

Моделирование сверхлинейности дозовых характеристик термолюминесценции анион-дефектного оксида алюминия

© С.В. Никифоров, В.С. Кортон, М.Г. Казанцева

Уральский федеральный университет имени первого Президента Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

E-mail: s.v.nikiforov@ustu.ru

(Поступила в Редакцию 22 июля 2013 г.)

В рамках модели интерактивной системы ловушек теоретически рассмотрены основные закономерности сверхлинейности дозовых зависимостей термолюминесценции (ТЛ) анион-дефектных монокристаллов оксида алюминия. Модель объясняет уменьшение степени сверхлинейности при малой скорости нагрева, увеличении шага изменения дозы, заселении глубоких ловушек, росте чувствительности кристаллов к излучению, обусловленном повышением концентрации центров свечения. Полученные результаты свидетельствуют о расширении возможностей модели для интерпретации экспериментальных результатов при исследовании дозовых характеристик ТЛ исследуемых кристаллов.

1. Введение

Дозовая зависимость параметров термолюминесценции является важной характеристикой материалов, применяемых в индивидуальной дозиметрии ионизирующих излучений, радиационном мониторинге окружающей среды, археологическом и геологическом датировании [1]. Наиболее предпочтительной является линейная зависимость ТЛ-отклика от дозы излучения, которая позволяет путем калибровки дозиметрического прибора оценить поглощенную дозу по результатам измерения максимума интенсивности ТЛ или запасенной светосуммы (выхода ТЛ). Однако на практике дозовая характеристика носит более сложный характер: при высоких дозах может наблюдаться сверхлинейный участок, на котором скорость роста ТЛ-отклика увеличивается с ростом дозы [1]. При дальнейшем увеличении дозы, как правило, имеет место насыщение и уменьшение выхода ТЛ.

Сверхлинейный характер поведения дозовой характеристики наблюдался в различных материалах: LiF:Mg,Ti [2,3], NaCl:Mg [4], SiO₂ [5], Mg₂SiO₄:Tb [6], Y₃Al₅O₁₂ (YAG:C) [7] и др. Одна из наиболее распространенных теоретических интерпретаций этого эффекта основана на конкурирующем взаимодействии разных типов ловушек и центров свечения при облучении или нагреве [8,9]. Сверхлинейный участок дозовой зависимости выхода ТЛ в основном дозиметрическом пике при 450 К для поглощенных доз гамма-излучения свыше 1 Gy был обнаружен и в анион-дефектных монокристаллах α -Al₂O₃ (коммерческий ТЛ-детектор ТЛД-500) [10,11]. Было установлено также, что степень нелинейности дозовой кривой на этом участке зависит от состояния заселенности глубоких ловушек, присутствующих в исследуемом материале [12], от скорости нагрева детекторов при считывании [13], а также от величины шага изменения дозы [14]. Полученные результаты интерпретировались в рамках модели интерактивной системы ловушек [15], модифицированной

введением в рассмотрение температурной зависимости коэффициента захвата на глубокие электронные ловушки [16]. Базовым принципом этой модели является конкуренция в захвате носителей заряда, освобожденных при регистрации ТЛ основного пика, между глубокими электронными ловушками и центрами люминесценции. При измерении дозовой зависимости ТЛ в циклах облучение–нагрев–облучение происходит многократное опустошение дозиметрической ловушки и накопление зарядов в глубоких ловушках. По мере заполнения глубокой ловушки уменьшается вероятность захвата на нее электронов, увеличивается доля носителей, участвующих в излучательных рекомбинационных процессах на центрах свечения, что эквивалентно повышению чувствительности материала к облучению. При этом дозовая характеристика отклоняется от линейного роста, проявляя сверхлинейный характер.

Моделированию дозовых зависимостей ТЛ в анион-дефектном оксиде алюминия посвящены работы [17,18]. В них показано, что немонотонное поведение дозовых характеристик может быть обусловлено конкурирующими процессами между ловушками, способными захватывать носители разного знака, и центрами рекомбинации. Рассчитанные дозовые кривые хорошо описывали полученные экспериментальные результаты [19]. Однако в упомянутых работах сверхлинейный характер дозовых зависимостей не обсуждался. Расчеты в рамках модифицированной модели интерактивной системы ловушек [13] позволили объяснить обнаруженное экспериментально влияние скорости нагрева на величину сверхлинейности. При этом концентрация носителей на глубоких ловушках при различных дозах излучения подбиралась эмпирически по критерию наилучшего описания экспериментальных данных. В этой связи представляет интерес установление закономерности изменения заселенности глубоких ловушек с ростом дозы, непосредственно вытекающей из решения системы дифференциальных кинетических уравнений. Нуждаются в теоретическом рассмотрении и другие эксперимен-

тально наблюдаемые эффекты в ТЛ оксида алюминия, связанные со сверхлинейностью, а именно влияние на ее величину шага изменения дозы, начального заполнения глубоких центров, исходной концентрации центров свечения. Дозовые характеристики при изменении этих факторов не моделировались. Результаты таких расчетов позволят оценить возможности кинетической модели [16] для расширения описания механизма конкурирующего взаимодействия ловушек в ТЛ анион-дефектного Al_2O_3 .

Целью данной работы является компьютерное моделирование сверхлинейности дозовых характеристик анион-дефектных кристаллов Al_2O_3 в рамках модифицированной модели интерактивной системы ловушек при варьировании режимов измерений и начальных концентраций носителей на локализованных уровнях.

2. Модель

Энергетическая зонная схема модифицированной модели интерактивной системы ловушек, используемая для расчета дозовых характеристик, приведена на рис. 1. Схема включает дозиметрическую (основную) ловушку N , конкурирующую глубокую электронную ловушку M и центр люминесценции H , в качестве которого выступает F^+ -центр. Возможные переходы: p — освобождение электрона из основной ловушки, α — повторный захват на ловушку N , γ — излучательная рекомбинация, δ — захват на глубокую ловушку M . Система дифференциальных кинетических уравнений, описывающая данную модель [16]:

$$\frac{dn}{dt} = \alpha(N - n)n_c - np, \quad (1)$$

$$\frac{dm}{dt} = \delta(M - m)n_c, \quad (2)$$

$$\frac{dn_{F^+}}{dt} = -\gamma n_{F^+} n_c, \quad (3)$$

$$\frac{dn}{dt} + \frac{dm}{dt} + \frac{dn_c}{dt} = \frac{dn_{F^+}}{dt}, \quad (4)$$

$$p = S \exp\left(-\frac{E}{kT}\right), \quad (5)$$

$$\delta = \delta(T) = \delta_0 \frac{C \exp(-W/kT)}{1 + C \exp(-W/kT)} \quad (6)$$

$$I(T) = \gamma n_c n_{F^+}. \quad (7)$$

N (cm^{-3}) — концентрация дозиметрических ловушек, n (cm^{-3}) — их текущее заполнение, M (cm^{-3}) — концентрация глубоких электронных ловушек, m (cm^{-3}) — их текущая заселенность, n_{F^+} (cm^{-3}) — концентрация центров свечения; n_c (cm^{-3}) — концентрация электронов в зоне проводимости, α ($cm^3 s^{-1}$) — коэф-

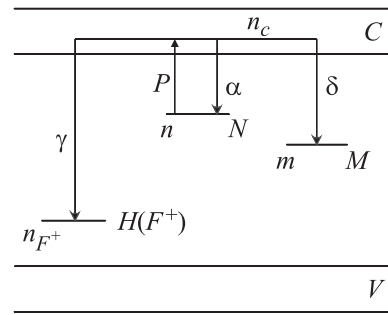


Рис. 1. Энергетическая зонная схема модифицированной модели интерактивной системы ловушек (обозначения поясняются в тексте).

фициент повторного захвата на дозиметрическую ловушку, γ ($cm^3 s^{-1}$) — коэффициент рекомбинации, δ ($cm^3 s^{-1}$) — коэффициент захвата на глубокую ловушку. Вероятность опустошения дозиметрических ловушек p описывается выражением (5), где E (eV) — энергия активации (глубина) ловушки, S (s^{-1}) — частотный фактор. Как и ранее [16], учитывалось возрастание величины δ с температурой согласно уравнению (6). В нем W (eV) — энергия активации температурного тушения люминесценции, C — константа [16]. Интенсивность ТЛ в доминирующей полосе свечения 420 nm, обусловленной F^+ -центрами, связана с захватом делокализованных электронов F^+ -центрами согласно реакции $F^+ + e = F^* = F + h\nu$ (420 nm) и описывается уравнением (7).

В процессе облучения происходит заполнение дозиметрических ловушек электронами. В настоящей работе предполагается, что концентрация носителей в дозиметрических ловушках (n_0) прямо пропорциональна дозе излучения. При моделировании дозовых зависимостей выхода ТЛ величина n_0 менялась с некоторым постоянным шагом и однозначно характеризовала поглощенную дозу. Кроме того, в расчетах принималось, что заселенность глубоких ловушек при облучении не изменялась ввиду малости величины δ (облучение производилось при комнатной температуре). Особенностью данной модели, отличной от [13], являлось то обстоятельство, что концентрация центров свечения (F^+ -центров) перед началом эксперимента была отличной от нуля и достаточно высокой, поэтому можно считать, что она изменялась несущественно при дальнейших циклах „облучение–нагрев“ в процессе моделирования дозовых характеристик. Это предположение согласуется с экспериментальными данными работы [19], в которой изменение концентрации F^+ -центров наблюдалось только вблизи насыщения дозовой характеристики. При моделировании предполагалось, что температура изменяется по линейному закону: $T = T_0 + \beta t$, где β — скорость нагрева.

Параметры модели: $E = 1.3$ eV, $S = 10^{13} s^{-1}$, $\alpha = 10^{-14} cm^3 s^{-1}$, $C = 10^{11}$, $W = 1.1$ eV, $M = 10^{14} cm^{-3}$ выбирались близкими к используемым в работах [13,16], с помощью которых удалось хорошо описать целый

комплекс экспериментальных особенностей ТЛ исследуемого материала: зависимость выхода ТЛ от скорости нагрева, влияние заселенности глубоких центров на параметры кривой ТЛ. Величина n_{F^+} задавалась равной $10^{14} - 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, что сравнимо с экспериментально найденными по спектрам оптического поглощения концентрациями F^+ -центров [10]. Поскольку при таких начальных значениях n_{F^+} существенно увеличивается вероятность рекомбинации, для обеспечения соотношения вероятностей захвата на ловушки и рекомбинации, близкого к ранее использованному [13,16], коэффициент рекомбинации был уменьшен до величины $\gamma = 5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, концентрация дозиметрических ловушек составила $N = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, коэффициент захвата на глубокие ловушки — $\delta_0 = 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$.

Моделирование дозовых характеристик производилось в следующей последовательности:

1) задавались исходное заполнение дозиметрических ловушек n_0 , концентрация центров свечения n_{F^+} и начальная концентрация носителей в глубоких ловушках m_0 ;

2) решалась система уравнений (1)–(4) численным методом Гира и рассчитывалась зависимость $I(T)$ при изменении температуры от 300 до 600 К с заданной скоростью нагрева (кривая термовысвечивания). Выход ТЛ, соответствующий дозе, определяемой параметром n_0 , рассчитывался как площадь под кривой;

3) по результатам решения системы определялась конечная заселенность глубокой ловушки m^* после нагрева образца до $T = 600 \text{ K}$. Это значение использовалось в качестве m_0 в следующем цикле нагрева. Данный этап моделирования принципиально отличался от подхода, принятого в работе [13], где величина m^* подбиралась эмпирическим путем;

4) п. 1–3 повторялись для других значений исходного заполнения основных ловушек при изменении величины n_0 с постоянным шагом в пределах $10^{12} - 3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$.

3. Результаты и обсуждение

На рис. 2 приведены дозовые зависимости выхода ТЛ исследуемого материала, рассчитанные в рамках обсуждаемой модели при различных скоростях нагрева. Величина дозы D принималась численно равной заселенности дозиметрических ловушек n_0 (cm^{-3}). Подобное представление дозовых характеристик использовалось ранее в литературе [8]. Наклонные штриховые линии соответствуют линейной аппроксимации начальных участков дозовых зависимостей. $D_{0.5}$, D_2 , D_6 — пороговые значения доз, при которых начинается сверхлинейный участок. Видно, что выполняется соотношение $D_6 < D_2 < D_{0.5}$, что согласуется с ранее полученными экспериментальными данными [13].

Для количественной оценки степени влияния скорости нагрева на сверхлинейность дозовых характеристик, были рассчитаны зависимости коэффициента сверхлинейности S_L от дозы при разных скоростях нагрева.

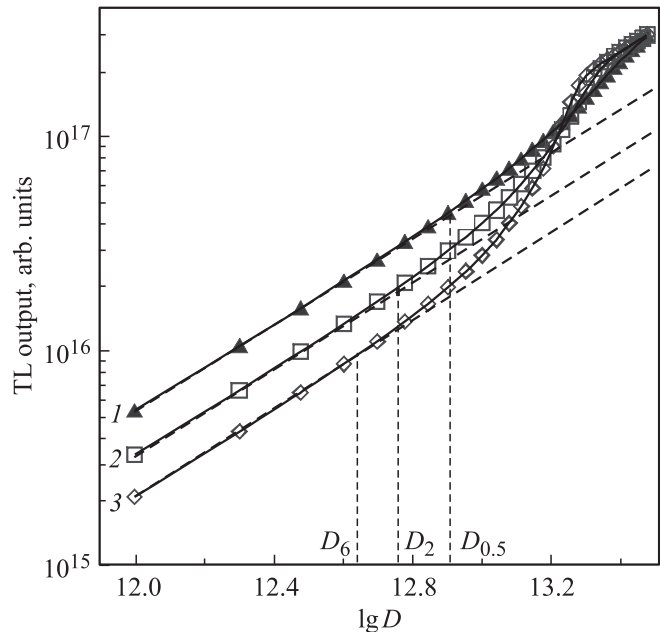


Рис. 2. Дозовые зависимости выхода ТЛ, рассчитанные при разных скоростях нагрева, К/с: 1 — 0.5, 2 — 2, 3 — 6. Начальная концентрация F^+ -центров $n_{F^+0} = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. $m_0 = 0$.

Величина S_L определяется по формуле [1]

$$S_L = \frac{S/D}{S_0/D_0}, \quad (8)$$

где S — выход ТЛ при дозе D , S_0 — выход ТЛ при дозе D_0 , соответствующей величине $n_0 = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, на линейном участке характеристики. При расчетах вместо величин доз использовались значения начальной концентрации носителей в дозиметрических ловушках n_0 . Результаты расчета приведены на рис. 3. Видно, что с ростом дозы облучения коэффициент сверхлинейности возрастает, достигая максимального значения. При этом максимальное значение коэффициента $S_{L \max} = 4.78$ наблюдалось при скорости нагрева 6 К/с. Для скорости 2 К/с $S_{L \max} = 3.06$, для 0.5 К/с $S_{L \max} = 1.86$. Полученные значения коэффициентов, хотя и несколько отличаются от экспериментальных значений [13], правильно отражают установленную закономерность: величина сверхлинейности дозовой характеристики увеличивается с ростом скорости нагрева.

Полученные результаты могут быть интерпретированы следующим образом [13]. Известно, что с ростом скорости нагрева ТЛ пик сдвигается в сторону более высоких температур [1], при которых растет коэффициент захвата на глубокие ловушки согласно формуле (6). При больших скоростях нагрева глубокие ловушки заполняются более эффективно, захватывая большую часть носителей, освобожденных из дозиметрических ловушек. Это приводит к более раннему их насыщению, что обуславливает начало сверхлинейности при меньших дозах (рис. 2). Относительное увеличение выхода ТЛ, вызванное насыщением глубоких ловушек,

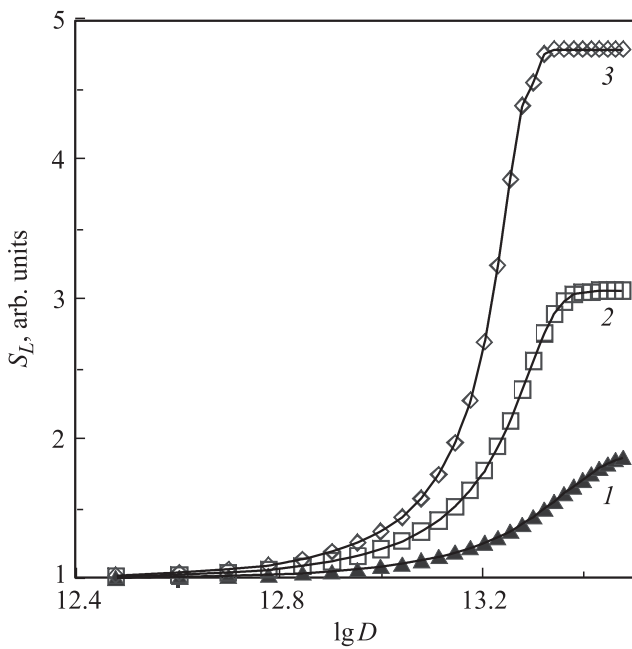


Рис. 3. Зависимости коэффициента сверхлинейности от дозы, рассчитанные по данным рис. 2. Скорости нагрева, K/s: 1 — 0,5, 2 — 2, 3 — 6.

при этом принимает большее значение, характеризуемое величиной S_L (рис. 3).

Для доказательства различия в эффективности заполнения глубоких ловушек с ростом дозы при разных скоростях нагрева нами были проанализированы зависимости заселенности глубоких центров m от величины дозы облучения (рис. 4). Это результат является новым, он непосредственно следует из решения системы уравнений (1)–(4) и отражает закон заполнения ловушек M при параметрах модели, приведенных выше. Из рис. 4 видно, что с ростом скорости нагрева заполнение глубоких ловушек происходит быстрее и достигает насыщения при меньших дозах, как это и предполагалось ранее. Обращает на себя внимание тот факт, что в исследуемом диапазоне изменения величины n_0 достигается полное заполнение глубоких центров для всех используемых скоростей нагрева. Анализ рис. 2 показывает, что при этом практически исчезает зависимость ТЛ выхода от скорости нагрева. Эта закономерность обсуждалась ранее в работе [16].

Другим фактором, наряду со скоростью нагрева влияющим на вид дозовой характеристики, является шаг нарастания дозы. Было обнаружено экспериментально [14], что увеличение шага изменения дозы приводит к уменьшению сверхлинейности. На рис. 5 приведены зависимости выхода ТЛ, рассчитанные с разным, отличающимся в два раза, шагом нарастания дозы (скорость нагрева 6 K/s). Здесь D_1 и D_2 — дозы, соответствующие началу сверхлинейного участка. Видно, что при меньшей величине шага (кривая 1) сверхлинейный участок начинается раньше, т. е. $D_1 < D_2$, как это и наблюдалось в эксперименте [14]. Полученный результат можно объяснить тем,

что при возрастании числа циклов „облучение–нагрев“, что имеет место при уменьшении шага изменения дозы, увеличивается заселенность глубоких ловушек, что приводит к более раннему началу эффекта сверхлинейности.

Известно [12], что поведение дозовой характеристики исследуемого материала зависит также от исходного

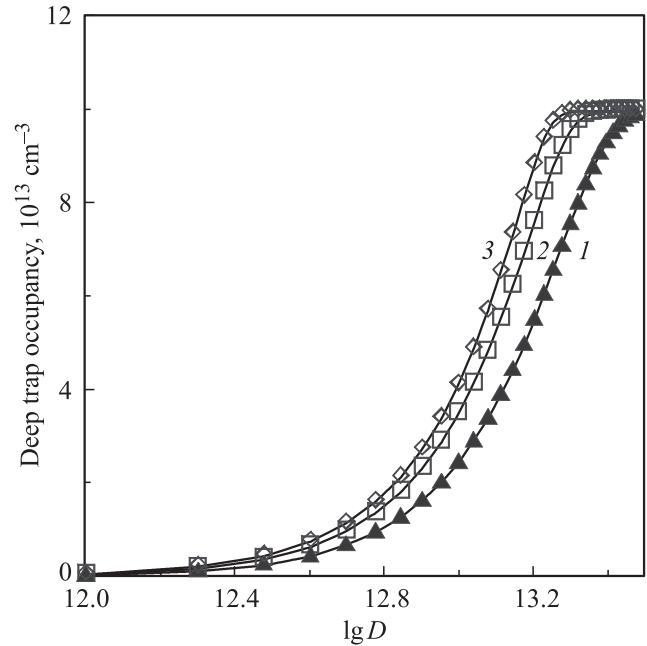


Рис. 4. Зависимости заселенности глубоких ловушек от дозы при разных скоростях нагрева, K/s: 1 — 0,5, 2 — 2, 3 — 6. $n_{F+0} = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. $m_0 = 0$.

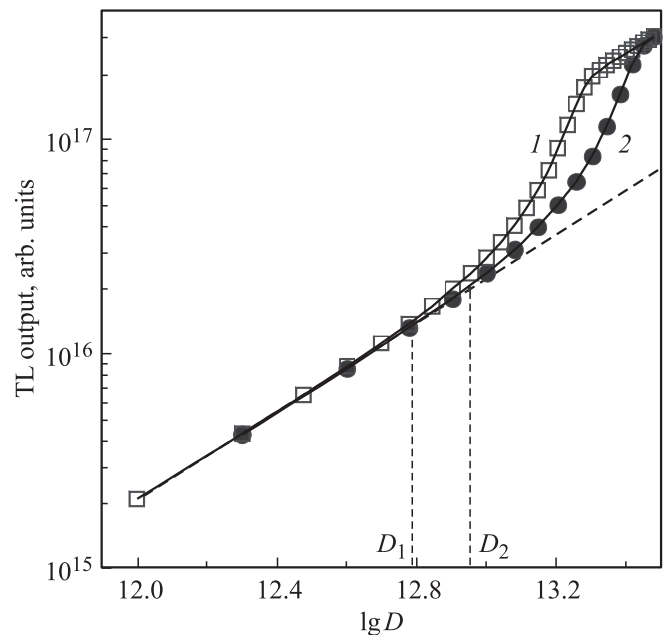


Рис. 5. Дозовые зависимости выхода ТЛ, рассчитанные с использованием различного шага изменения величины n_0 , пропорциональной дозе, cm^{-3} : 1 — 10^{12} , 2 — $2 \cdot 10^{12}$. Скорость нагрева 6 K/s. $n_{F+0} = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. $m_0 = 0$.

состояния заселенности глубоких ловушек. При этом в случае предварительно заполненных глубоких центров степень нелинейности становится менее существенной. Для проверки этой закономерности были рассчитаны дозовые зависимости выхода ТЛ при разных значениях начальной концентрации электронов в глубоких ловушках: $m_0 = 0$ (глубокие ловушки пустые, кривая 1) и $m_0 = 8 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (глубокие ловушки частично заполнены, кривая 2) (рис. 6). Видно, что сверхлинейный участок кривой 1 характеризуется более выраженной нелинейностью по сравнению с кривой 2. Полученные результаты показывают, что рассматриваемая модель описывает и эту экспериментально найденную закономерность.

Компьютерное моделирование, проведенное в настоящей работе, было дополнено экспериментальным исследованием зависимости нелинейности дозовой характеристики от чувствительности образца к ионизирующему излучению. Под чувствительностью здесь понимается ТЛ-отклик на малую тестовую дозу, соответствующую линейному участку дозовой характеристики. В работе [11] высказывалось предположение, что на поведение дозовой зависимости образцов анион-дефектного оксида алюминия может влиять исходная концентрация F^+ -центров, которая коррелировала с ТЛ-чувствительностью. Нами были экспериментально измерены зависимости выхода ТЛ от дозы бета-излучения изотопа $\text{Sr}^{90}/\text{Y}^{90}$ для четырех образцов Al_2O_3 (рис. 7). При этом чувствительность образцов 3 и 4 в пять раз превышала данную величину для образцов 1 и 2. Из рис. 7 видно, что дозовые характеристики образцов 1 и 2 имеют

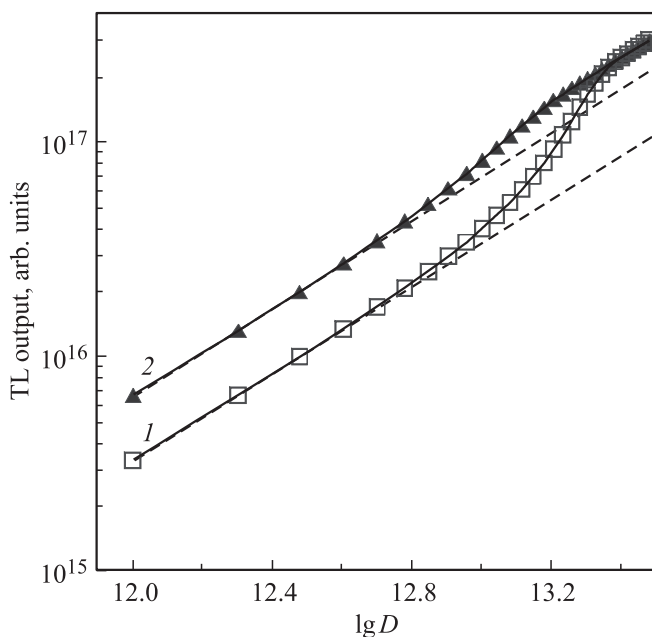


Рис. 6. Дозовые зависимости выхода ТЛ, рассчитанные для двух исходных состояний заселенности глубоких ловушек: 1 — глубокие ловушки пустые ($m_0 = 0$), 2 — глубокие ловушки частично заполнены ($m_0 = 8 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$). Скорость нагрева 2 K/s . $n_{F+0} = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$.

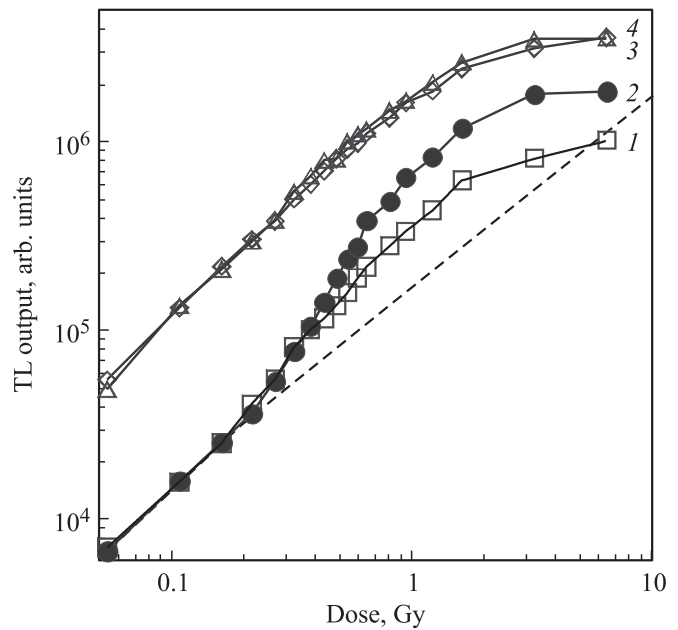


Рис. 7. Экспериментальные дозовые характеристики анион-дефектных монокристаллов оксида алюминия с низкой (1, 2) и высокой (3, 4) начальной чувствительностью к бета-излучению. Скорость нагрева 6 K/s .

ярко выраженные участки сверхлинейности. Отличия в степени сверхлинейности кривых 1 и 2 могут быть обусловлены разной концентрацией глубоких центров, имеющих термическую глубину больше, чем у ловушек M , рассматриваемых в данной работе. Присутствие таких ловушек было доказано в работах [19,20]. Для образцов с высокой чувствительностью сверхлинейность практически отсутствует (кривые 3 и 4).

Полученные результаты можно объяснить в рамках кинетической модели (рис. 1). Для этого предположим, что образцы с разной чувствительностью характеризуются различной начальной концентрацией центров свечения (F^+ -центров) [11]. Увеличение концентрации центров свечения приводит к росту вероятности излучательной рекомбинации, что уменьшает вероятность захвата электронов на глубокие ловушки. Поэтому влияние заполнения глубоких ловушек на ТЛ ослабевает, что приводит к практически полному отсутствию сверхлинейности.

Для проверки этого предположения были рассчитаны дозовые зависимости выхода ТЛ для двух значений исходной концентрации F^+ -центров: 10^{14} и 10^{15} cm^{-3} (рис. 8, кривые 1 и 2 соответственно). Видно, что образцы с высокой концентрацией F^+ -центров имеют большую чувствительность по сравнению с образцами с малой концентрацией центров свечения. При этом кривая 1 образца с низкой чувствительностью характеризуется ярко выраженным сверхлинейным участком, который практически отсутствует для высокочувствительного образца (кривая 2). Эти результаты полностью согласуются с экспериментальными данными (рис. 7).

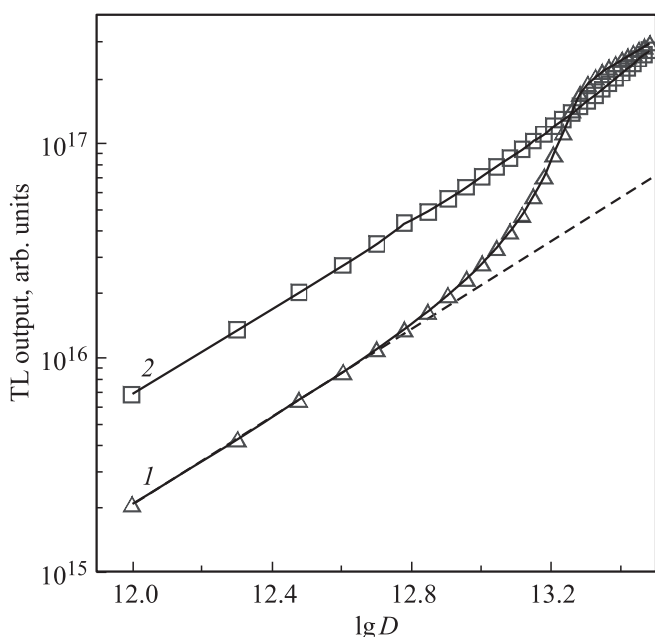


Рис. 8. Дозовые зависимости выхода ТЛ, рассчитанные для двух различных исходных концентраций центров свечения: 1 — $n_{F+0} = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, 2 — $n_{F+0} = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Скорость нагрева 6 K/s. $m_0 = 0$.

Из рис. 8 видно также, что на конечном участке дозовых характеристик при заполнении глубоких ловушек наблюдается эффект выравнивания чувствительности образцов, что наблюдалось ранее экспериментально [21].

4. Заключение

В рамках модифицированной модели интерактивной системы ловушек проведены расчеты дозовых зависимостей выхода ТЛ в основном пике при различных режимах измерений и концентрациях носителей на локализованных уровнях. При моделировании предполагалось, что изменение дозы приводит к пропорциональному изменению заселенности дозиметрических ловушек. Особенностью методики расчета являлось использование закона заполнения глубоких ловушек, непосредственно вытекающего из решения системы дифференциальных кинетических уравнений. Показано, что модель качественно описывает наблюдаемое экспериментально влияние на сверхлинейность дозовой характеристики скорости нагрева, шага изменения дозы, начального заполнения глубоких ловушек. Обнаружен экспериментально и подтвержден расчетами новый эффект влияния ТЛ чувствительности исследуемых кристаллов на нелинейность дозовой характеристики. Важным итогом работы является тот факт, что экспериментально найденные особенности поведения дозовых характеристик описаны в рамках общей модели при неизменных значениях кинетических параметров ТЛ основного пика и коэффициентов захвата и рекомбинации, что свидетельствует в пользу достоверности значений этих параметров.

Дальнейшее развитие использованных в настоящей работе подходов видится в усложнении модели путем введения в рассмотрение дырочных ловушек, присутствующих в исследуемом материале [19,20,22]. Представляет интерес также исследование в рамках модифицированной модели [16] эффектов, связанных с немонотонностью дозовой характеристики [17,18], что требует рассмотрения стадии заполнения ловушек при облучении материала перед нагревом.

Список литературы

- [1] R. Chen, S.W.S. McKeever. Theory of Thermoluminescence and Related Phenomena. World Scientific, Singapore (1997). 560 p.
- [2] S.W.S. McKeever. J. Appl. Phys. **68**, 724 (1990).
- [3] I. Nail, Y.S. Horowitz, L. Oster, M.E. Brandan, M. Rodriguez-Villafuerte, A.E. Buenfil, C. Ruiz-Trejo, I. Gamboa-de Buen, O. Avila, V.M. Tovar, P. Olko, N. Ipe. Radiat. Prot. Dosim. **119**, 180 (2006).
- [4] P.V. Mitchell, D.A. Wiegand, R. Smoluchowski. Phys. Rev. **121**, 484 (1961).
- [5] A. Wieser, H.Y. Goksu, D.F. Regulla, A. Waibel. Nucl. Tracks Radiat. Meas. **18**, 175 (1991).
- [6] A.R. Lakshmanan, K.G. Vohra. Nucl. Instrum. Methods **159**, 585 (1979).
- [7] X.B. Yang, J. Xu, H.J. Li, Q.Y. Bi, Y. Cheng, Q. Tang. J. Appl. Phys. **106**, 033 105 (2009).
- [8] R. Chen, G. Fogel. Radiat. Prot. Dosim. **47**, 23 (1993).
- [9] R. Chen, G. Fogel, C.K. Lee. Radiat. Prot. Dosim. **65**, 63 (1996).
- [10] M.S. Akselrod, V.S. Kortov, D.J. Kravetsky, V.I. Gotlib. Radiat. Prot. Dosim. **32**, 15 (1990).
- [11] S.W.S. McKeever, M.S. Akselrod, L.E. Colyott, N. Agersnap Larsen, J.C. Polf, V. Whitley. Radiat. Prot. Dosim. **84**, 163 (1999).
- [12] V.S. Kortov, I.I. Milman, S.V. Nikiforov. Radiat. Prot. Dosim. **84**, 35 (1999).
- [13] В.С. Кортов, И.И. Мильман, С.В. Никифоров, Е.В. Моисейкин. ФТТ **48**, 421 (2006).
- [14] V.S. Kortov, I.I. Milman, S.V. Nikiforov, E.V. Moiseykin, S.V. Kondrashov. Radiat. Meas. **42**, 590 (2007).
- [15] С.М. Сунта, Е.М. Кulkarni, Е.М. Yoshimura, А.В. Mol, Т.М. PETERS, Е. Okuno. Phys. Status Solidi B **186**, 199 (1994).
- [16] И.И. Мильман, В.С. Кортов, С.В. Никифоров. ФТТ **40**, 229 (1998).
- [17] V. Pagonis, R. Chen, J.L. Lawless. Radiat. Meas. **42**, 198 (2007).
- [18] V. Pagonis, R. Chen, J.L. Lawless. Radiat. Meas. **43**, 175 (2008).
- [19] E.G. Yukihara, V.H. Whitley, J.C. Polf, D.M. Klein, S.W.S. McKeever, A.E. Akselrod, M.S. Akselrod. Radiat. Meas. **37**, 627 (2003).
- [20] S.V. Nikiforov, V.S. Kortov. Radiat. Meas. **45**, 527 (2010).
- [21] V.S. Kortov, I.I. Milman, S.V. Nikiforov. Radiat. Prot. Dosim. **100**, 75 (2002).
- [22] С.В. Никифоров, В.С. Кортов, А.А. Носаль, Е.В. Моисейкин. ФТТ **53**, 2032 (2011).