

09  
**Фототрансферная термолюминесценция дозиметрических кристаллов  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ , облученных импульсным электронным пучком**

© С.В. Никифоров, В.С. Кортвов, Е.В. Моисейкин, М.Г. Казанцева

Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина,  
620002 Екатеринбург, Россия  
e-mail: s.v.nikiforov@urfu.ru

(Поступило в Редакцию 2 марта 2017 г.)

Исследована термолюминесценция (ТЛ) глубоких ловушек анион-дефектных монокристаллов оксида алюминия, облученных высокодозным (более 1 кГу) импульсным электронным пучком (130 кeV). Классифицированы типы глубоких ловушек в исследуемом материале в зависимости от температурного диапазона высвечивания ТЛ. Показано, что фототрансферная термолюминесценция (ФТТЛ) в температурном диапазоне основного ТЛ пика возникает за счет оптического переселения зарядов с глубоких ловушек, опустошаемых при 400–470 и 470–600 °С. Обнаружен аномальный эффект роста ФТТЛ при ступенчатом отжиге в диапазоне 350–400 °С. Показано, что этот эффект может быть обусловлен конкурирующими процессами переноса заряда с участием глубоких ловушек, соответствующих пику ТЛ при 390 °С. Установлена принципиальная возможность применения метода ФТТЛ для дозиметрии высокодозных импульсных электронных пучков в диапазоне доз 1–50 кГу.

## Введение

Люминесцентные свойства анион-дефектных монокристаллов оксида алюминия ( $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ ) интенсивно изучаются в связи с их использованием в термолюминесцентной (ТЛ) (thermoluminescent, TL) дозиметрии ионизирующих излучений. На основе данных кристаллов разработаны детекторы ТЛД-500К [1,2], которые более 30 лет успешно применяются в дозиметрии персонала и экологическом мониторинге. Современные исследования ТЛ этих детекторов направлены на расширение их функциональных возможностей, в частности для регистрации высоких доз излучений (более 1 кГу). Одним из видов высокодозных излучений являются сильноточные импульсные электронные пучки различных энергий. Такие пучки широко используются в научных исследованиях и промышленности для синтеза и модификации свойств материалов, а также для радиационной стерилизации медицинских инструментов и пищевых продуктов [3–6]. При этом доза радиационного излучения, поглощенная в облученном материале, может достигать величин 1–100 кГу.

Использование детекторов ТЛД-500К для высокодозной дозиметрии осложняется тем, что дозовая зависимость интенсивности ТЛ в основном (дозиметрическом) пике при 130–200 °С (скорость нагрева 2 °С/с) становится сильно нелинейной при дозах более 1 Гу с последующим насыщением [7]. Преодоление этих трудностей возможно путем использования в качестве дозиметрической информации ТЛ глубоких ловушек. Глубокие ловушки обнаруживаются в анион-дефектных кристаллах оксида алюминия по данным измерения высокотемпературной ТЛ, возбуждаемой различными видами излучений. В частности, после облучения образцов УФ светом на кривой ТЛ регистрируются пики при 400–500 и

600–700 °С [8]. Рентгеновское возбуждение вызывает появление пиков ТЛ при 270–330 и 500–600 °С [9,10]. В кристаллах, облученных сильноточным импульсным электронным пучком, наблюдается ТЛ в диапазонах 27–330, 400–500 и 500–600 °С [10–13]. Есть также косвенные данные о присутствии в исследуемых образцах более глубоких ловушек с температурами опустошения свыше 750 °С [11,12,14,15]. Известны примеры успешного применения высокотемпературной ТЛ в монокристаллах  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$  для высокодозной дозиметрии импульсного рентгеновского и электронного излучений [10–13,16]. Недостатком данного метода является трудность регистрации ТЛ при  $T > 400$  °С из-за высокого уровня теплового излучения нагревательного элемента, а также температурного тушения люминесценции [17–19]. Указанные факторы приводят к существенному увеличению ошибок измерений.

Альтернативным методом получения дозиметрической информации, запасенной в глубоких ловушках, является регистрация пиков фототрансферной термолюминесценции (ФТТЛ) (photo transferred thermoluminescence, PTTL). ФТТЛ обусловлена оптически стимулированным переселением носителей заряда с глубоких ловушек на основные (дозиметрические). В отличие от обычного ТЛ метода измерение ФТТЛ не требует нагрева материала детектора до высоких температур, поскольку непосредственным источником информации здесь является основной пик при 130–250 °С.

В анион-дефектных монокристаллах  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$  ФТТЛ в температурном диапазоне основного ТЛ пика регистрировалась после предварительного облучения образцов рентгеновским [14], бета-излучением [20–23], а также УФ светом [24]. Установлена взаимосвязь ФТТЛ с оптическим переселением дырок с глубоких ловушек, опустошающихся при 500–600 °С [14,15]. Существуют

также данные, подтверждающие вклад в ФТТЛ очень глубоких ловушек ( $T > 750^\circ\text{C}$ ), природа которых однозначно не установлена [11,12,14,15]. Вместе с тем ФТТЛ дозиметрических кристаллов  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$  с глубокими ловушками, заполненными при высокодозном облучении импульсами электронного пучка, исследована недостаточно. В частности, остается неясной роль глубоких ловушек, опустошающихся при  $400\text{--}500^\circ\text{C}$ , в процессах переноса заряда, участвующих в формировании сигнала ФТТЛ. Такое исследование представляет практический интерес с точки зрения оценки возможностей использования данного эффекта в дозиметрии высокодозных электронных пучков с помощью детекторов ТЛД-500К.

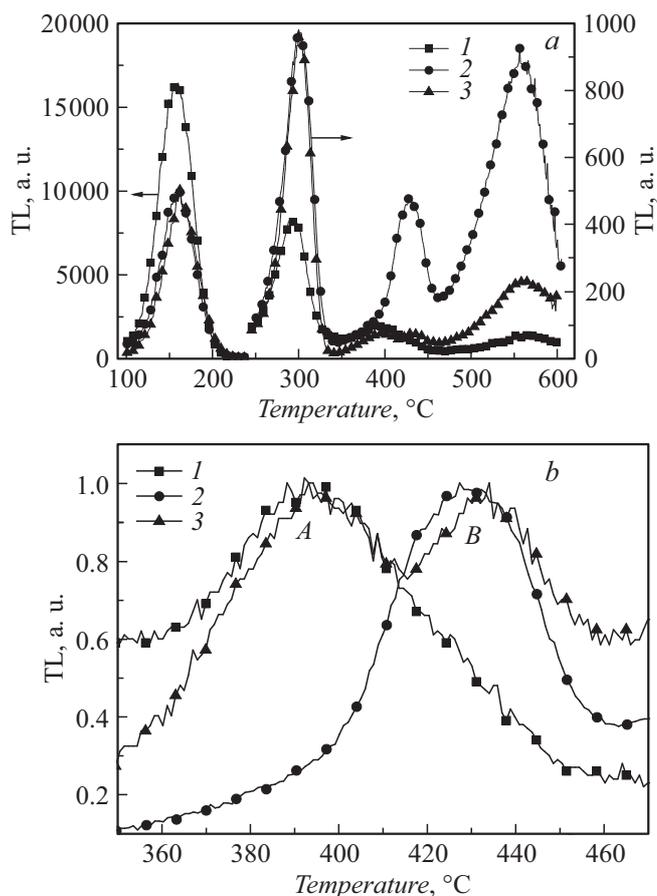
Настоящая работа посвящена изучению особенностей ФТТЛ и дозиметрических свойств анион-дефектных монокристаллов оксида алюминия, облученных высокодозным импульсным электронным пучком.

## Образцы и методика эксперимента

Исследовались образцы коммерческих детекторов ТЛД-500К (Россия), изготовленных на основе анион-дефектных монокристаллов  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ . Образцы имели форму таблеток толщиной 1 мм, диаметром 5 мм. Предварительно образцы подвергались термообработке в муфельной печи на воздухе при  $900^\circ\text{C}$  (30 min) для опустошения ловушек в исследуемом материале. Глубокие ловушки заполнялись путем облучения образцов при комнатной температуре импульсным электронным пучком ускорителя с длительностью импульса 2 ns, средней энергией электронов 130 keV, плотностью тока  $60\text{ A/cm}^2$ . Поглощенная доза в месте расположения образца, определенная с помощью фотопленочного дозиметра SO PD(F)R-5/50, составила 1.5 kGy за один импульс [25]. Для возбуждения ФТТЛ образцы облучались при комнатной температуре оптическим излучением светодиодов FYLP-1W-UBB (Китай) с длиной волны 470 nm в течение 35 s при токе 700 mA. Известно, что при облучении светом с длиной волны  $\lambda = 470\text{ nm}$  наблюдается эффективное опустошение глубоких ловушек в исследуемых кристаллах [24,26]. ФТТЛ измерялась в диапазоне температур высвечивания основного пика ( $100\text{--}250^\circ\text{C}$ , скорость нагрева  $2^\circ\text{C/s}$ ) с помощью ФЭУ-142 с максимумом спектральной чувствительности при  $112\text{--}400\text{ nm}$ . ТЛ регистрировалась по аналогичной методике при  $T = 100\text{--}600^\circ\text{C}$ .

## Результаты и обсуждение

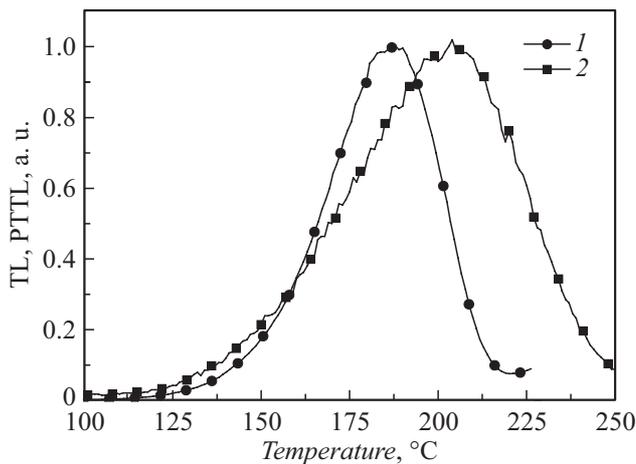
Для идентификации глубоких ловушек нами был проведен детальный анализ кривых ТЛ в партии образцов исследуемых кристаллов (50 штук), облученных импульсным электронным пучком (75 kGy). Типичные примеры таких кривых для трех образцов приведены на рис. 1, а. Видно, что во всех образцах наблюдается доминирующий основной (дозиметрический) пик при



**Рис. 1.** (а) Типичные кривые ТЛ глубоких ловушек для различных групп (1–3) образцов анион-дефектных кристаллов  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$  оксида алюминия после облучения импульсным пучком электронов (75 kGy). (б) Нормированные кривые ТЛ рис. 1, а в диапазоне высвечивания глубоких ловушек  $T = 350\text{--}470^\circ\text{C}$ .

$130\text{--}200^\circ\text{C}$ . Кривые ТЛ всех образцов в диапазоне высвечивания глубоких ловушек ( $250\text{--}600^\circ\text{C}$ ) содержали пик при  $300^\circ\text{C}$ , а также широкий пик с максимумом при  $550\text{--}560^\circ\text{C}$ . Интенсивность этих пиков изменялась в широких пределах от образца к образцу. Кроме того, в большинстве образцов наблюдался сигнал ТЛ в диапазоне  $350\text{--}470^\circ\text{C}$ . Установлено, что кривые ТЛ в данном температурном диапазоне для всех образцов имели сложную структуру. Для ее анализа были построены нормированные кривые ТЛ (рис. 1) при  $T = 350\text{--}470^\circ\text{C}$  (рис. 1, б). Полученные результаты показали, что можно выделить группу образцов, у которых наблюдался доминирующий пик А при  $390^\circ\text{C}$  (рис. 1, б, кривая 1). Другая группа характеризовалась наличием доминирующего пика В при  $435^\circ\text{C}$  (кривая 2). В ряде образцов кривая ТЛ имела ярко выраженную двухпиковую структуру (кривая 3). Соотношение интенсивностей этих пиков существенно изменялось от образца к образцу.

Таким образом, на основе результатов исследования высокотемпературной ТЛ в монокристаллах



**Рис. 2.** Кривые ТЛ (1) и ФТТЛ (2) в температурном диапазоне основного пика образцов анион-дефектных кристаллов  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ , облученных импульсным электронным пучком (75 kGy).

анион-дефектного оксида алюминия, облученных высокодозным импульсным электронным пучком, можно классифицировать следующие типы глубоких центров захвата, соответствующих различным диапазонам высвечивания ТЛ: тип I — пик при 270–330°C; тип II — ТЛ при 350–470°C; тип III — пик при 470–600°C. При этом ТЛ глубоких ловушек типа II состоит по крайней мере из двух компонентов, обусловленных низкотемпературными ловушками (IIA) и высокотемпературными (IIB), соответствующими ТЛ пиков A и B на рис. 1, b.

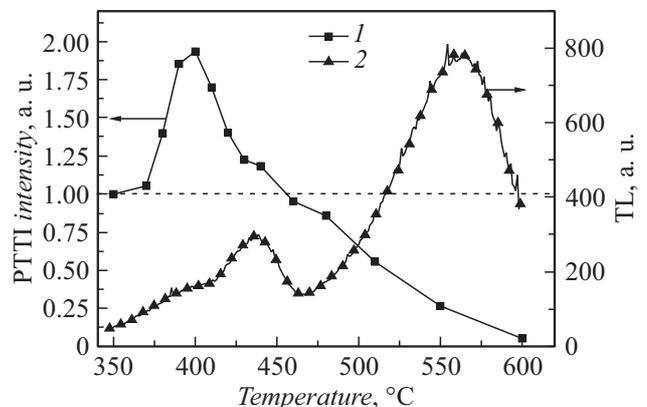
Для измерения ФТТЛ исследуемых кристаллов образцы после высокодозного облучения нагревались до 350°C со скоростью 2°C/s для опустошения ловушек, ответственных за основной (дозиметрический) пик, и глубоких ловушек типа I при  $T = 270\text{--}330^\circ\text{C}$ . Другие глубокие ловушки при этом оставались заполненными. Вклад глубоких ловушек типа I в ФТТЛ в настоящей работе не исследовался, поскольку ТЛ данных ловушек высвечивается в температурном диапазоне, близком к дозиметрическому пику (130–200°C), что затрудняет точное определение интенсивности ФТТЛ.

На рис. 2 приведена кривая ФТТЛ в температурном диапазоне основного пика исследуемых образцов с предварительно заполненными глубокими ловушками при облучении образцов электронным пучком дозой 75 kGy (кривая 2). Данные рисунка показывают наличие интенсивного пика ФТТЛ при 210°C. Для сравнения на рисунке приведена также кривая ТЛ основного пика исследуемых образцов, облученных той же дозой импульсного электронного пучка (кривая 1). Видно, что максимум ФТТЛ сдвинут относительно пика ТЛ на 20°C в высокотемпературную область и заметно уширен. Эффект сдвига пика ФТТЛ ранее наблюдался в образцах, у которых глубокие ловушки заполнялись УФ и рентгеновским излучениями [27]. Он может быть связан со сложной

энергетической структурой ловушек основного ТЛ пика в исследуемом материале. Известно, что основной ТЛ пик состоит из нескольких компонентов электронной и дырочной природы [27]. При этом ловушки, ответственные за высокотемпературную часть основного ТЛ пика, характеризуются более низким сечением фотоионизации по сравнению с ловушками его низкотемпературной части [28]. Можно предположить, что одновременно с заполнением дозиметрических ловушек при оптической стимуляции может происходить и их опустошение. В этом случае для ловушек высокотемпературной части основного пика процесс заполнения преобладает над их опустошением, а для низкотемпературных наблюдается противоположная ситуация. В итоге эти процессы приводят к сдвигу пика ФТТЛ в высокотемпературную область по сравнению с максимумом ТЛ [27].

Для более глубокого понимания механизма ФТТЛ исследуемых кристаллов необходимо выяснить, с каких именно глубоких ловушек происходит оптическое переселение носителей заряда на основные. Для этого нами была изучена зависимость интенсивности ФТТЛ в температурном диапазоне основного пика от температуры ступенчатого отжига образцов. Образцы предварительно облучались при комнатной температуре импульсным электронным пучком (75 kGy) для заполнения глубоких ловушек. Цикл измерений состоял из трех этапов: 1) образцы отжигались до заданной температуры  $T_{\text{ан}}$  для опустошения ловушек основного ТЛ пика и частичного опустошения глубоких; 2) образцы облучались оптическим излучением в идентичных условиях; 3) регистрировалась кривая ФТТЛ по стандартной методике. Величина  $T_{\text{ан}}$  увеличивалась от цикла к циклу на 10–50°C, начиная с 350°C.

Зависимость интенсивности ФТТЛ от температуры ступенчатого отжига образцов представлена на рис. 3 (кривая 1). За уровень 1.0 была принята интенсивность ФТТЛ при  $T_{\text{ан}} = 350^\circ\text{C}$ . На этом же рисунке приведена кривая ТЛ, обусловленная глубокими ловушками



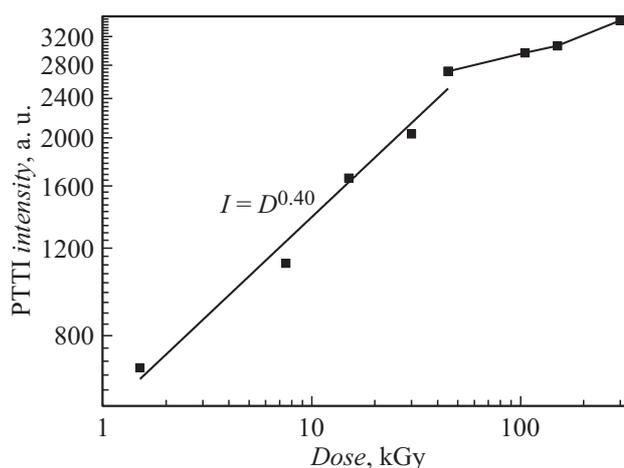
**Рис. 3.** Зависимость интенсивности ФТТЛ от температуры ступенчатого отжига (1) и кривая высокотемпературной ТЛ (2). Горизонтальная линия соответствует интенсивности ФТТЛ при температуре отжига 350°C.

(кривая 2). Видно, что наблюдается рост интенсивности ФТГЛ в диапазоне температур отжига 350–400°C и монотонное падение при температурах отжига выше 400°C. ФТГЛ практически исчезает при температуре отжига  $T_{\text{an}} = 600^\circ\text{C}$ .

Уменьшение интенсивности ФТГЛ при  $T_{\text{an}} = 400\text{--}600^\circ\text{C}$  свидетельствует о том, что глубокие ловушки типа II и III, соответствующие ТЛ при 400–470 и 470–600°C, дают вклад в ФТГЛ за счет оптического переселения носителей на основную ловушку. Исчезновение ФТГЛ при  $T = 600^\circ\text{C}$  показывает, что более глубокие ловушки не участвуют в процессе ФТГЛ в данных условиях эксперимента. Этот факт согласуется с результатами работы [22], где глубокие ловушки заполнялись бета-излучением, а ФТГЛ возбуждалась при  $\lambda = 450\text{ nm}$ . Для оптического переселения носителей из очень глубоких ловушек необходимо уменьшать длину волны возбуждения. Известно, что при длине волны оптической стимуляции  $\lambda = 300\text{ nm}$  интенсивный сигнал ФТГЛ в исследуемых кристаллах с глубокими ловушками, заполняемыми бета-излучением, наблюдался и при температурах отжига, превышающих 600°C, и сохранялся вплоть до 950°C [21].

Наиболее интересной и важной особенностью кривой  $I$  рис. 3 является участок роста интенсивности ФТГЛ при 350–400°C, несмотря на опустошение глубоких ловушек, обуславливающих ТЛ в этом температурном интервале. Данный эффект обнаружен нами для  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$  впервые, и он не вытекает из простейших модельных представлений, описывающих кинетику ФТГЛ. Следует отметить, что в ряде образцов исследуемых кристаллов рост ФТГЛ при 350–400°C не наблюдался. В них отмечалось только монотонное падение интенсивности ФТГЛ во всем исследуемом температурном диапазоне (350–600°C).

При сравнении результатов, представленных на рис. 1, *b* и 3, можно отметить, что температурный диапазон, в котором регистрируется рост интенсивности ФТГЛ при ступенчатом отжиге, приблизительно совпадает с диапазоном высвечивания ТЛ пика А. Можно предположить, что необычный эффект возрастания интенсивности ФТГЛ при ступенчатом отжиге исследуемых кристаллов обусловлен особенностями процессов переноса заряда с участием глубоких ловушек типа IIА, обуславливающих низкотемпературную часть ТЛ кривой при  $T = 350\text{--}470^\circ\text{C}$ . В работе [12] на основе анализа конкурирующих процессов в захвате носителей заряда, вызывающих изменение интенсивности ТЛ в основном пике при вариации заселенности глубоких ловушек, установлено, что глубокие ловушки типа II имеют электронную природу. При этом возможна ситуация, когда заполненная электронная ловушка типа IIА не дает вклада в сигнал ФТГЛ напрямую за счет оптического опустошения. Вместе с тем она может захватывать дырки, освобожденные при оптической стимуляции, из ловушки типа III, которая имеет дырочную природу,



**Рис. 4.** Дозовая зависимость интенсивности ФТГЛ в температурном диапазоне основного пика анион-дефектных монокристаллов оксида алюминия, облученных импульсным электронным пучком.

с последующей безызлучательной рекомбинацией. При температурах ступенчатого отжига  $T_{\text{an}} = 350\text{--}400^\circ\text{C}$ , приводящего к опустошению ловушек IIА, вероятность такой рекомбинации падает, увеличивается вероятность оптического переселения дырок на основные дозиметрические ловушки, выход ФТГЛ растет, как это и наблюдалось экспериментально (рис. 3). В пользу доминирующей роли дырочных процессов в формировании ФТГЛ в температурном диапазоне основного пика исследуемых кристаллов может свидетельствовать ранее обсуждавшийся сдвиг пика ФТГЛ в высокотемпературную область по сравнению с пиком ТЛ (рис. 2). Известно, что низкотемпературная часть основного ТЛ пика обусловлена электронными ловушками [27]. Есть точка зрения, что ловушки, обуславливающие высокотемпературную часть основного ТЛ пика, имеют преимущественно дырочную природу [21,29,30]. Дырочные ловушки высокотемпературной части основного пика могут вносить значительный вклад в ФТГЛ, вызывая смещение ее максимума в высокотемпературную область относительно пика ТЛ. Для уточнения электронной или дырочной природы процессов переноса заряда, протекающих при оптической стимуляции, необходим детальный анализ изменения формы и температурного положения максимума кривых ФТГЛ в температурном диапазоне основного пика при различном состоянии заселенности глубоких ловушек. Для понимания механизма изменения интенсивности ФТГЛ при отжиге необходимо также учитывать конкурирующие процессы в захвате носителей заряда между основными и глубокими ловушками на стадии термостимуляции ФТГЛ. Известно, что протекание таких процессов может изменять выход ТЛ в основном пике при вариации заселенности глубоких ловушек [12,15]. Разработка модельных представлений, описывающих совокупность наблюдаемых особенностей

ФТТЛ анион-дефектного оксида алюминия, является предметом дальнейших исследований. Важным практическим следствием результатов настоящей работы является тот факт, что в целях обеспечения максимальной чувствительности монокристаллов оксида алюминия к высокодозному излучению, оцениваемой по интенсивности ФТТЛ, необходимо предварительно отжигать их до  $T = 400^\circ\text{C}$ .

Зависимость интенсивности ФТТЛ исследуемых кристаллов от дозы облучения электронным пучком приведена на рис. 4. Известно, что дозовая зависимость ТЛ может быть описана соотношением  $I = \alpha D^k$ , где  $I$  — интенсивность,  $D$  — доза излучения,  $\alpha$  и  $k$  — константы [31]. Линейная дозовая зависимость соответствует ситуации, когда  $k = 1$ . При  $k > 1$  наблюдается эффект сверхлинейности, при  $k < 1$  — сублинейности. Результаты аппроксимации кривой рис. 4 показали, что в диапазоне  $D = 1.5\text{--}50\text{ kGu}$  дозовая зависимость носит сублинейный характер. При этом интенсивность ФТТЛ пропорциональна  $D^{0.40}$ . При  $D = 50\text{--}300\text{ kGu}$  наблюдается сильная нелинейность дозовой характеристики, переходящая в насыщение.

Сублинейность дозовых характеристик ТЛ традиционно объясняется насыщением величины концентрации захваченных в ловушках носителей заряда с ростом дозы облучения [32]. Установлено, что сублинейная дозовая зависимость ТЛ отклика может быть также описана и в рамках простейшей двухуровневой модели, даже когда состояние заселенности центров захвата далеко от насыщения [32,33]. При этом причиной сублинейности является конкуренция между ТЛ активными ловушками и центрами рекомбинации на стадии облучения образца. В работе [34] для объяснения эффекта сублинейности дозовых зависимостей ТЛ широкозонных диэлектриков предложена кинетическая модель, основанная на конкурирующем взаимодействии активной электронной ловушки и дырочной глубокой ловушки на стадиях облучения и термостимуляции. Показано, что в зависимости от параметров модели интенсивность ТЛ может быть пропорциональна  $D^{0.40\text{--}0.62}$ . Учитывая наличие в анион-дефектных монокристаллах оксида алюминия различных типов электронных и дырочных глубоких ловушек, можно предположить, что данный механизм сублинейности [34] может иметь место и в исследуемых в настоящей работе образцах. Следует отметить, что сублинейный рост интенсивности ФТТЛ при увеличении дозы не является препятствием для использования материала люминофора в практической дозиметрии, однако требует специальной калибровки измерительного прибора.

## Заключение

Исследована высокотемпературная ТЛ в детекторах ионизирующего излучения ТЛД-500 К на основе монокристаллов анион-дефектного оксида алюминия, облу-

ченных высокодозным импульсным электронным пучком. Классифицированы три типа глубоких центров захвата, соответствующих ТЛ при  $270\text{--}330^\circ\text{C}$  (тип I);  $350\text{--}470^\circ\text{C}$  (тип II);  $470\text{--}600^\circ\text{C}$  (тип III). При этом ТЛ кривая глубоких ловушек при  $T = 350\text{--}470^\circ\text{C}$  характеризуется сложной структурой, содержащей в своем составе не менее двух элементарных компонентов. Исследованы особенности ФТТЛ в температурном диапазоне основного (дозиметрического) ТЛ пика ( $130\text{--}250^\circ\text{C}$ ) кристаллов  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$  с глубокими ловушками, заполненными импульсным электронным пучком. Установлено, что пик ФТТЛ сдвинут по сравнению пиком ТЛ в высокотемпературную область и заметно уширен. Показано, что при оптической стимуляции на длине волны  $470\text{ nm}$  ФТТЛ в температурном диапазоне основного пика обусловлена переселением носителей заряда с глубоких ловушек, опустошаемых при  $400\text{--}470$  и  $470\text{--}600^\circ\text{C}$ . Обнаружен аномальный эффект роста интенсивности ФТТЛ в результате термического отжига исследуемых кристаллов при  $T = 350\text{--}400^\circ\text{C}$ , предположительно связанный с процессом перехвата носителей, освободившихся с глубоких дырочных ловушек, глубокими электронными центрами, связанными с пиком ТЛ при  $390^\circ\text{C}$ , с последующей безызлучательной рекомбинацией. Установлен сублинейный характер дозовых характеристик ФТТЛ исследуемых кристаллов в диапазоне  $1\text{--}50\text{ kGu}$ , что показывает принципиальную возможность применения метода ФТТЛ для дозиметрии высокодозных импульсных электронных пучков.

## Список литературы

- [1] Аксельрод М.С., Кортков В.С., Мильман И.И., Горелова Е.А., Борисов А.А., Затуловский Л.М., Кравецкий Д.Я., Березина И.Е., Лебедев Н.К. // Известия АН СССР. Сер. Физическая. 1988. Т. 52. Вып. 10. С. 1981–1984.
- [2] Кортков В.С., Сурдо А.И., Шарафутдинов Ф.Ф. // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 7. С. 72–76.
- [3] Krashenninnikov A.V., Banhart F. // Nature Materials. 2007. Vol. 6. P. 723–733.
- [4] Morrissey R.F., Herring C.M. // Radiat. Phys. Chem. 2002. Vol. 63. N 3–6. P. 217–221.
- [5] Bly J.H. Electron beam processing. International Information Associates, Yardley, Pennsylvania, 1988. P. 32–53.
- [6] Довбня А.Н., Закутин В.В., Решетняк Н.Г., Ромасько В.П., Волколупов Ю.Я., Красноголовец М.А. // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 12. С. 98–101.
- [7] Akselrod M.S., Kortov V.S., Kravetsky D.J., Gotlib V.I. // Radiat. Prot. Dosim. 1990. Vol. 32. P. 15–20.
- [8] Мильман И.И., Кортков В.С., Никифоров С.В. // ФТТ. 1998. Т. 40. Вып. 2. С. 229–234.
- [9] Мильман И.И., Моисейкин Е.В., Никифоров С.В., Соловьев С.В., Ревков И.Г., Литовченко Е.Н. // ФТТ. 2008. Т. 50. Вып. 11. С. 1991–1995.
- [10] Surdo A.I., Abashev R.M., Milman I.I., Moiseykin E.V. // Radiat. Meas. 2016. Vol. 90. P. 192–195.
- [11] Никифоров С.В., Кортков В.С., Звонарев С.В., Моисейкин Е.В. // ЖТФ. 2014. Т. 84. Вып. 2. С. 92–97.

- [12] *Nikiforov S.V., Kortov V.S., Zvonarev S.V., Moiseykin E.V., Kazantseva M.G.* // Radiat. Meas. 2014. Vol. 71. P. 74–77.
- [13] *Nikiforov S.V., Kortov V.S.* // Radiat. Prot. Dosim. 2014. Vol. 162. N 1–2. P. 92–95.
- [14] *Akselrod M.S., Gorelova E.A.* // Nucl. Track. Radiat. Measurements. 1993. Vol. 21. N 1. P. 143–146.
- [15] *Yukihara E.G., Whitley V.H., Polf J.C., Klein D.M., McKeever S.W.S., Akselrod A.E., Akselrod M.S.* // Radiat. Meas. 2003. Vol. 37. P. 627–638.
- [16] *Сурдо А.И., Мильман И.И., Абашев Р.М., Власов М.И.* // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. Вып. 23. С. 22–30.
- [17] *Akselrod M.S., Agersnap Larsen N., Whitley V., McKeever S.W.S.* // J. Appl. Phys. 1998. Vol. 84. N 6. P. 3364–3373.
- [18] *Мильман И.И., Кортвов В.С., Курна В.И.* // ФТТ. 1995. Т. 37. Вып. 4. С. 1149–1159.
- [19] *Никифоров С.В., Кортвов В.С., Маккамбаев Б.А., Аминов Т.А.* // Письма в ЖТФ. 2016. Т. 42. Вып. 9. С. 1–7.
- [20] *Oster L., Weiss D., Kristianpoller N.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1994. Vol. 27. N 8. P. 1732–1736.
- [21] *Colyott L.E., Akselrod M.S., McKeever S.W.S.* // Radiat. Prot. Dosim. 1996. Vol. 65. N 1–4. P. 263–266.
- [22] *Bulur E., Goksu H.Y.* // Radiat. Meas. 1999. Vol. 30. P. 203–206.
- [23] *Walker F.D., Colyott L.E., Agersnap Larsen N., McKeever S.W.S.* // Radiat. Meas. 1996. Vol. 26. P. 711–718.
- [24] *Кортвов В.С., Мильман И.И., Никифоров С.В., Моисейкин Е.В., Овчинников М.М.* // ФТТ. 2004. Т. 46. Вып. 12. С. 2143–2147.
- [25] *Afanas'ev V.N., Bychkov V.B., Lartsev V.D., Pudov V.P., Solomonov V.I., Shunailov S.A., Generalova V.V., Gromov A.A.* // Instruments and Experimental Techniques. 2005. Vol. 48. P. 641–645.
- [26] *Vlasov M.I., Surdo A.I., Milman I.I., Abashev R.M.* // Radiat. Meas. 2016. Vol. 90. P. 71–74.
- [27] *Akselrod A.E., Akselrod M.S.* // Radiat. Prot. Dosim. 2002. Vol. 100. P. 217–220.
- [28] *Whitley V.H., McKeever S.W.S.* // Radiat. Prot. Dosim. 2002. Vol. 100. N 1–4. P. 61–66.
- [29] *Никифоров С.В., Кортвов В.С., Носаль А.А., Моисейкин Е.В.* // ФТТ. 2011. Т. 53. Вып. 10. С. 2032–2037.
- [30] *Polymeris G.S., Kitis G.* // Appl. Radiat. Isotopes. 2012. Vol. 70. P. 2478–2487.
- [31] *Chen R., McKeever S.W.S.* // Radiat. Meas. 1994. Vol. 23. N 4. P. 667–673.
- [32] *Lawless J.L., Chen R., Pagonis V.* // Radiat. Meas. 2009. Vol. 44. P. 606–610.
- [33] *Chen R., Pagonis V., Lawless J.L.* // Radiat. Meas. 2010. Vol. 45. P. 277–280.
- [34] *Никифоров С.В., Кортвов В.С.* // ФТТ. 2014. Т. 56. Вып. 10. С. 1999–2003.