков ГСЛ при  $\beta_1$  и  $\beta_2$  соответственно.

Уравнение (3) получено как частный случай из общего уравнения (1) при  $b = 2$ . Детали преобразования подробно изложены в [13]. Обоснованием выбора данного уравнения является то, что на величину  $E$ , определенную с его помощью, не оказывает влияния температурное тушение люминесценции. Для решения уравнения относительно  $E$  необходимо знать значение только одной точки на экспериментальной КТВ — температуры максимума.

Решение уравнения (3) осуществлялось подбором величины  $E$  до наилучшего совпадения рассчитанных температурных положений пиков ( $T_m$ ) с полученными экспериментально ( $T_m^*$ ). Проведенный расчет дает  $E = 1.31 \text{ eV}$ . Отличия величин  $T_m^*$  от  $T_m$  при  $E = 1.31 \text{ eV}$  видны из таблицы, здесь же приведены значения скоростей нагрева, используемых в эксперименте и расчетах.

Температурное положение пиков ТСЛ  
в зависимости от скорости нагрева

$\beta, \text{K/s}$	$T_m^*, \text{K}$	$T_m, \text{K}$
0.04	415 ± 2	415 ± 1
0.19	432 ± 2	432 ± 1
0.30	447 ± 2	437 ± 1
0.50	452 ± 2	444 ± 1
1.00	455 ± 3	453 ± 1
2.00	461 ± 3	462 ± 1
3.00	465 ± 3	467 ± 1
6.00	474 ± 7	476 ± 1
7.00	481 ± 7	480 ± 1
11.00	494 ± 7	486 ± 1

Примечание.  $T_m^*$  — эксперимент,  $T_m$  — расчет при  $E = 1.31 \text{ eV}$ .

Теперь, когда величины  $E$  и  $b$  найдены, величина предэкспоненциального множителя  $S$  рассчитывается по формуле [13]

$$\frac{\beta E}{kT_m^2} = S \exp \left[ -\frac{E}{kT_m} \right] \left[ 1 + (b-1) \cdot \frac{2kT_m}{E} \right]. \quad (4)$$

Величина  $S$  рассчитывалась для каждого экспериментального значения  $T_m^*(\beta)$ , ее среднее значение, равное  $2.57 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$ , использовалось в дальнейшем.

Итак, в качестве оценочных величин кинетических параметров процесса термовысвечивания приняты следующие значения:  $E = 1.31 \text{ eV}$ ,  $S = 2.57 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$ ,  $b = 2$ . Графическое решение уравнения (4) путем построения зависимости  $\ln(T_m^2/\beta)$  от  $1/T_m$  давало прямую линию с наклоном равным  $E/k$ , определяющим  $\ln(E/Sk)$ . Найденные таким образом величины  $E \approx 1.3 \text{ eV}$  и  $S \approx 10^{13} \text{ s}^{-1}$  оказались близки к значениям, полученным путем численного решения уравнений (3) и (4).

Анализ решений уравнений (3) и (4) показал, что если даже ошибка в определении  $E$  составляла  $\pm 10\%$ , в определении  $b$  —  $\pm 25\%$ , в определении  $S$  — один порядок, то расчетные и экспериментальные величины  $T_m$  и  $T_m^*$  не отличались бы более чем на  $\pm 4\%$ , за исключением их значений при  $\beta = 0.3, 0.5, 11 \text{ K} \cdot \text{s}^{-1}$ , где эти отличия составляют около  $\pm 6\%$ . Компьютерное моделирование основного пика ТСЛ показывает, что при изменении  $E, b$  и  $S$  в пределах указанных ошибок имеется комбинация этих величин, например  $E = 1.313 \text{ eV}$ ,  $b = 1.6$ ,  $S = 9.7 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$ , при которых синтезированный пик (кривая 2 на рис. 1) практически не отличается от зарегистрированного экспериментально. С учетом факта удовлетворительного совпадения величин  $T_m$  и  $T_m^*$ , наблюдаемого в относительно широком диапазоне изменений  $\beta$ , будем полагать, что  $E = 1.31 \pm 0.13 \text{ eV}$ ,  $b = 2 \pm 0.5$ ,  $2.6 \cdot 10^{12} < S < 2.6 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$  — корректная комбинация для описания экспериментальной КТВ анионодефектного  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ .

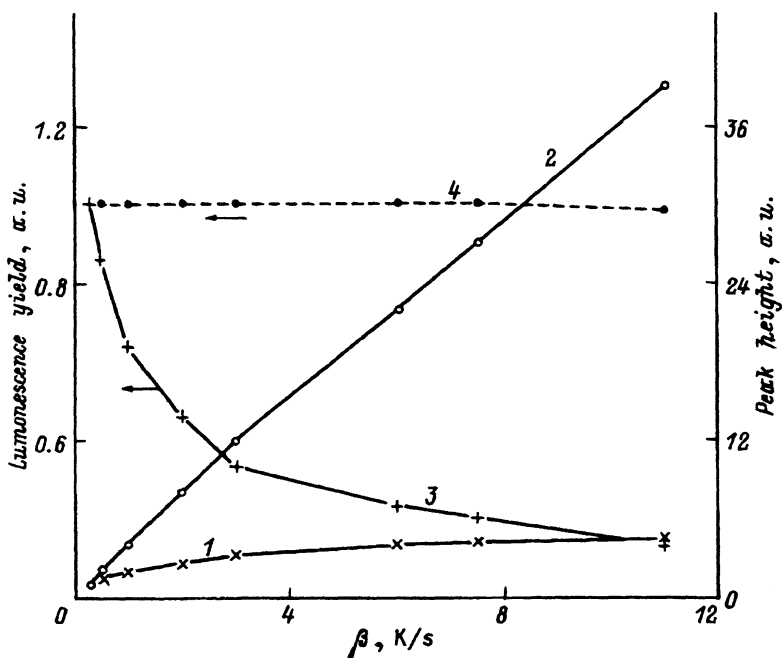


Рис. 2. Экспериментальные и теоретические зависимости высоты пика (1, 2) и выхода ТСЛ (3, 4) от скорости нагрева, рассчитанные без учета температурного тушения люминесценции.

1, 3 — эксперимент, 2, 4 — расчет.

Теперь, когда  $E$ ,  $b$  и  $S$  определены, уравнение (1) было использовано для компьютерного моделирования семейства КТВ  $I(T, \beta)$ , из которого устанавливалась зависимость высоты пика от скорости нагрева. В этом же диапазоне изменений  $\beta$  с помощью уравнения (2) было получено семейство КТВ в зависимости от времени нагрева  $I(t)$  (при  $t = T/\beta = 15000, 4600 \dots 55$  s). Площадь под каждой из КТВ в этом семействе пропорциональна выходу ТСЛ и отражает зависимость относительной величины выхода ТСЛ от скорости нагрева.

На рис. 2 представлены различия между экспериментальными (кривые 1, 3) и рассчитанными зависимостями (кривые 2, 4) высоты пика (кривые 1, 2) и выхода ТСЛ (кривые 3, 4) от скорости нагрева. Из этого рисунка видно резкое несоответствие экспериментальных и теоретических результатов. Так, расчет дает независимость величины высвеченной в пике светосуммы с одновременным ростом высоты пика термовысвечивания приблизительно в сорок раз при увеличении  $\beta$  от 0.3 до 11.0  $\text{K} \cdot \text{s}^{-1}$ . На опыте наблюдается снижение высвеченной в пике ТСЛ светосуммы приблизительно в семь раз и увеличение высоты пика только в четыре раза.

Такое несоответствие экспериментальных и теоретических данных мы связали с падением квантовой эффективности люминесценции за счет температурного тушения, усиливающегося по мере того как с ростом  $\beta$  температура пика сдвигается в область все более высоких температур. Для обоснования этого предположения исследовалась температурная зависимость квантовой эффективности люминесценции  $\eta(T)$

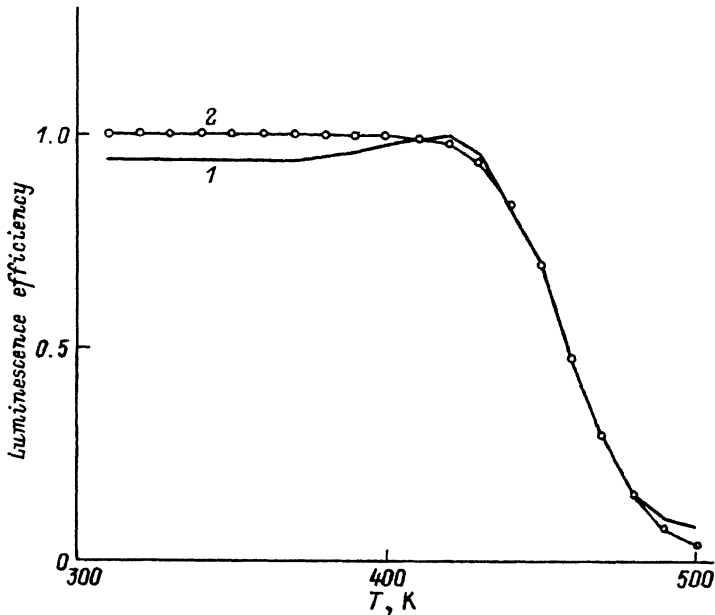


Рис. 3. Зависимость эффективности люминесценции от температуры. 1 — эксперимент, 2 — теоретическая кривая.

с помощью изучения температурной зависимости РЛ и ФЛ. Типичный вид функции  $\eta(T)$  по данным РЛ и ФЛ приведен на рис. 3 (кривая 1). Особенностью этой зависимости является то, что в интервале температур 77–400 К ее величина практически не отличается от единицы, а процесс тушения начинает развиваться с 400 К. Высокотемпературный участок кривой иллюстрирует резкое падение эффективности люминесценции. Этот результат можно интерпретировать как температурное тушение люминесценции  $F$ -центров, которое также может иметь место и в процессе ТСЛ при температуре выше 400 К.

Температурная зависимость квантовой эффективности люминесценции для простейшей системы, содержащей только два канала релаксации (излучательный и безизлучательный), может быть описана уравнением Мотта [17,18]

$$\eta(T) = \frac{1}{1 + C \exp(-W/kT)}, \quad (5)$$

где  $\eta(T)$  — квантовая эффективность люминесценции,  $C$  — константа,  $W$  — энергия активации тушения.

Для описания тушения люминесценции в исследуемых объектах экспериментальная зависимость  $\eta(T)$  аппроксимировалась аналитической зависимостью (5). Наилучший результат аппроксимации достигался при  $C = 10^{17}$  и  $W = 1.55 \text{ eV}$  (кривая 2 на рис. 3).

Теперь, когда численные параметры функции  $\eta(T)$  определены, для теоретического расчета зависимостей высоты пика ТСЛ и высвеченной в нем светосуммы от  $\beta$  с учетом температурного тушения уравне-

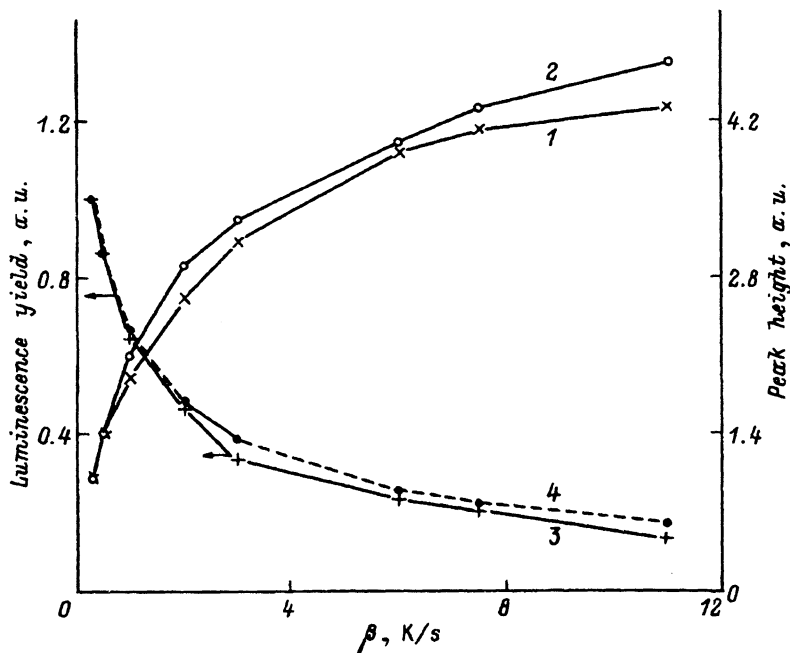


Рис. 4. Экспериментальные и теоретические зависимости высоты пика (1, 2) и выхода ТСЛ (3, 4) от скорости нагрева, рассчитанные с учетом температурного тушения.

1, 3 — эксперимент, 2, 4 — расчет.

ния (1) и (2) должны быть модифицированы и представлены в виде [16]

$$I(T, \beta, \eta) = \eta(T)I(T, \beta), \quad (6)$$

$$I(t, \eta) = \eta(T)I(t). \quad (7)$$

Компьютерное моделирование семейств кривых  $I(T, \beta, \eta)$ ,  $I(t, \eta)$  с помощью уравнений (6) и (7) давало возможность определить величину высоты пика ТСЛ и высвеченной светосуммы в зависимости от  $\beta$ . На рис. 4 представлены экспериментальные (кривые 1, 3) и рассчитанные теоретически (кривые 2, 4) зависимости высоты пика ТСЛ (кривые 1, 2) и высвеченной светосуммы (кривые 3, 4) от скорости нагрева. Видно, что учет температурного тушения приводит к удовлетворительному соответствию экспериментальных и теоретических результатов.

До сих пор из-за принципиальной ограниченности метода, применяемого для экспериментального исследования ТСЛ, основанного на подъеме температуры образцов по линейному закону, влияние термического тушения обнаруживалось по косвенным признакам — изменениям характеристик пика от скорости нагрева. Его прямое влияние на кинетические параметры процесса ТСЛ в таких экспериментах не выявлялось. Качественно иной результат следовало ожидать при исследовании ТСЛ методом фракционного термовысвечивания. Как известно [19] одним из основных достоинств этого метода является возможность прямого экспериментального определения главного кинети-



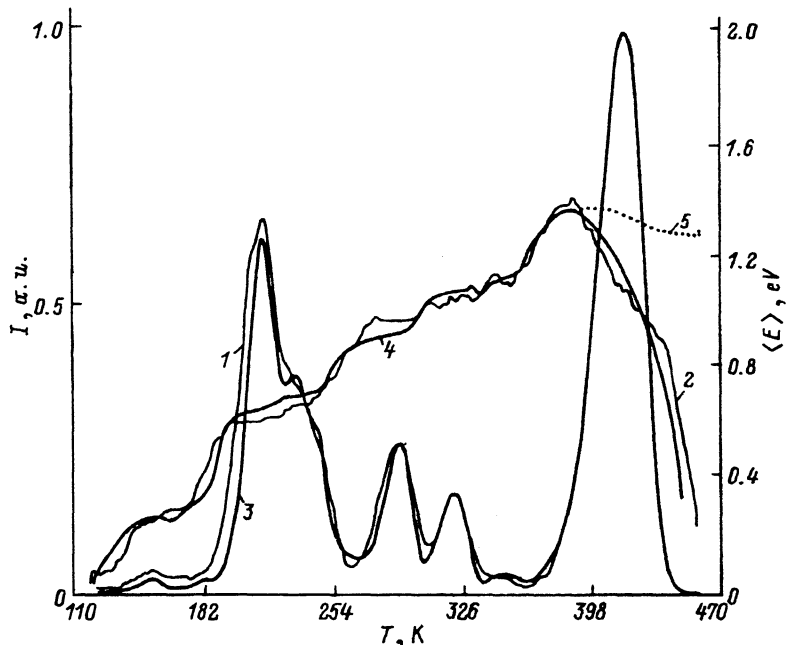


Рис. 5. Зависимость интенсивности люминесценции (1, 3) и средней энергии активации (2, 4, 5) от температуры.

1, 2 — эксперимент, 3, 4 — расчет с учетом температурного тушения, 5 — расчет без учета температурного тушения.

ческого параметра процесса термовысвечивания — его средней энергии активации  $\langle E \rangle$ . Тогда, если приведенные выше доказательства влияния процесса температурного тушения на ТСЛ верны, температурная зависимость величины  $\langle E \rangle$  в области тушения должна вести себя аномально. Это предположение было изучено экспериментально и теоретически.

На рис. 5 представлены экспериментальная кривая ТСЛ (кривая 1) и соответствующая ей температурная зависимость  $\langle E \rangle$  (кривая 2), измеренные методом фракционного термовысвечивания в диапазоне температур 120–500 К. Из этого рисунка видно аномальное поведение величины  $\langle E \rangle$  в пределах исследуемого пика при 416 К по сравнению с ее поведением в более низкотемпературной области. На начальной стадии процесса термовысвечивания  $\langle E \rangle$  составляет величину около 1.41 eV, что достаточно хорошо совпадает с величиной  $E$ , определенной ранее методом вариации скоростей нагрева и компьютерным моделированием экспериментальной КТВ, измеренной в режиме линейного нагрева. При температуре приблизительно 390–400 К, что совпадает с началом процесса тушения люминесценции, величина  $\langle E \rangle$  начинает уменьшаться, и к окончанию пика ее значение достигает величины около 0.6 eV. Влияние температурного тушения на поведение  $\langle E \rangle$  выявлялось сравнением результатов компьютерного моделирования экспериментов по фракционному термовысвечиванию, проводимого с помощью уравнения (6), учитывающего процесс тушения, и уравнения (1), когда процесс тушения исключался из рассмотрения.

В соответствии с уравнениями (1) и (6) параметры пиков ТСЛ в диапазоне температур 120–500 К ( $E_i$ ,  $s_i$ ,  $n_{0i}$ ,  $b_i$ ) подбирались опытным путем до тех пор, пока КТВ, полученная в компьютерном эксперименте (кривая 3 на рис. 5), практически становилась неотличимой от зарегистрированной в реальном эксперименте. Для основного пика эти величины оказались равными  $E = 1.410 \text{ eV}$ ,  $S = 5.0 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$ ,  $b = 1$ . До начала подъема исследуемого пика температурная зависимость  $\langle E \rangle$ , соответствующая КТВ, полученной в компьютерном эксперименте, достаточно хорошо совпадает с измеренной в реальном эксперименте и не зависит от присутствия «тушащего» множителя  $\eta(T)$  в уравнении (6). Но в температурном интервале проявления пика поведение  $\langle E \rangle$ , как показали расчеты, полностью определяется параметрами «тушащего» множителя  $C$  и  $W$ . Подбор этих величин в компьютерном эксперименте позволял управлять температурной зависимостью  $\langle E \rangle$  и добиться ее достаточно хорошего совпадения с температурной зависимостью  $\langle E \rangle$ , полученной в реальном эксперименте. Кривая 4 на рис. 5 представляет компьютерный вариант поведения  $\langle E \rangle$  в отсутствие тушения, а кривая 5 на рис. 5 эту же зависимость с учетом тушения при  $W = 0.86 \text{ eV}$  и  $C = 2.0 \cdot 10^{10}$ . Существенные различия между величинами  $W$  и  $C$ , полученные при моделировании кривых ТСЛ, зарегистрированных при линейном и фракционном нагревах, на наш взгляд, связаны с тем, что формула (5) формально имеет один и тот же вид для описания совершенно различных механизмов температурного тушения люминесценции: внешнего и внутрицентрового, при этом меняется не только смысл входящих в нее параметров  $W$  и  $C$ , но и их величины [20]. В общем случае функция  $\eta(T)$  может быть обусловлена как отдельными процессами внешнего  $\eta(T)_{\text{ext}}$  и внутрицентрового тушения  $\eta(T)_c$ , так и совместным их действием  $\eta(T)_{\text{comb}}$ .

Установление и идентификация механизмов температурного тушения люминесценции в дефектных кристаллах  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$  требуют самостоятельного исследования. По результатам данной работы можно лишь предполагать, что, поскольку изучаемые кристаллы содержали достаточно большую концентрацию  $F$ -центров и их излучение было доминирующим в спектрах РЛ и ФЛ, величины  $W$  и  $C$ , найденные при моделировании фракционного нагрева, характеризуют процесс внутрицентрового тушения. Не противоречит этому предположению и оценка величины  $C$ , проведенная по аналогии с ее оценкой для внутрицентрового тушения ФЛ  $F$ -центров в нейтронно-облученных кристаллах  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ . Согласно [18], величина  $C = \tau_R \nu_0$ , где  $\tau_R$  — время жизни центра в возбужденном состоянии при низкой температуре,  $\nu_0$  — частота акустических колебаний фонового спектра  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ . При  $\nu_0 \sim 10^{13} \text{ s}^{-1}$  и времени жизни  $F$ -центра в возбужденном состоянии при 4.4 К  $\tau_R \sim 23 \cdot 10^{-3} \text{ s}$  [21] имеет  $C \sim 2.3 \cdot 10^{11}$ , что в пределах порядка почти соизмеримо с величиной  $C = 2.0 \cdot 10^{10}$ , полученной в компьютерном эксперименте. Таким образом, учитывая возможность существования в диапазоне температур 400–500 К областей с совместным и отдельным действием процессов внешнего и внутрицентрового тушения, уравнение (5) с параметрами  $W = 1.55 \text{ eV}$ ,  $C = 10^{17}$  может быть интерпретировано как  $\eta(T) = \eta(T)_{\text{ext}} \eta(T)_c \eta(T)_{\text{comb}}$ . В этом случае  $W = 0.86 \text{ eV}$  и  $C = 2.0 \cdot 10^{10}$  могут являться приближенными параметрами  $\eta(T)_c$ .

Таким образом, экспериментальные результаты данной работы и их количественная интерпретация показывают существование связи между наблюдаемыми особенностями ТСЛ и процессами температурного тушения люминесценции в анионодефектных кристаллах  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ .

### Список литературы

- [1] Akselrod M.S., Korotov V.S., Kravetsky D.J., Gotlib V.I. Radiat. Prot. Dosim. **32**, 1, 15 (1990).
- [2] Akselrod M.S., Korotov V.S., Kravetsky D.J., Gotlib V.I. Radiat. Prot. Dosim. **33**, 1-4, 119 (1990).
- [3] Gimadova T.I., Bessonova T.S., Tale I.A., Avvakumova L.A., Bodyachevsky S.V. Radiat. Prot. Dosim. **33**, 1-4, 47 (1990).
- [4] Бессонова Т.С., Гимадова Т.И., Тале И.А., Аввакумова Л.А., Литвинов Л.А. ЖПС. **54**, 3, 433 (1991).
- [5] Tale I.A., Tale V.G., Nagorny A.A. Radiat. Prot. Dosim. **33**, 1-4, 71 (1990).
- [6] Бессонова Т.С., Аввакумова Л.А., Гимадова Т.И., Тале И.А., ЖПС **54**, 2, 258 (1991).
- [7] Тале И.А. Изв. АН СССР. Сер. физ. **45**, 2, 245 (1981).
- [8] Аввакумова Л.А., Бессонова Т.С., Бодячевский С.В., Гимадова Т.И., Кеирим-Маркус И.Б. Тез. докл. VI Всесоюз. конф. по радиационной физике и химии ионных кристаллов. Рига (1986), Ч. 2, С. 355-356.
- [9] Аксельрод М.С., Кирпа В.И. Тез. докл. VI Всесоюз. симпоз. по люминесцентным приемникам и преобразователям ионизирующего излучения. Львов (1989), С. 30.
- [10] Портнягин А.С., Мильман И.И., Кортон В.С. ФТТ **33**, 8, 2258 (1991).
- [11] Кондратенко П.А. УФЖ, **15**, 10, 1730 (1970).
- [12] Апанасенко А.Л., Кузниченко А.В., Говядовский Ю.Б., Якунин В.Г. ЖПС **54**, 3, 438 (1991).
- [13] Chen R. and Winer S.A.A. J. Appl. Phys. **41**, 5227 (1970).
- [14] Chen R. J. of Electrostatics. **3**, 15 (1977).
- [15] Shenker D., Chen R. J. of Comput. Phys. **10**, 272 (1972).
- [16] McKeever S.W.S. Thermoluminescence of Solids. Cambridge University Press. (1985), P. 376.
- [17] Мотт Н., Герни Р. Электронные процессы в ионных кристаллах. Москва. М. (1950). С. 304.
- [18] Evans B.D., Stapelbroek M. // Phys. Rev. **V.18**. N 12. P. 7089 (1978).
- [19] Tale I.A. Phys. Stat. Sol. (a). **V.66**. P. 65 (1981).
- [20] Тимофеев Ю.П., Фок М.В, Тр. ФИАН СССР. 1980. **117**. 3 (1980).
- [21] Brewer J.D., Summers G.P. // Phys. Lett. **76A**. 3,4. 353 (1980).