

08,04

Фотоэлектрическая релаксационная спектроскопия дефектов в монокристаллах синтетического алмаза

© А.П. Одринский¹, Н.М. Казючиц², Л.Ф. Макаренко²

¹ Институт технической акустики НАН Белоруссии, Витебск, Белоруссия

² Белорусский государственный университет, Минск, Белоруссия

E-mail: a.odrinsky@gmail.com, odra@mail333.com

(Поступила в Редакцию 29 декабря 2014 г.
В окончательной редакции 11 мая 2015 г.)

Приведены результаты исследования кинетики релаксации фототока в монокристаллах синтетического алмаза с удельным сопротивлением $\sim 10^{14} \Omega \cdot \text{cm}$ в области температур 440–550 К. Обнаружены два процесса термоэмиссии носителей заряда, регистрируемые совместно. Подавление вклада в релаксацию одного из процессов с повышением температуры интерпретируется как наличие связи между обнаруженными процессами. Обсуждаются возможности взаимного влияния между процессами термоэмиссии.

1. Введение

Снижение себестоимости производства синтетических алмазов открывает перспективы расширения ассортимента изделий электронной техники на их основе, включая детекторы ультрафиолетового и ядерного излучений, потоков заряженных частиц и т. д. [1]. Высокая радиационная стойкость детекторов на основе алмаза обеспечивает их более длительную работоспособность по сравнению с кремниевыми приборами в условиях ускорителей элементарных частиц [2], в открытом космосе [3], в радиационной терапии [4]. Характеристики этих приборов зависят от дефектно-примесного состава кристаллов алмаза. В частности, при изготовлении дозиметрических датчиков для радиационной терапии используют специально отобранные кристаллы, содержащие примесь азота в диапазоне концентраций $10^{18} - 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ [5,6]. Быстродействующие детекторы изготавливают из алмазов с высоким содержанием примеси азота и низким содержанием структурных дефектов [7]. Пространственная неоднородность заполнения таких центров локализации заряда ведет к поляризации детектора и влияет на его рабочие характеристики [8]. При отборе материала, перспективного для изготовления детекторов, используют данные люминесценции, тогда как сведения об электрически активных дефектах в синтетических алмазах очень скудны. В настоящее время имеется определенный задел теоретических исследований центров локализации заряда в алмазе на основе расчетов из первых принципов [9,10]. В то же время высокое удельное сопротивление кристалла затрудняет экспериментальные исследования электрической активности дефектов в синтетических алмазах. Большинство таких исследований выполнено на поликристаллических пленках, для которых существует проблема интерпретации получаемых результатов, связанная с влиянием барьеров на границах зерен. В настоящей работе представлены результаты

исследования электрически активных дефектов в монокристаллах синтетического алмаза, выращенных методом высоких давлений и температур (high pressure high temperature — HPHT-метод) с использованием фотоэлектрической релаксационной спектроскопии (photo-induced current transient spectroscopy — PICTS [11]) — разновидности нестационарной спектроскопии глубоких уровней, применяющей возбуждение образца светом.

2. Условия эксперимента

Монокристаллы синтетического алмаза были выращены методом HPHT [12] в металлуглеродной системе Fe–Ni–C в течение 60–70 h при давлении 4.5–5.0 GPa и температуре 1350–1450°C. Содержание железа в системе составляло 70 wt.%, а никеля — 30 wt.%. Синтез проходил в беспрессовых аппаратах высокого давления типа „разрезная сфера“ в РУП „Адамас БГУ“ [13]. Образцы для исследований изготавливались в виде плоскопараллельных полированных пластин размером $\sim 4 \times 4 \text{ mm}$, толщиной около 300 μm , вырезанных вдоль плоскости (100) параллельно основанию из центральной части кристалла. На освещаемой поверхности пластины с помощью имплантации ионов бора с последующим активационным отжигом внедренной примеси формировалась система парных встречно-штыревых контактов. Площадь поверхности, занимаемая одной контактной парой, составляла $1.0 \times 0.8 \text{ mm}$. На противоположной поверхности пластины по аналогичной технологии формировался сплошной контакт. Качество контактов оценивалось по вольт-амперной характеристике, которая была линейной при комнатной температуре в диапазоне прикладываемого напряжения $\pm 100 \text{ V}$. Подключение соответствующей пары контактов по планарной либо „сэндвич“-схеме позволяло исследовать различные участки пластины, а также изменять геометрию

протекания фототока. Удельное сопротивление исследуемых участков пластины варьировалось в диапазоне $\sim 0.3-1 \cdot 10^{14} \Omega \cdot \text{cm}$.

При исследовании электрически активных дефектов фотовозбуждение образца осуществлялось прямым излучением ксеноновой лампы ДКСШ-500, включающим и ультрафиолетовую составляющую с энергией квантов, превышающей ширину запрещенной зоны алмаза (5.5 eV) [14]. Свет падал перпендикулярно поверхности пластины. Периодичность освещения задавалась механическим модулятором с частотой $\sim 10 \text{ Hz}$ и отношением длительности светового интервала к темновому 1 : 5.

При регистрации фототока использовалась типичная схема первичной измерительной цепи с подачей внешнего напряжения 60 V на последовательно соединенные образец и сопротивление нагрузки 0.1–0.33 M Ω . Изменение падения напряжения на сопротивлении нагрузки после усиления широкополосным усилителем подавалось на аналого-цифровой преобразователь, связанный с персональным компьютером. При регистрации релаксации фототока проводилось поточечное накопление и усреднение кинетики сигналов (64 реализации), содержащей 2000 отсчетов, расположенных через фиксированный интервал времени $\Delta t = 56 \mu\text{s}$. Регистрация проводилась в процессе нагрева образца со скоростью $\sim 2 \text{ K/min}$ в диапазоне температур 300–550 K с шагом 1 K. Для обработки результатов использовалась широко распространенная методика [15] анализа данных нестационарной спектроскопии глубоких уровней (deep level transient spectroscopy — DLTS), а также методика аппроксимации релаксации фототока модельной функцией [16].

3. Экспериментальная часть и обсуждение результатов

На рис. 1 приведены PICTS-спектры синтетического алмаза, полученные с использованием „сэндвич“-схемы подключения контактов. Спектры содержат пик в области температур $\Delta T = 420-550 \text{ K}$. Положение максимума пика смещается в высокотемпературную сторону с уменьшением характеристического времени релаксации, соответствующего спектру, что находится в согласии с термоактивацией скорости эмиссии неравновесного заполнения центров

$$e_t(T) = \sigma_t T^2 B \exp[-E_t/kT], \quad (1)$$

где e_t — скорость термоэмиссии, σ_t — эффективное сечение захвата носителей заряда, T — температура, B — константа для данного материала, E_t — энергия термоактивации эмиссии, k — постоянная Больцмана. Наряду со смещением максимума наблюдается также асимметричное уширение пика. Подобная трансформация PICTS-спектров (уширение) наблюдается для всех исследованных участков пластины синтетического алмаза. Искажение формы пика заставляет предположить

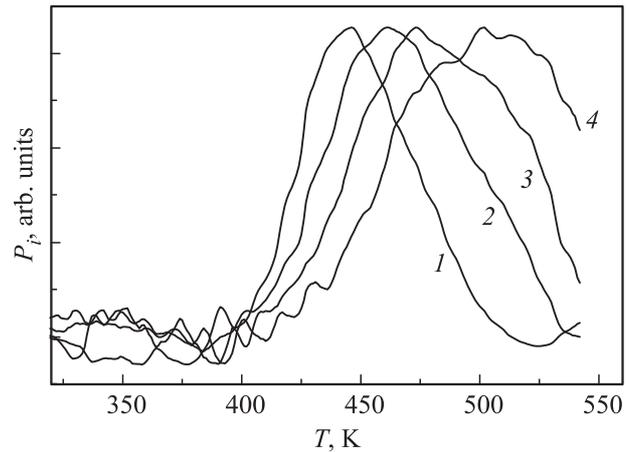


Рис. 1. PICTS-спектры синтетического HPHT-алмаза, соответствующие характеристическому времени релаксации $\tau_r = 16$ (1), 6.2 ms (2), 3.2 (3), 1.6 ms (4).

наличие в регистрируемом сигнале вклада нескольких процессов термоэмиссии.

3.1. Анализ температурной зависимости релаксации фототока. Для разделения вкладов отдельных процессов в кинетику медленной релаксации фототока была использована аппроксимация зарегистрированного сигнала суммой двух экспоненциальных составляющих

$$Y(t) = A_0 \exp(-\alpha t) + B_0 \exp(-\beta t) + C_0, \quad (2)$$

где $\alpha^{-1} > \beta^{-1}$ — характеристические времена релаксации α - и β -компонент соответственно, A_0 , B_0 , C_0 — постоянные коэффициенты. Аппроксимация проводилась последовательно в каждой температурной точке из области температур регистрации пика — ΔT . Использовался специальный программный модуль итерационного определения параметров модели методом согласованного градиентного спуска с возможностью изменения соотношения масштабов приращений параметров в процессе подгонки. Модельная функция (2) хорошо описывала кинетику медленной релаксации фототока¹ (2–100 ms).

Полученные в результате аппроксимации изменения с температурой величин α и β и амплитуд A_0 и B_0 представлены на рис. 2. Наблюдается устойчивый рост α и β в области температур 440–540 K. Отметим, что такого типа зависимость от температуры показателя степени экспоненциальной составляющей релаксации фототока типична для термоэмиссии неравновесного заполнения центров (см. (1)). Изменения с температурой амплитуды экспоненциальных составляющих представлены на рис. 2, b. В области $T = 440-490 \text{ K}$ значения A_0 и B_0 практически совпадают и растут с температурой. При более высокой температуре ($T > 490 \text{ K}$) вклад β -компоненты выходит на насыщение и в дальнейшем убывает.

¹ Предварительные результаты описаны в [15].

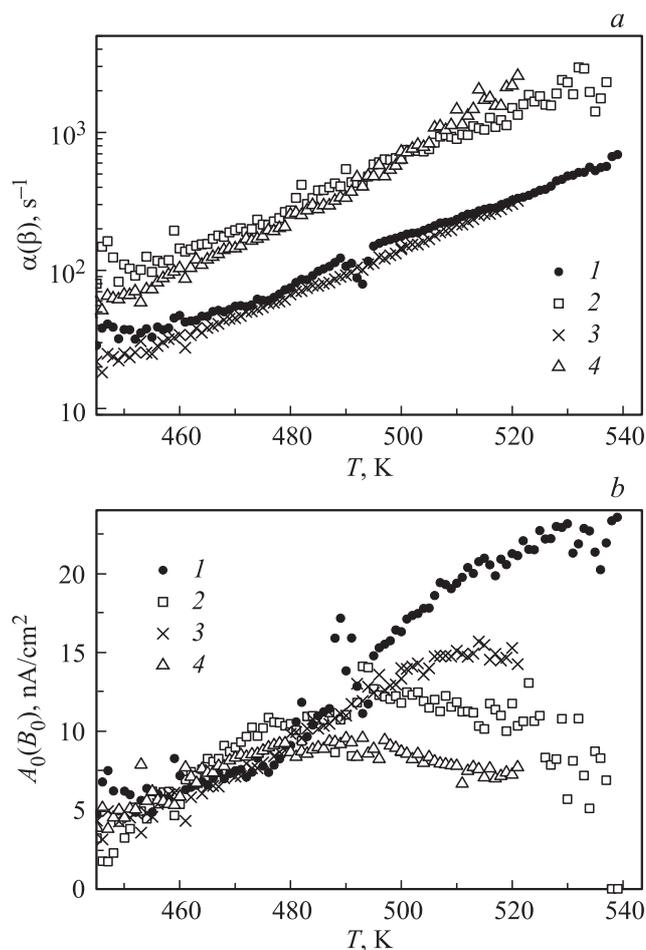


Рис. 2. Изменение с температурой показателя степени (а) и амплитуды (б) экспоненциальных составляющих кинетики релаксации фототока. Результат аппроксимации данных, полученных с „сэндвич“-схемой подключения контактов и подачи положительного (1, 2) и отрицательного (3, 4) напряжения на освещаемый электрод. 1 и 3 — α -компонента, 2 и 4 — β -компонента.

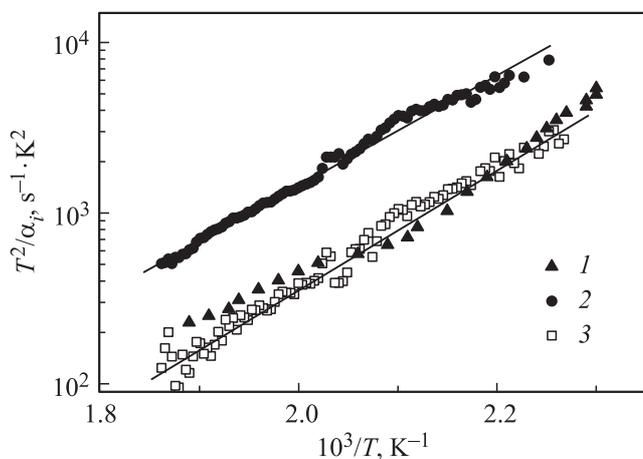


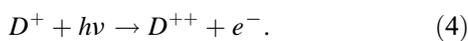
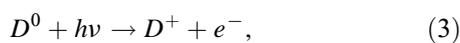
Рис. 3. Зависимость от температуры характеристического времени перезарядки дефекта с учетом T^2 -коррекции по данным PICTS (1) и аппроксимации модельной функцией для α - (2) и β -компоненты (3).

На рис. 3 приведена зависимость Аррениуса (кривая 1), полученная по стандартной методике DLTS-анализа отслеживанием смещения температурного положения максимума пика в наборе PICTS-спектров. Здесь же представлены результаты аппроксимации релаксации модельной функцией (2). Отметим близкое расположение кривых 1 и 3, определенных при стандартной процедуре обработки PICTS-спектров и выделения β -компоненты спада фототока с помощью аппроксимации в соответствии с (2). Энергия термической активации эмиссии с α -центров, рассчитанная по наклону зависимости 2 на рис. 3, составляет $E_t = 0.688$ eV, а величина эффективного сечения захвата дырок этими центрами — $\sigma_p = 2.3 \cdot 10^{-18}$ cm². Параметры β -центров (зависимость 3) равны $E_t = 0.723$ eV, $\sigma_p = 2.1 \cdot 10^{-17}$ cm². Полученные значения E_t близки к значениям энергии активации эмиссии носителей с центров, полученным ранее для природных монокристаллов алмаза типа Па [1,17].

Совместная регистрация в НРНТ-алмазе двух процессов термоэмиссии в области температур $\Delta T = 420$ – 550 К хорошо согласуется с известными результатами исследований электрически активных дефектов алмаза [1,18–24]. Так, при исследовании поликристаллических пленок синтетического алмаза перекрытие пиков термостимулированного тока в области ΔT наблюдалось в ряде работ [18–23]. Сложный характер регистрируемых сигналов в области ΔT отмечался и в DLTS-исследованиях легированных бором поликристаллических алмазных пленок [1,24], для которых изменение сигнала с температурой интерпретировалось с учетом суперпозиции процессов перезарядки нескольких независимых дефектов. Можно предположить, что совместная регистрация нескольких процессов термоэмиссии характерна для кристалла алмаза.

3.2. Обсуждение особенностей изменения зарядовых состояний центров. Кинетика релаксации фототока в области температур 450 – 550 К хорошо описывается моделью, предполагающей наличие двух процессов термоэмиссии неравновесного заполнения центров локализации заряда. Однако приведенный в Приложении анализ изменения с температурой вкладов в релаксацию фототока не связанных между собой процессов термоэмиссии предсказывает отсутствие экстремумов в области температур их регистрации ΔT_i и возрастающий характер вклада каждого из них с ростом температуры. Зависимость от температуры амплитуды β -компоненты релаксации, а именно ее убывающий характер в области $T > 490$ К (рис. 2, б), вызывает сомнение в интерпретации процесса медленной релаксации фототока как термоэмиссии с независимых центров локализации заряда. Иными словами, убывающий характер амплитуды β -компоненты указывает на наличие некоторой связи (или взаимного влияния) между обнаруженными процессами термоэмиссии. Такая связь может быть обусловлена процессами, происходящими и в период фотовозбуждения кристалла, и за время релаксации возбужденного состояния при выключении света.

Термоэмиссия, или акт теплового выброса, происходит спонтанно, будучи вероятностным процессом, связанным с конкретным центром локализации зарядов. Это ограничивает возможность наличия связи между отдельными процессами термоэмиссии. Наблюдаемые экспериментально закономерности обусловлены прежде всего статистическим характером самого процесса термоэмиссии. Тогда обнаруженные в синтетическом алмазе процессы термоэмиссии могут быть статистически связаны, если они обусловлены изменением зарядового состояния одних и тех же центров. Например, можно допустить наличие в кристалле центров, способных в условиях светового возбуждения двукратно изменить зарядовое состояние:



При выключении фотовозбуждения релаксация тока будет содержать компоненты, соответствующие термоэмиссии дырок с однократно и двукратно заряженных центров:



В данном случае два процесса термоэмиссии, описываемые выражениями (5), (6), будут статистически связанными, поскольку каждый центр в момент выключения фотовозбуждения может находиться лишь в одном из возможных зарядовых состояний: либо D^+ , либо D^{++} .

С другой стороны, взаимное влияние обнаруженных процессов термоэмиссии может быть обусловлено конкуренцией процессов неравновесного заполнения центров при фотовозбуждении кристалла. Рассмотрим этот случай более подробно, отметив, что возможность такой конкуренции тесно связана с выяснением механизма заполнения центров неравновесными носителями. Действительно, прямое оптическое возбуждение центров может изменять их зарядовые состояния. Этот механизм заполнения, рассмотренный еще в первых публикациях PICTS-исследований [11], не предполагает конкуренцию процессов их заполнения. Однако конкуренция процессов заполнения центров вполне допустима, если заполнение происходит по механизму захвата неравновесных свободных носителей, как рассматривалось в обзоре [25].

Для выяснения механизма заполнения центров проведем некоторые оценки. Структурно-совершенные природные алмазы типа IIa характеризуются подвижностью носителей заряда $\sim 2 \cdot 10^3 \Omega \cdot V^{-1} \text{cm}^{-1}$ [26]. Положим величину подвижности носителей в нашем кристалле $\sim 200 - 2 \cdot 10^3 \Omega \cdot V^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$. Тогда при регистрируемой плотности фототока $\sim 0.1 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ и напряженности приложенного к образцу поля $\sim 2 \cdot 10^3 \text{V}/\text{cm}$ концентрация свободных носителей при фотовозбуждении составляет $\sim 10^5 - 10^6 \text{cm}^{-3}$. Эта величина на четыре порядка превышает равновесную концентрацию, тем не менее она

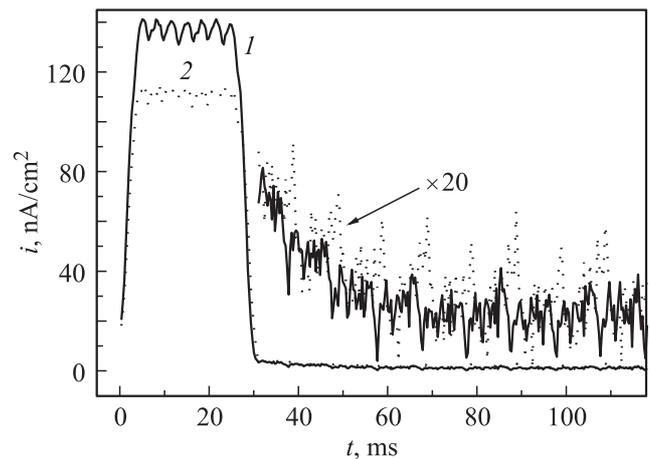


Рис. 4. Кинетика фототока синтетического НРНТ-алмаза при температуре 465 К. Кривая 1 получена при прямом возбуждении светом ДКСШ-500, 2 — с дополнительно установленным фильтром БС7.

остается достаточно малой, способной обеспечить скорость заполнения α -центров ($\sim 7 \cdot 10^{-5} \text{s}^{-1}$). На рис. 4 приведена кинетика фототока. Амплитуда медленной составляющей релаксации составляет $\sim 3\%$ от величины стационарного фототока. Однако сам факт регистрации термоэмиссии свидетельствует о существенной величине концентрации неравновесно заполненных центров. Действительно, при времени жизни свободных носителей в алмазе $\sim 10^{-8} - 10^{-9} \text{s}$ можно полагать выполняющимся соотношением $e_i \tau \ll 1$, и уравнение (П6) упрощается

$$B_i = (p_{i0}/p_0)e_{i\tau}. \quad (7)$$

Из (7) следует, что для регистрации вклада термоэмиссии необходимым условием является выполнение соотношения $p_{i0}/p_0 \gg 1$. Тогда для обнаруженных процессов термоэмиссии концентрация неравновесно заполненных центров должна во много раз превышать концентрацию неравновесных свободных носителей. Таким образом, для заполнения центров по механизму захвата свободных носителей следует ожидать медленную кинетику нарастания фототока с характеристическим временем нарастания $\sim 10^4 \text{s}$. Однако на рис. 4 стационарное состояние фототока устанавливается в течение $\sim 30 \text{ms}$, что следует интерпретировать в пользу заполнения центров по механизму их прямого оптического возбуждения. Этот вывод также подтверждается экспериментально. Кривая 2 на рис. 4 соответствует регистрации кинетики фототока с ограничением спектрального состава светового возбуждения² исключительно областью примесного поглощения кристалла. Из рисунка видно, что установка фильтра ведет к некоторому снижению стационарного фототока, однако практически не сказывается на амплитуде медленной составляющей релаксации. При энергии фотонов, меньшей ширины запрещенной зоны,

² Использован фильтр БС7 толщиной 1 мм.

генерация свободных носителей возможна лишь с изменением зарядового состояния центров (как следствие их прямого оптического возбуждения). Отсутствие влияния ограничения спектрального диапазона светового возбуждения на медленную релаксацию фототока подтверждает вывод о преимущественном заполнении обнаруженных дефектов по механизму их прямого оптического возбуждения, тогда как механизм захвата неравновесных свободных носителей не играет существенной роли в изменении их зарядового состояния. Таким образом, предположение о конкуренции процессов заполнения центров при фотовозбуждении неспособно объяснить статистическую связь обнаруженных процессов термоэмиссии.

3.3. Влияние пространственной неоднородности распределения зарядов. Другая возможность взаимного влияния процессов термоэмиссии может быть обусловлена пространственной неоднородностью распределения в объеме образца неравновесного заполнения центров локализации заряда. При анализе такой возможности удобно условно выделить неоднородности локализации зарядов: 1) в направлении, перпендикулярном протеканию тока; 2) в направлении, параллельном току. Рассмотрим последний случай. Здесь изменение зарядового состояния центров в процессе фотовозбуждения и последующей релаксации может вести к поляризации образца, изменяя условия прохождения тока.

Как следует из рис. 2, *b*, уменьшение вклада в релаксацию с ростом температуры характерно для более быстрого процесса термоэмиссии, связанного с β -центрами. Подавление вклада этой компоненты возможно, если оно обусловлено начальным состоянием α -центров локализации заряда, ответственных за более медленный процесс термоэмиссии. В этом случае следует ожидать аналогию в зависимостях от температуры вклада термоэмиссии с β -центров и величины фототока. Однако уменьшение вклада термоэмиссии с β -центров обнаруживается в области температур $T > 490$ К, в которой наблюдается термоактивация стационарного фототока. Таким образом, неоднородность локализации зарядов в направлении прохождения тока не может объяснить взаимного влияния обнаруженных процессов термоэмиссии. В принципе такие рассуждения применимы, если влияние неоднородности локализации заряда в направлении, перпендикулярном протеканию тока, сводится к аналогичному эффекту динамического изменения эффективного сопротивления токового канала. Однако можно предположить существование и других механизмов подавления вклада термоэмиссии в релаксацию фототока, обусловленных такого типа неоднородностью локализации зарядов. Это планируется выяснить в дальнейших исследованиях. Отметим, что для исследованных образцов характерна вариация дефектно-примесного состава по площади пластины [27]. Наиболее вероятным объяснением взаимного влияния процессов термоэмиссии, по-видимому, является предложенная выше модель

двухзарядного центра, связывающая обнаруженные процессы термоэмиссии с одними и теми же центрами локализации зарядов. Косвенно в пользу этой модели свидетельствует типичность совместной регистрации процессов термоэмиссии в кристалле синтетического алмаза в области температур 400–550 К по данным, зарегистрированным на различных участках пластины, а также в отличающейся геометрии протекания тока, что согласуется также с данными [1,19–26].

4. Заключение

При исследовании методом фотоэлектрической релаксационной спектроскопии монокристаллов НРНТ-алмаза обнаружены два процесса термоэмиссии, различающиеся характеристическим временем релаксации. Подавление с ростом температуры вклада в релаксацию фототока более быстро текущего процесса интерпретировано как наличие статистической связи обнаруженных процессов термоэмиссии. Предложено объяснение на основе модели центра, способного к двукратному изменению зарядового состояния.

Приложение. Анализ модели термоэмиссии с двух независимых дефектов

Рассмотрим случай неравновесного заполнения двух независимых центров локализации дырок в полупроводнике p -типа. Кинетику релаксации в приближении линейной рекомбинации и пренебрежении перезавхватом можно описать системой дифференциальных уравнений

$$\begin{cases} dp_1/dt = -e_1 p_1, & (\text{П } 1) \\ dp_2/dt = -e_2 p_2, & (\text{П } 2) \\ dp/dt = -p/\tau + e_1 p_1 + e_2 p_2, & (\text{П } 3) \end{cases}$$

где p — концентрация свободных дырок, p_1 и p_2 — концентрации заполненных центров локализации дырок, τ — время жизни свободных носителей, e_1 и e_2 — скорости термоэмиссии с соответствующих центров. Решение уравнений (П 1) и (П 2) представим в виде

$$p_i(t) = p_{i0} \exp(-e_i t), \quad i = 1, 2, \quad (\text{П } 4)$$

где p_{i0} — неравновесное заполнение соответствующего i -го центра на момент прекращения фотовозбуждения. Тогда решение уравнения (П 3) описывает изменение концентрации свободных носителей — релаксацию фототока

$$p(t)/p_0 = (1 - B_1 - B_2) \exp(-t/\tau) + B_1 \exp(-e_1 t) + B_2 \exp(-e_2 t). \quad (\text{П } 5)$$

Здесь p_0 — концентрация свободных дырок на момент прекращения фотовозбуждения, а также введено

обозначение соответствующей амплитуды i -компоненты релаксации

$$B_i \equiv (p_{i0}/p_0)/(1/(e_i\tau) - 1). \quad (\text{П } 6)$$

Рассматривая интересующие нас изменения с температурой амплитуд экспоненциальных составляющих (П 5), следует заметить, что для неравновесного заполнения центров в условиях фотовозбуждения, по-видимому, характерно уменьшение p_{i0} с ростом температуры [28]. Однако второй сомножитель уравнения (П 6) имеет более сильную зависимость от температуры, возрастающую по активационному закону в области температур регистрации перезарядки центра ΔT , где значение e_i изменяется от величин, близких к нулю, до сравнимых с $1/\tau$. Таким образом, анализ зависимостей $B_i(T)$ не связанных между собой процессов термоэмиссии предсказывает отсутствие экстремумов и возрастающий характер функции $B_i(T)$ в области температур регистрации перезарядки центра ΔT .

Список литературы

- [1] P. Muret, J. Pernot, A. Kumar, L. Magaud, C. Mer-Calfati, P. Bergonzo. *Phys. Rev. B* **81**, 235 205 (2010).
- [2] W. Adam, C. Bauer, E. Berdermann, P. Bergonzo, F. Bogani, E. Borch, A. Brambilla, M. Bruzzi, C. Colledani, J. Conway, W. Dabrowski, P. Delpierre, A. Deneuve, W. Dulinski, B. van Eijk, A. Fallou, F. Fizzotti, F. Foulon, M. Friedl, K.K. Gan, E. Gheeraert, E. Grigoriev, G. Hallewell, R. Hall-Wilton, S. Han, F. Hartjes, J. Hrubec, D. Husson, H. Kagan, D. Kania, J. Kaplon, C. Karl, R. Kass, K.T. Knöpfle, M. Krammer, A. Logiudice. *Nucl. Instr. Meth. A* **434**, 131 (1999).
- [3] E. Pace, A. De Sio. *Nucl. Instr. Meth. A* **514**, 93 (2003).
- [4] C. Descamps, D. Tromson, C. Mer, M. Nesladek, P. Bergonzo, M. Benabdesselam. *Phys. Status Solidi A* **203**, 3161 (2006).
- [5] С.Ф. Козлов. В сб.: Алмаз в электронной технике / Под ред. В.Б. Кваскова. Энергоатомиздат, М. (1990). 34 с.
- [6] С.П. Плотникова. В сб.: Алмаз в электронной технике / Под ред. В.Б. Кваскова. Энергоатомиздат, М. (1990). 156 с.
- [7] Н.М. Казючиц, Е.В. Наумчик, М.С. Русецкий, Е. Gaubas, V. Kalendra, A. Jasiunas. В сб.: Труды 9-го Белорусско-Российского семинара „Полупроводниковые лазеры и системы на их основе“. Минск (2013). С. 229.
- [8] Ю.С. Мухачев, В.С. Татаринев, С.Ю. Борзенко. *ФТП* **18**, 460 (1984).
- [9] J.P. Goss, P.R. Briddon, M.J. Rayson, S.J. Sque, R. Jones. *Phys. Rev. B* **72**, 035 214 (2005).
- [10] J. Shim, E.-K. Lee, Y.J. Lee, R.M. Nieminen. *Phys. Rev. B* **71**, 035 206 (2005).
- [11] Ch. Hurter, M. Boilou, A. Mitonneau, D. Bois. *Appl. Phys. Lett.* **32**, 821 (1978).
- [12] В.Е. Хаджи, Л.И. Цинобер, Л.М. Штеренлихт. Синтез минералов. Недра, М. (1987). Т. 1. 487 с.
- [13] <http://www.adamas.by>
- [14] В.Б. Квасков. Природные алмазы России. Полярон, М. (1997). С. 304.
- [15] А.П. Одринский, Н.М. Казючиц, Л.Ф. Макаренко. Известия НАН Беларуси. Серия физ.-мат. наук **4**, 102 (2014).
- [16] А.П. Одринский. *ФТП* **49**, 294 (2015).
- [17] D. Tromson, P. Bergonzo, A. Brambilla, C. Mer, F. Foulon, V.N. Amosov. *J. Appl. Phys.* **87**, 3360 (2000).
- [18] M. Bruzzi, D. Menichelli, S. Sciortino, L. Lombardi. *J. Appl. Phys.* **91**, 5765 (2002).
- [19] S.M. Hearne, E. Trajkov, D.N. Jamieson, J.E. Butler, S. Praver. *J. Appl. Phys.* **99**, 113 703 (2006).
- [20] J. Alvarez, A. Godar, J.P. Kleider, P. Bergonzo, D. Tromson, E. Snidero, C. Mer, E. Rzepka, H. Cheverry. *Diamond Relat. Mater.* **13**, 881 (2004).
- [21] M. Bruzzi, D. Menichelli, S. Pirollo, S. Sciortino. *Diamond Relat. Mater.* **9**, 1081 (2000).
- [22] M. Bruzzi, S. Miglio, S. Pirollo, S. Sciortino. *Diamond Relat. Mater.* **10**, 601 (2001).
- [23] T. Behnke, M. Doucet, N. Ghodbane, A. Imhof, C. Martínez, W. Zeuner. *Nucl. Instr. Meth. A* **489**, 230 (2002).
- [24] P. Muret, J. Pernot, T. Teraji, T. Ito. *Phys. Status Solidi (a)* **205**, 2179 (2008).
- [25] J.C. Balland, J.P. Zielinger, C. Noguét, M. Tapiero. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **19**, 57 (1986).
- [26] J. Isberg, J. Hammersberg, E. Johansson, T. Wikstrom, D.J. Twitchen, A.J. Whitehead, S.E. Coe, G.A. Scarsbrook. *Science* **297**, 1670 (2002).
- [27] Н.М. Казючиц, А.В. Коновалова, И.И. Азарко, Ф.Ф. Якоцук, И.Н. Богданов, Ю.К. Кабак. Неорган. материалы, **50**, 144 (2014).
- [28] А.П. Одринский. *ФТП* **39**, 660 (2005).